

О. П. Кусков, В. А. Дорофеева
В. А. Кронрод, А. Б. Макалкин

СИСТЕМЫ ЮПИТЕРА

и

САТУРНА

Формирование, состав и внутреннее строение
крупных спутников



URSS

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
Институт геохимии и аналитической химии им. В. И. Вернадского

**О. Л. Кусков, В. А. Дорофеева,
В. А. Кронрод, А. Б. Макалкин**

СИСТЕМЫ ЮПИТЕРА И САТУРНА

**Формирование, состав
и внутреннее строение
крупных спутников**

Ответственный редактор
академик
М. Я. Маров



URSS

МОСКВА



*Настоящее издание осуществлено при финансовой поддержке
Российского фонда фундаментальных исследований
(проект № 07-05-07047)*

**Кусков Олег Львович, Дорофеева Вера Алексеевна,
Кронрод Виктор Александрович, Макалкин Андрей Борисович**

**Системы Юпитера и Сатурна: Формирование, состав и внутреннее строение
крупных спутников / Отв. ред. М. Я. Маров. — М.: Издательство ЛКИ, 2009. —
576 с.**

Монография посвящена исследованию проблем формирования, внутреннего строения и химической дифференциации тел внешней части Солнечной системы, где водяной лед вместе с другими видами льдов (метановым, аммиачным, углекислым и пр.) становится главной составляющей спутников планет-гигантов, ледяных карликовых планет и астероидов, расположенных за орбитой Нептуна, а также комет. Приведена новейшая информация по системам Юпитера и Сатурна, полученная КА «Галилео» и «Кассини-Гюйгенс», астрофизические данные о газопылевых дисках вокруг звезд солнечного типа, внесолнечных планетных системах, и основанные на них современные представления об образовании и эволюции планетных тел. Дан критический обзор космохимических, геологических, геофизических и астрономических данных относительно объектов внешней части Солнечной системы. Вниманию читателей предлагаются разработанные авторами модели происхождения, состава и внутреннего строения спутников планет-гигантов. Обсуждаются интригующие проблемы, связанные с возможностью существования приповерхностных океанов под ледяной корой Европы, Ганимеда, Каллисто, Титана и Энцелада, металлических ядер в недрах ледяных спутников Юпитера и Сатурна, вулканическая активность Ио и происхождение мощной атмосферы Титана.

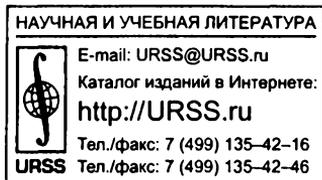
Книга рассчитана на широкий круг специалистов, аспирантов и студентов — геохимиков, геофизиков, космохимиков и астрономов, занимающихся проблемами эволюции и строения тел Солнечной системы, а также может служить справочным пособием для научных работников.

Издательство ЛКИ. 117312, Москва, пр-т Шестидесятилетия Октября, 9.
Формат 60×90/16. Печ. л. 36. Зак. № 61

Отпечатано с готовых диапозитивов в ООО «Полиграфический комбинат «Заураль».
640022, Курган, ул. К. Маркса, 106.

ISBN 978-5-382-00986-5

© Издательство ЛКИ, 2009



4992 ID 67002



Оглавление

Предисловие редактора (М. Я. Маров)	9
Предисловие	18

Часть I

Формирование регулярных спутников Юпитера и Сатурна . .	29
--	-----------

Глава 1. Строение и состав тел внешней солнечной системы	30
1.1. Планеты-гиганты и их спутники	30
1.2. Плутон — планета или транснептуновый объект?	35
1.3. Транснептуновые объекты и кентавры	36
1.4. Кометы и межпланетная пыль	40
1.5. Межзвездные облака и межзвездная пыль	45
1.6. Химический и фазовый состав межзвездных молекулярных облаков и протопланетного околосолнечного диска в зоне образования планет-гигантов	48
1.7. Заключение	56

Глава 2. Эволюция газопылевого околосолнечного диска; образование пылевых сгущений и допланетных тел	57
2.1. Образование Солнечной системы в свете новых астрономических данных об образовании и эволюции околосолнечных протопланетных дисков	57
2.2. Особенности моделирования аккреционного околосолнечного диска	65
2.3. Моделирование термических условий в околосолнечном протопланетном диске	68
2.3.1. Входные параметры модели	71
2.3.2. Постановка задачи. Основные уравнения	73
2.3.3. Результаты моделирования термических условий в околосолнечном протопланетном диске	79
2.4. Эволюция газопылевого околосолнечного диска; образование пылевых сгущений и рост планет	87

2.4.1. Поведение пылевых частиц, образование и эволюция пылевого слоя в газопылевом околосолнечном диске	87
2.4.2. Расчет температуры в пылевом слое. Постановка задачи и основные уравнения	96
2.4.3. Результаты моделирования $T-P$ -условий в пылевом слое протопланетного диска	99
2.4.4. Образование пылевых сгущений и допланетных тел	103
2.4.5. Рост допланетных тел и образование планет	105
2.5. Заключение	108
Глава 3. Юпитер и Сатурн. Строение, состав атмосфер, источники летучих	110
3.1. Атмосферы Юпитера и Сатурна: состав, строение, особенности	110
3.2. Состав ледяных планетезималей в зоне образования планет-гигантов	117
3.3. Внутреннее строение Юпитера и Сатурна. Ограничения на валовый химический состав планет-гигантов	122
3.4. Образование Юпитера и Сатурна	129
3.5. Особенности формирования атмосфер планет	133
3.6. Заключение	139
Глава 4. Образование регулярных спутников Юпитера и Сатурна в околопланетных аккреционных дисках	141
4.1. Протоспутниковые аккреционные диски Юпитера и Сатурна. Обзор современных моделей. Обоснование выбора модели	141
4.2. Модели аккреционных протоспутниковых дисков Юпитера и Сатурна: основные уравнения и входные параметры	152
4.3. Космохимические ограничения на входные параметры моделей протоспутниковых дисков Юпитера и Сатурна	161
4.4. Оценка радиальной миграции регулярных спутников Юпитера и Сатурна	164
4.5. Протоспутниковые диски Юпитера и Сатурна. Результаты построения моделей	165
4.5.1. Оценка вклада различных источников в нагрев протоспутниковых дисков	165
4.5.2. Обзор рассчитанных двумерных моделей протоспутниковых дисков, удовлетворяющих космохимическим и физическим ограничениям	168

4.5.3. Распределения температуры и влияние вариаций входных параметров в моделях протоспутниковых дисков	171
4.5.4. Распределение давления, объемной и поверхностной плотности в дисках	179
4.6. Обсуждение результатов и выводы	184

Часть II

Химическая дифференциация

и внутреннее строение крупных спутников 197

Глава 5. Фазовые равновесия и физические свойства минеральных систем при высоких давлениях 199

5.1. Основные термодинамические соотношения	200
5.2. Уравнение состояния минералов при высоких давлениях	203
5.3. Термодинамические свойства твердых растворов	208
5.4. Сейсмические свойства фазовых ассоциаций	212
5.5. Моделирование равновесных фазовых ассоциаций	216
5.6. Приложение термодинамического подхода к моделированию внутреннего строения верхней мантии Земли	227
5.7. Заключение	241

Глава 6. Моделирование химического состава и внутреннего строения крупных спутников 243

6.1. Введение	243
6.2. Геолого-геофизические характеристики спутников: общий обзор	244
6.3. Фазовая диаграмма H_2O и полиморфные модификации водяного льда	256
6.4. Реологические свойства льда	265
6.5. Основные положения моделей внутреннего строения спутников	272
6.6. Геохимические ограничения на состав спутников	278
6.7. Модели состава ядер планетарных тел	283
6.8. Заключение	290

Глава 7. Внутреннее строение Ио 291

7.1. Геолого-геофизические ограничения на модели Ио	291
7.2. Распределение плотности в мантии и размеры ядра	297

7.3. Космохимические ограничения на модели Ио	301
7.4. Оценка отношений Fe_{tot}/Si , Fe_m/Fe_{tot} и валового состава Ио	306
7.5. Заключение и выводы	307
Глава 8. Внутреннее строение Европы	310
8.1. Геолого-геофизическая информация	310
8.2. Геофизические и космохимические ограничения на модели Европы	313
8.3. Модели строения Европы по геофизическим данным	315
8.4. Модели строения Европы по геохимическим данным	317
8.5. Анализ моделей внутреннего строения Европы	326
8.6. Водно-ледяная оболочка Европы	331
8.7. Заключение и выводы	335
Глава 9. Внутреннее строение Ганимеда	337
9.1. Модели строения и тепловой эволюции Ганимеда до полетов «Галилео»	337
9.2. Геофизические и космохимические ограничения на модели Ганимеда	339
9.3. Современные модели внутреннего строения Ганимеда	343
9.3.1. Модели с водно-ледяной оболочкой	345
9.3.2. Модели с ледяной оболочкой	349
9.4. Заключение и выводы	350
Глава 10. Внутреннее строение Каллисто	353
10.1. Степень дифференциации Каллисто по геолого-геофизическим данным	353
10.2. Особенности внутреннего строения Каллисто	358
10.3. Строение водно-ледяной оболочки Каллисто	362
10.4. Современные модели внутреннего строения Каллисто	371
10.4.1. Модели с внутренним океаном	373
10.4.2. Модели с ледяной оболочкой	375
10.5. Заключение и выводы	381
Глава 11. Изохимические модели галлилеевых спутников	383
11.1. Введение	383
11.2. Внутреннее строение железокремнистых ядер спутников	385
11.3. Гипотеза изохимичности состава спутников	387
11.4. Модели спутников	389
11.5. Распределение температуры и физических параметров	390

11.6. Состав и внутреннее строение спутников при условиях изохимичности	391
11.7. Заключение и выводы	396
Глава 12. Сравнительные характеристики планет и спутников	398
12.1. Химический состав и внутреннее строение Луны	399
12.1.1. Геолого-геофизическая информация о строении Луны	399
12.1.2. Моделирование состава и внутреннего строения Луны	412
12.1.3. Мантия Луны: состав, строение, свойства	416
12.1.4. Ядро Луны	434
12.2. Геохимические характеристики Луны и Земли	438
12.3. Геохимические характеристики Ио и Марса	448
12.4. Заключение и выводы	451
Глава 13. Фракционирование вещества в Солнечной системе	455
13.1. Общая характеристика процессов фракционирования	455
13.2. Содержание H_2O в галилеевых спутниках	460
13.3. Отношение Fe_{10t}/Si и обедненность галилеевых спутников железом	464
13.4. Заключительные замечания	472
Глава 14. Спутники Сатурна — Титан и Энцелад	476
14.1. Экспериментальные данные по исследованию Титана космической миссией «Кассини—Гюйгенс»	476
14.1.1. Стратосфера и верхняя атмосфера Титана	476
14.1.2. Поверхность Титана	479
14.1.3. Атмосфера Титана	480
14.2. Происхождение атмосферы Титана. История вопроса и эволюция представлений	485
14.3. Модели образования Титана и его атмосферы	488
14.3.1. Модель образования Титана в теплом протоспутниковом диске Сатурна	489
14.3.2. Модель образования Титана в холодном протоспутниковом диске Сатурна	491
14.3.3. Модель с эндогенным источником метана в атмосфере Титана	493
14.3.4. Модель с поверхностным источником метана в атмосфере Титана	495

14.4. Энцелад — регулярный спутник Сатурна. Экспериментальные данные «Кассини»	496
14.5. Происхождение атмосфер Титана и Энцелада. Предварительные выводы	500
14.6. Модели внутреннего строения Титана и Энцелада	502
14.7. Заключительные замечания	508
Заключение	510
Глоссарий. Список часто употребляемых терминов	516
Литература	525

Предисловие редактора

В динамике небесных тел, населяющих Солнечную систему (планет, их спутников, малых тел), наряду с характерными природными особенностями проявляются определенные общие закономерности, обусловленные единым процессом происхождения и последующей эволюции Солнечной системы. Поэтому чрезвычайно важно попытаться сопоставить то, что нам известно о природных явлениях на Земле и о системе Земля—Луна, обусловленных, в частности, небесно-механическими факторами, с другими объектами Солнечной системы — планетами и их спутниками, включая взаимодействие с малыми телами — кометами и астероидами.

Детально разработанные и широко применяемые точные и приближенные аналитические методы небесной механики позволяют находить решения задач определения орбит и их эволюции, в том числе устанавливать области устойчивости и неустойчивости решений для различных классов движений. Наибольшее распространение за последние десятилетия получили методы прямого численного интегрирования, которые, наряду с численно-аналитическими методами, оказались наиболее эффективными для исследования происхождения, эволюции и внутреннего строения тел Солнечной системы. В частности, они привели к выводу, что орбиты планет, обладающие малыми эксцентриситетами и наклонами, лишь слабо хаотичны и не имеют сколь-нибудь заметной вековой составляющей на временных интервалах, сопоставимых с возрастом Солнечной системы. Наиболее сильную хаотизацию испытывают орбиты комет, с чем связаны сложности прогноза их движений и точного определения эфемерид.

В монографии открывается возможность существенно расширить наши представления о телах внешней части Солнечной системы. Эффективность сравнительно-планетологического подхода особенно наглядно проявляется при изучении многочисленного семейства спутников планет-гигантов, происхождение, внутренняя структура и свойства орбит которых существенно зависят от физико-химических особенностей газопылевых аккреционных дисков планет и в значительной степени определяются приливными взаимодействиями.

Особое внимание привлекают, прежде всего, галилеевы спутники Юпитера — Ио, Европа, Ганимед и Каллисто, — которые образовались, вероятно, одновременно с самой планетой вблизи нее и в дальнейшем увеличили свои радиальные расстояния вследствие приливно-воздействия Юпитера, а также Титан с его азотно-метановой атмосферой. Теория движения галилеевых спутников обладает характерной осо-

бенностью, обнаруженной еще Лапласом, — в системе этих спутников имеется тройной резонанс 1:2:4, т. е. в таком кратном соотношении находятся периоды обращения Ио, Европы и Ганимеда вокруг Юпитера. Наряду с этим существуют соотношения между средними движениями, что вызывает либрацию спутников, а сами они испытывают возмущения от сильного гравитационного взаимодействия друг с другом. В результате каждому из галилеевых спутников свойственны определенные уникальные черты, формирование которых, как и для многих других спутников планет-гигантов, является следствием процессов самоорганизации, приведших вначале к возникновению резонансов, а в процессе дальнейшей эволюции — к формированию специфических природных комплексов.

Основным методом исследования внутреннего строения служит численное моделирование процессов, формировавших планеты и спутники, при этом основное внимание уделяется анализу химического состава и строения геосфер спутников Юпитера и Сатурна. Рассматривается исходный состав протопланетного диска в ближайшей окрестности планеты, изучаются термическая эволюция газопылевой среды и особенности состава конденсата, образовавшегося на различных радиальных расстояниях при охлаждении, последовательность фракционирования важнейших порообразующих элементов. Приведены новейшая информация по системам Юпитера и Сатурна, полученная зондами «Галилео» и «Кассини—Пойгенс», астрофизические данные о газопылевых дисках вокруг звезд солнечного типа, внесолнечных планетных системах и основанные на них современные представления об образовании и эволюции планетных тел. Дан критический обзор космохимических, геологических, геофизических и астрономических данных относительно объектов внешней части Солнечной системы.

В развитие ранее полученных авторами результатов проводится детальное моделирование внутреннего строения спутников планет-гигантов, состоящих из коры или ледяной оболочка, силикатной мантии и металлического Fe—FeS ядра. В основу положены геофизические и геохимические данные (тепловой поток, средняя плотность, масса, момент инерции; состав H-, L-, LL-, CM-, CV-хондритов), а также термодинамические данные в системе



с учетом фазовой диаграммы H_2O и фазовых превращений льдов I—VII при высоких давлениях. Ограничениями, накладываемыми на развиваемые модели, служат результаты исследований геофизических характеристик на космических аппаратах «Галилео» и «Кассини—Пойгенс», а также геохимические ограничения. Модельные данные сопоставлены с веществом метеоритов, а по совокупности геофизических и геохимических ограничений выявлены критерии окислительно-восстановительных условий и степени фракционирования металл/силикат во внешней части Солнечной системы.

Результаты моделирования позволяют понять физико-химическую природу процессов, наблюдаемых на небесных телах. В отличие от Земли, Венеры и Марса, где вулканизм обусловлен радиогенным теплом, на Ио источником извержений служит диссипация приливной энергии вследствие упомянутого ранее гравитационного взаимодействия Ио с другими галилеевыми спутниками при орбитальном движении в гравитационном поле Юпитера, что приводит к периодическим сильным деформациям фигуры. Согласно существующим оценкам, этот механизм примерно на два порядка превышает другие возможные энергетические источники. Достаточно высокая средняя плотность ($3,53 \text{ г/см}^3$) свидетельствует о том, что Ио состоит практически целиком из каменных пород, а водно-ледяная оболочка (если она когда-либо существовала) была потеряна, благодаря разогреву недр уже на ранней стадии эволюции. Энергия, излучаемая Ио в окружающее пространство, примерно на два порядка превышает внутренние тепловые потоки на Земле и Луне.

Примерно аналогичное, но меньшее приливное воздействие испытывает находящаяся немного дальше от Юпитера и меньшая по размерам Европа (радиус 1565 км, плотность 3 г/см^3). Но если мощный разогрев и связанный с ним вулканизм на Ио привел к утрате ее ледяной оболочки, то на Европе она предположительно превратилась в водный океан глубины около 100 км, находящийся под ледяным панцирем толщиной $\sim 10\text{--}20$ км. К возможности появления жидкой воды на такой глубине приводит оценка теплового потока за счет диссипации приливной энергии. Об этом же свидетельствует обусловленное приливами несинхронное по отношению к недрам вращение внешней оболочки Европы, наличие во льду многочисленных трещин, областей с хаотическим нагромождением блоков типа айсбергов, необычная форма ударных кратеров, уникальная гладкость фигуры, наличие сравнительно свежих хаотически расположенных бесчисленных невысоких хребтов и разломов. За счет периодического приливного энерговыделения в недрах спутника океан может прогреваться и быть, таким образом, даже подходящей биогенной средой. Если эти оценки верны, то объем воды в океане Европы существенно превышает водные запасы Земли. Важным дополнительным аргументом служит наличие у Европы сравнительно слабого магнитного поля, скорее всего обязанного наличию электропроводящего соленого океана.

Морфология поверхности Ганимеда, также обладающего магнитным полем, несет следы тектонической активности, вероятно, обусловленной, наряду с сохранившимся источником радиогенного тепла в силикатной мантии, конвективным переносом, притоком приливной энергии при резонансном взаимодействии с Европой и Ио. Напротив, Каллисто не подвержена приливному разогреву вследствие орбитального динамического резонанса Лапласа, как у трех других галилеевых спутников, поэтому следы эндогенной активности на ней отсутствуют. По этой же причине степень дифференциации слагающих Каллисто пород существенно меньше,

чем у Ганимеда, о чем свидетельствует измеренное значение квадрупольного момента гравитационного поля, которому отвечает более высокое значение безразмерного момента инерции по сравнению с Ганимедом. В отсутствие внешнего энергетического источника неясно — можно ли ожидать, что на глубине сохранилась жидкая вода, поскольку за геологическое время недр Каллисто должны были охладиться субсолидусной конвекцией, контролируемой вязкостью льда, хотя и менее эффективной, чем на Ганимеде. Между тем на стороне, противоположной громадной котловине Валхала, образованной столкновением с крупным телом, отсутствуют заметные следы данного события, что можно объяснить поглощением энергии удара жидким слоем недр. В пользу данного предположения свидетельствует и возможное наличие у Каллисто магнитного поля, сопоставимого по напряженности с Европой.

Помимо галилеевых спутников, наибольшее внимание у других планет-гигантов привлекают спутник Сатурна Титан и спутник Нептуна Тритон. Заслуживает вместе с тем внимания и совсем небольшой почти целиком ледяной спутник Сатурна Энцелад, размер которого 500 км, а плотность $1,120 \text{ г/см}^3$. Несмотря на столь малые размеры, значительная часть его поверхности сильно модифицирована активными геологическими процессами, оставившими хребты и желоба, а отсутствие кратеров и альbedo спутника, близкое к единице, свидетельствует о том, что поверхность очень молодая. Но самое удивительное — это обнаруженный на этом спутнике сильный водный вулканизм. По-видимому, это обстоятельство, как и наблюдаемые геологические структуры, являются следствием слабо эллиптической орбиты Энцелада, находящегося в резонансе 2:1 с другим спутником Сатурна Дионой. Ее приливное воздействие достаточно для того, чтобы разогреть его недра до температуры 176 К, отвечающей температуре плавления водно-аммиачной эвтектики. По-видимому, этим механизмом обусловлена как сохранившаяся геологическая активность этого холодного тела, так и источник частиц, заполняющих одно из колец Сатурна E, внутри которого как раз и находится Энцелад.

Судя по величине средней плотности, Титан и Тритон, подобно Ганимеду и Каллисто, состоят наполовину из каменных пород и наполовину из льдов. Уникальность Титана, сопоставимого по размерам с Меркурием и Ганимедом, — наличие у него мощной азотно-метановой атмосферы с давлением у поверхности 1,5 атм при температуре 94 К. Заметим, что эта температура близка к тройной точке метана, при которой на поверхности происходят фазовые переходы. Действительно, обширные резервуары жидких углеводородов обнаружены на поверхности Титана по результатам исследований в рамках проекта «Кассини—Гюйгенс». Поскольку ускорение силы тяжести на Титане составляет примерно одну седьмую часть от земного, то для создания давления 1,5 атм масса атмосферы Титана должна быть на порядок больше земной. Остается неясным, однако, какую роль в геологии Титана могли сыграть приливные эффекты, в частности, находящиеся на сравнительно близких с ним орбитах достаточно

крупные спутники Сатурна Рея и Гиперион. Несомненно, однако, что они оказали и продолжают оказывать сильное влияние на динамику атмосферы. Инсоляция на Титане слишком мала, чтобы обеспечить развитие интенсивных динамических процессов, но, тем не менее, они существуют. Можно предположить, что основным энергетическим источником служат приливные воздействия Сатурна, которые в 400 раз сильнее лунных приливов на Земле. Предположение о приливном механизме ветровых движений подкрепляется ориентировкой гряд дюн, повсеместно встречающихся на Титане.

Круговорот метана, включающий образование в атмосфере метановых облаков и выпадение на поверхность осадков в виде метановых дождей, является уникальной особенностью Титана. Существование такого метанового цикла, подобного водному циклу на Земле, предполагалось ранее на основе расчетных моделей и исследования свойств поверхности путем радиолокационных измерений и при помощи космического телескопа Хаббл. Помимо метановых озер, на панорамах поверхности видны глыбы округлой формы, состоящие, вероятно, из водяного и метанового льдов и других органических соединений, долины, напоминающие русла рек, стекающих с возвышенностей, а также ряды дюн, состоящих, очевидно, из частиц «углеводородной пыли». Согласно модели, метан конденсируется в облака на высоте нескольких десятков километров, из них постоянно выпадает на поверхность слабая изморось, а из особо плотных облаков вблизи Южного полюса — более крупные «дождевые» капли, компенсируемые испарением, что действительно представляет собой аналог гидрологического цикла на Земле. При очень низкой температуре жидкой воды на поверхности быть не может, но не исключено, что, подобно галилеевым спутникам, она есть на глубине, в приповерхностном слое. Наряду с этим, есть основания предполагать, что на поверхности, кроме метана, существуют и более сложные углеводороды (этан, этилен, ацетилен, диацетилен, метилацетилен, цианоацетилен), а также пропан, синильная кислота и другие органические соединения, образующиеся в верхней атмосфере и углеводородных облаках под действием ультрафиолетового излучения в результате процессов фотолиза метана. Углеводороды придают атмосфере характерный красно-оранжевый цвет. Можно думать, что на Титане создаются благоприятные условия для начальных этапов биогенного синтеза, подобные тем, которые существовали на ранней Земле, и это привлекает к Титану особое внимание.

В противоположность Титану, Тритон, размер которого чуть меньше Луны, практически лишен атмосферы (давление не превышает 15 микробар), а температура его азотно-метановой поверхности всего 38 К. Заметим, что ряд признаков роднит Тритон с Плутоном, до недавнего времени считавшимся девятой планетой Солнечной системы, а ныне переведенным в категорию крупных тел пояса Койпера — плутоидов. Между тем существуют и очень большие различия, ставшие очевидными после пролета вблизи Нептуна космического аппарата «Вояджер». Прежде

всего, на поверхности Тритона в области Южной полярной шапки было обнаружено несколько десятков темных полос, некоторые из которых отождествлены с гейзероподобными выбросами жидкого азота на высоту в несколько километров (криовулканизм). С гейзерами, вероятно, связаны также отложения на замерзшем метане пылевых частиц, переносимых преобладающими ветрами даже в сильно разреженной среде. Кроме того, на поверхности обнаружены образования, напоминающие замерзшие озера с азотно-метановыми береговыми террасами высотой до километра, образование которых, возможно, связано с последовательными эпохами плавления — замерзания при изменении условий инсоляции или, скорее, в результате приливных взаимодействий Тритона с Нептуном. По-видимому, разогрев недр за счет диссипации приливной энергии служит, подобно галилеевым спутникам, основным источником криовулканизма на этом очень холодном теле. В принципе источником энергии гейзероподобных выбросов могло бы быть повышение уровня инсоляции, поскольку они наблюдаются на широтах, на которых Солнце находится в зените. Однако данный механизм, скорее всего, играет второстепенную роль. Так или иначе, о сохранившейся геологической активности Тритона свидетельствует малое число ударных кратеров на его молодой поверхности, а факт сильного приливного взаимодействия с Нептуном является несомненным.

К сказанному нужно добавить, что у Тритона очень необычная орбита, что остро ставит вопрос о его происхождении. Она сильно наклонена к плоскости эклиптики и обладает почти нулевым эксцентриситетом, а сам Тритон, в отличие от всех других крупных спутников планет, движется не в прямом, а в обратном направлении (по часовой стрелке). Особенности орбитального движения Тритона позволяют предположить, что он первоначально образовался в поясе Койпера, как и Плутон, а позднее был захвачен Нептуном. Однако обычный гравитационный захват, как показали расчеты, маловероятен, поэтому дополнительно предполагается, что Тритон был членом двойной системы, либо постепенно затормозился в верхней атмосфере Нептуна. Подкреплением данной гипотезы служит то обстоятельство, что при переходе на орбиту вокруг Нептуна Тритон должен был испытать со стороны Нептуна и системы его спутников (в частности, Нереиды) мощное приливное воздействие, что привело к расплавлению его преимущественно водно-ледяных недр (средняя плотность $2,07 \text{ г/см}^3$). Вполне вероятно, что продолжающееся приливное взаимодействие Нептуна и Тритона в современную эпоху разогревает планету, следствием чего является тепловой поток из недр, почти втрое превышающий величину инсоляции. Другим следствием является то, что Тритон постепенно приближается к Нептуну и в далекой перспективе войдет внутрь предела Роша, где будет разорван на части.

Как видим, небесным телам в Солнечной системе свойственна удивительная упорядоченность, которая складывалась в процессе самоорганизации в открытой диссипативной системе первоначально хаотических

образований в виде роя планетезималей, из которых рождались планеты-гиганты и системы их спутников. При этом определяющую роль играли приливные взаимодействия. Другими словами, самоорганизация была обеспечена гравитационными силами, приведшими к возникновению соизмеримостей и резонансов в движениях планет и спутников, и приливными взаимодействиями, вызвавшими разогрев недр и уникальные природные явления в виде мощного вулканизма, теплого водного океана внутри холодного ледяного тела, криовулканизма и др.

В значительно большей степени, чем планеты и спутники, влиянию приливных сил подвержены малые тела — астероиды и кометы. Замечательным примером служат люки Кирквуда в Главном поясе астероидов между орбитами Марса и Юпитера в области 2,7–3,2 а. е., обусловленные наличием резонансов орбитальных периодов астероидов с периодом Юпитера (4:1; 3:1; 5:2; 2:1; 3:2). Другой пример — транснептуновые тела в поясе Койпера, у которых обнаружено наличие резонансов среднего движения (соизмеримостей периодов) с Нептуном (4:3; 3:2; 2:1) и вековых резонансов (прецессии орбит) вследствие соизмеримостей долготы восходящего узла и аргумента перигелия. Интересно, что орбиты этих тел стабильны (вне резонансов) на интервалах $t \sim 10^8$ лет, однако «накопление нестабильности» и резкий рост эксцентриситета за счет гравитационного влияния Нептуна приводят к их рассеянию из пояса Койпера.

Вследствие наличия вековых возмущений, область между «внутренним» и «классическим» поясом (~ 40 – 43 а. е.) отличается наибольшей нестабильностью. Из этой зоны тела мигрируют внутрь Солнечной системы и первоначально захватываются преимущественно на орбиты, пересекающиеся с орбитой Юпитера. Определенная их фракция в дальнейшем мигрирует по направлению к Солнцу, пополняя Главный пояс астероидов и три группы астероидов (Амур, Аполлон, Атон), пересекающиеся с орбитами планет земной группы, называемых обобщенно Near Earth Objects. Орбиты этих объектов, особенно сближающихся с Землей астероидов группы Аполлон и даже заходящих внутрь земной орбиты астероидов группы Атон, подвержены наибольшей хаотизации из-за влияния приливных сил и вместе с кометами представляют основную опасность столкновения с Землей.

Как видно из изложенного, исследования разнообразных объектов во внешних областях Солнечной системы, особенно спутников планет с их уникальными особенностями, представляют громадный интерес, прежде всего с небесно-механической и космохимической точек зрения. Моделирование этих объектов связано с решением сложных проблем, но задача эта чрезвычайно актуальна, поскольку расширяет представления о многообразии природных комплексов, сформировавшихся под влиянием различных факторов.

Настоящая монография подготовлена коллективом авторов из ГЕОХИ РАН и ИФЗ РАН, имеющих многолетний опыт исследования систем

Юпитера и Сатурна. Вниманию читателей предлагаются разработанные авторами оригинальные модели происхождения, состава и внутреннего строения спутников планет-гигантов. Обсуждаются интригующие проблемы, связанные с возможностью существования приповерхностных океанов под ледяной корой Европы, Ганимеда, Каллисто, Титана и Энцелада, металлических ядер в недрах ледяных спутников Юпитера и Сатурна, вулканическая активность Ио и происхождение мощной атмосферы Титана. Монография открывает перспективы не только глубокого понимания происхождения и эволюции спутников планет-гигантов, но и значительно развивает фундаментальную концепцию сравнительно-планетологического подхода в исследовании всей Солнечной системы, тем самым способствуя прогрессу наук о Земле.

Академик М. Я. Маров

*Из всех спутников
наиболее интересными после Луны
являются спутники Юпитера.*

Пьер Лаплас.
Изложение системы мира

Предисловие

Астрономические представления древнегреческих философов и ученых классической эпохи в отношении устройства Солнечной системы, ломавшие привычные парадигмы, вызывали критику потому, что по тем временам казались непроверяемыми. Так, Анаксагор (V век до нашей эры) полагал, что Луна и Солнце — огромные сферы, настолько большие, что Солнце, возможно, величиной с Пелопоннес. Его критики находили эту оценку чрезмерно завышенной. Забавно, что Плутарх в трактате «De Facie in orbe Lunae» (О внешнем виде или диске Луны) полагает, что поверхность Луны не только усеяна множеством морей, но и представляет собой местопребывание счастливых душ (Фламарион, 1994). Кажется поучительным сравнить эти представления с более поздними и современными наблюдениями.

Выдающийся французский математик и астроном Пьер Симон Лаплас (1749–1827) в своей классической работе «Изложение системы мира» в главе «О возмущениях спутников Юпитера» пишет: «Теория спутников в настоящее время настолько продвинулась вперед, что недостающее ей может быть определено только очень точными наблюдениями» (Лаплас, 1982). Лишь спустя 150 лет после смерти Лапласа началось непосредственное изучение внешних областей Солнечной системы, и в частности галилеевых спутников Юпитера, с помощью космических аппаратов серии «Пионер» (Pioneer, запуск 1972–1973), «Вояджер» (Voyager, запуск 1977) и «Галилео» (Galileo, запуск 1989). К крупнейшему спутнику Сатурна Титану в 1997 году был запущен американо-европейский орбитальный аппарат «Кассини—Пойгенс» (Cassini—Huynens).

Вторая половина XX века характеризуется бурным развитием и все нарастающей интенсивностью исследования планет и спутников Солнечной системы. В настоящее время обнаружено более 150 регулярных и нерегулярных спутников планет. Только за последние пять лет открыто 86 нерегулярных спутников (Джевит и др., 2006).

Меркурий и Венера не имеют спутников. У Земли — один крупный спутник, у Марса — два небольших. Отсутствие спутников у Меркурия и Венеры объясняется приливным воздействием планет, вращение которых было заторможено приливным воздействием Солнца, в результате чего спутники выпали на поверхность планет. Спутники Марса — Фобос и Деймос (или их родительские протоспутники), вероятно, были захвачены Марсом. До наступления космической эры было известно, что вокруг Юпитера обращаются 16 спутников. Сейчас в системе Юпитера обнаружено 63 спутника (4 крупных), а в системе Сатурна — 60 (один крупный

спутник с диаметром более 5000 км — Титан). В системе Урана насчитывается 27 спутников — главные спутники (Миранда, Ариэль, Умбриэль, Титания, Оберон) имеют диаметр от 500 до 1500 км. Система Нептуна содержит 13 спутников, крупнейший из которых — Тритон с диаметром 2700 км — в отличие от всех других крупных спутников обращается вокруг планеты в противоположную сторону по отношению к ее вращению, а по размерам несколько уступает Луне.

Система Плутон — Харон рассматривается как двойная с диаметрами около 2250 км и 1200 км, соответственно, и с массой спутника, составляющей 15 % от массы планеты. После открытия многочисленных тел за орбитой Нептуна (транснептуновых объектов), из которых пять крупнейших сравнимы по размеру с Плутоном и еще около десятка — с Хароном, статус Плутона как планеты пересмотрен. В результате он стал всего лишь крупным объектом (карликовой планетой — планетоидом) во внешнем поясе астероидов — поясе Эджворта—Койпера, названном в честь ирландско-астронома Эджворта и голландско-американского астронома Койпера (Kenneth Essex Edgeworth, 1880–1972; Gerard Peter Kuiper, 1905–1973). У самых больших транснептуновых объектов уже обнаружены спутники.

Астрофизическими наблюдениями установлено существование околозвездных газопылевых дисков вокруг молодых звезд солнечного типа — аналогов протопланетного диска, существовавшего 4,5 млрд лет назад вокруг молодого Солнца. Заметим, что в отечественной и зарубежной литературе для термина «протопланетный диск» часто используются равнозначные понятия: околосолнечный диск, протопланетное (допланетное облако) или же солнечная туманность (*solar nebula*). По аналогии под термином «протоспутниковый диск» понимаются газопылевые диски вокруг растущих Юпитера и Сатурна.

В конце XX века появились достоверные сообщения об открытии первой внесолнечной планеты (экзопланеты) у звезды 51 в созвездии Пегаса с массой порядка нескольких масс Юпитера на расстоянии от центральной звезды, близком к орбите Меркурия в нашей Солнечной системе. Теперь уже у многих звезд обнаружены планеты (у некоторых звезд по несколько планет). Общее количество открытых планет превысило две сотни. Большинство внесолнечных планет, начиная с самой первой, были открыты благодаря вызванному планетой (или несколькими планетами) периодическому изменению наблюдаемой скорости звезды, измеряемому по доплеровскому смещению линий в ее спектре. В этом и следующем десятилетии намечены запуски специализированных космических аппаратов для поиска новых экзопланет, включая пока еще не обнаруженные планеты земного типа. Перспективы для открытий в этой области сейчас стремительно расширяются.

На рубеже XX и XXI столетий начинается активное изучение астероидного пояса и внешних областей Солнечной системы с помощью целой флотилии космических аппаратов. В рамках проекта «Discovery» американская станция «NEAR-Shoemaker» (Near Earth Asteroid Rendezvous; во время

полета зонду было присвоено имя погибшего астронома Ю. Шумейкера), снабженная телевизионной камерой, спектрометрами и магнитометром, была отправлена на встречу с околоземным астероидом 433 Эрос и передала изображения астероида 253 Матильда. Космический аппарат «Галилео» пролетел вблизи астероидов 951 Гаспра и 243 Ида и начал изучение спутников Юпитера. В сентябре 2007 года американская межпланетная станция «Dawn» отправилась в путешествие к крупнейшим астероидам Веста (средний диаметр около 500 км, средняя плотность 3,44 г/см³) и Церера (экваториальный диаметр 975 км, средняя плотность 2,1 г/см³). На КА¹⁾ «Dawn» установлены камеры для получения высококачественных фото-телевизионных изображений, картирующий спектрометр видимого и ИК диапазона, детектор гамма-лучей и нейтронов. Имеются данные, что Церера прошла через стадию дифференциации и что ее внешняя оболочка состоит из аммиачного и водяного льда. Планируются полеты КА «Фобос-Грунт» для доставки образца грунта с марсианского спутника Фобос.

Во внешней части Солнечной системы картина мироздания иная — водяной и другие виды льдов (метановый, аммиачный, углекислый и др.) оказываются главными составляющими внешних планет (Уран, Нептун), спутников планет-гигантов (Европа, Ганимед, Каллисто, Титан, Тритон и др.), ледяных карликовых планет и астероидов, расположенных за орбитой Нептуна, а также комет. Эти летучие компоненты, входящие в состав ледяных тел на периферии Солнечной системы, где низкотемпературный режим существует на протяжении миллиардов лет, сохраняют свидетельства о состоянии Солнечной системы в период ее формирования.

Автоматические станции «Вега-1», «Вега-2» и «Джотто» (Giotto) провели изучение знаменитой кометы Галлея. В 1994 году космический телескоп «Хаббл» передал уникальные изображения падения кометы Шумейкера—Леви на Юпитер, разорванной его гравитационным полем на две дюжины фрагментов. Американский КА «Звездная пыль» (Stardust) пролетел вблизи кометы Вильда-2 и с помощью специальной ловушки, содержащей аэрогель, собрал кометную пыль. Зонд «Deep Impact» был запущен к комете Темпеля-1. Отделившийся от зонда ударник на огромной скорости столкнулся с кометой, что привело к взрывному выбросу ее вещества и новым представлениям о строении ядра, которые предстоит уточнить в дальнейшем (2014) при посадке на ядро кометы Чурюмова—Герасименко посадочного модуля миссии «Rossetta». Зонд «Новые горизонты» (New Horizons) отправился в 2006 году в путешествие к Плутону для обнаружения новых спутников (помимо ранее открытых) и исследования ледяных объектов пояса Койпера, образовавшихся на заре формирования нашей планетной системы.

В области астрономии и сравнительной планетологии получены результаты, которые без преувеличения могут быть отнесены к разряду

¹⁾ КА — космический аппарат.

сенсационных. Непосредственное изучение внешних областей Солнечной системы, и в частности галилеевых спутников Юпитера, было начато космическими аппаратами серий «Пионер» и «Вояджер». Список научных приоритетов проекта «Вояджер», помимо исследования атмосфер, магнитных и гравитационных полей Юпитера и Сатурна, включал изучение галилеевых спутников.

Вот в какой поэтической форме описывает американский планетолог Карл Саган неповторимые красочные детали наблюдений «Вояджера» в своей превосходной книге «Космос» (Саган, 2004): «Удивительные снимки: Амальтея, крошечный спутник красного цвета и продолговатой формы, в самой глубине радиационного пояса <Юпитера>; многоцветная Ио; линии на поверхности Европы; паутинообразные детали на Ганиমেде; огромная депрессия на Каллисто, окруженная многочисленными кольцами».

Главные спутники Ио, Европа, Ганимед и Каллисто расположены на расстоянии от 6 до 26 радиусов Юпитера и имеют размеры, близкие к Луне (Ио, Европа) и Меркурию (Ганимед, Каллисто). Эти регулярные спутники Юпитера принято называть галилеевыми спутниками, хотя они были открыты в начале XVII века почти одновременно Симоном Марием и Галилео Галилеем. Галилей (1564–1642), как хорошо известно из истории, был обвинен в ереси. Лишь в 80-х годах XX века католическая церковь в лице папы Иоанна Павла II и специальная комиссия Ватикана признали несправедливость и ошибочность преследования Галилея и «оправдали» гениального ученого. Галилеевы спутники обращаются вокруг планеты в направлении ее вращения почти по круговым орбитам и повернуты к Юпитеру всегда одной стороной.

Проекты «Пионер» и «Вояджер» послужили прообразом новых экспедиций — космический аппарат «Галилео» приблизился к Юпитеру и перешел на орбиту его спутника в декабре 1995 года, а «Кассини—Гюйгенс» достиг Сатурна и стал его орбитальной станцией в 2004 году. Автоматические станции провели исследования ледяных миров спутников планет-гигантов. Выяснилось, что каждый из спутников этих планет существенно отличается от других.

Достаточно указать на специфические черты геологии спутников, особенности ударного кратерообразования и морфологии поверхности, характеристики тепловых, магнитных и гравитационных полей безводного спутника Ио и водно-ледяных спутников (Ганимед, Каллисто, Европа, Титан, Рея, Япет, Диона, Тефия, Энцелад и др.). Была предсказана и затем обнаружена вулканическая активность Ио и предсказана (но пока не доказана) возможность существования под твердой ледяной корой Европы, Ганимеда и Каллисто жидкого водного слоя (океана) мощностью в десятки и сотни километров. В то время как Каллисто, Ганимед, а также Луна на протяжении многих миллиардов лет остаются геологически пассивными, Ио обладает наиболее интенсивной вулканической активностью среди всех известных тел Солнечной системы.

Сведения, полученные во время пролетов «Галилео», привели к целому ряду неожиданных сообщений о тектонической, вулканической и крио-вулканической активности спутников, наличии металлических ядер и океанов на ледяных спутниках, что позволяет существенно пересмотреть многие ранние представления о внутреннем строении, тепловой и геологической эволюции спутников Юпитера. Уникальная информация получена и во время пролетов «Кассини» вокруг Сатурна и его спутников, о химическом составе и внутреннем строении которых практически ничего не известно. В 2005 году на Титан опустился спускаемый аппарат «Гюйгенс» с большой научной программой, названный в честь выдающегося голландского физика и астронома Христиана Гюйгенса (1629–1695), открывшего Титан и кольца Сатурна в 1655 году.

Данные «Галилео» и «Кассини—Гюйгенса» и их теоретическая интерпретация подтвердили сведения о наличии азота, углеводородов и других газов в атмосфере Титана, гидрологическом цикле на основе метана на Титане, вулканической активности Ио и возможности существования приповерхностных океанов под ледяной корой Европы, Ганимеда, Каллисто, Титана и Энцелада. Наличие океанов предполагается на Тритоне, Плутоне и ледяных объектах из пояса Койпера (см. рис. П1). С помощью инструментов «Кассини» в районе южного полюса Энцелада обнаружены водяные фонтаны, извергающиеся на высоту до 500 км из подледного резервуара, толщина которого не превышает десятка метров. Это — свиде-

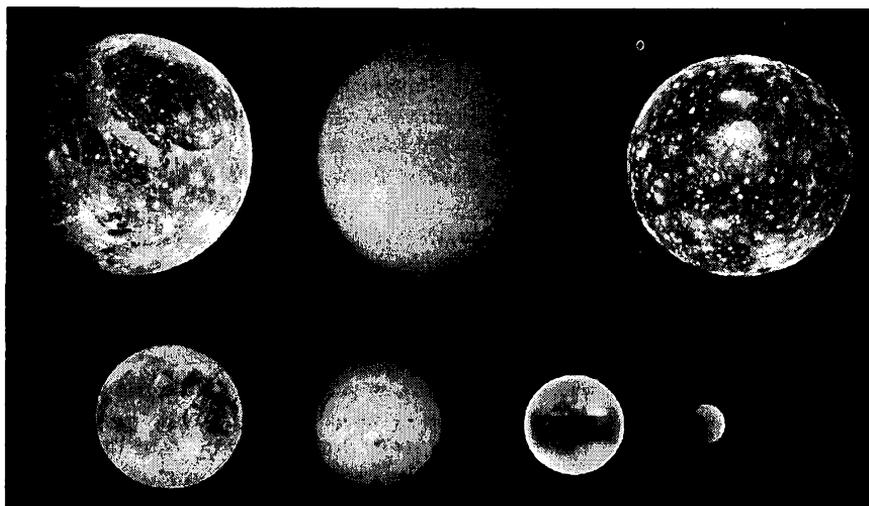


Рис. П1. Крупные спутники Юпитера, Сатурна, Нептуна и Плутона. Слева направо: сверху — Ганимед, Титан, Каллисто; внизу — Европа, Тритон, Плутон, Энцелад. Имеются предположения, что под ледяной корой этих космических тел существовали или существуют океаны (Ruiz, Fairén, 2005)

тельство существования жидкой воды под поверхностью Энцелада. Паровая фаза гейзеров содержит N_2 , CO_2 , углеводороды и другие соединения. Эти данные подтверждают, что Энцелад геологически активен, и помещают этот спутник Сатурна на одно из первых мест среди космических тел Солнечной системы, на которых может существовать жизнь.

Решение проблемы состава и происхождения атмосферы Титана — одна из важнейших задач миссии «Кассини—Гюйгенс». При обмене энергией и массой между поверхностью и атмосферой метан на Титане играет ту же роль, что и вода на Земле. Одновременное существование азота, сложных соединений углерода, жидкой воды под ледяной поверхностью, а также различных энергетических источников создает предпосылки для возникновения некоторых форм примитивной жизни под ледяным панцирем ряда спутников планет-гигантов, что вызывает повышенный интерес у геологов и биологов.

Новые космические исследования систем Юпитера и Сатурна оживили интерес к фундаментальной проблеме происхождения этих планет и их спутниковых систем, важной частью которых являются регулярные спутники. Они обращаются по почти круговым орбитам, расположенным в экваториальной плоскости планеты, в направлении ее вращения. Эти особенности орбит, наряду с преимущественно газовым составом Юпитера и Сатурна, явно свидетельствуют об их образовании в протоспутниковых газопылевых аккреционных дисках (субнебулах), окружавших Юпитер и Сатурн на стадии аккреции (роста) этих планет, аналогично образованию планет в газопылевом протопланетном диске (солнечной небуле) вокруг молодого Солнца. К регулярным спутникам Юпитера относятся галилеевы спутники и малые спутники, обращающиеся еще ближе к Юпитеру, чем ближайший из галилеевых спутников — Ио. Размеры регулярных спутников Сатурна изменяются от крупнейшего Титана (крупнее его среди спутников Солнечной системы только Ганимед) до мельчайшего двадцатикилометрового Пана.

Нерегулярные спутники находятся на более удаленных орбитах, сильно вытянутых и наклоненных к экватору планеты; направление их обращения вокруг планеты также произвольное, чаще обратное вращению планеты. Вероятно, они были захвачены гравитационным полем планеты на достаточно ранней стадии эволюции Солнечной системы, когда в межпланетном пространстве было гораздо больше тел, чем сейчас.

Образ газопылевых дисков Юпитера и Сатурна приходится воссоздавать теоретически, на основании данных о массах и плотностях спутников и в предположении генетического родства состава диска и планеты-гиганта. При этом необходимо опираться на существующие космохимические данные о телах Солнечной системы, модели внутреннего строения планет-гигантов и их спутников, а также наблюдения аккреционных дисков у молодых звезд солнечного типа. Для Юпитера система галилеевых спутников напоминает миниатюрный вариант Солнечной системы.

Исследование космохимических процессов конденсации-испарения и динамической эволюции аккреционных дисков Юпитера и Сатурна, а следовательно, и процессов формирования спутников представляет еще более сложную проблему, нежели образование планет. Распределение температуры внутри диска и расположение областей испарения и конденсации льдов и минералов имеет решающее значение для фракционирования петрогенных и летучих элементов. Это находит отражение в вариациях химического состава галилеевых спутников — от безводного железокремнистого материала Ио до скального состава Европы с ее водно-ледяным покровом, и до смешанного каменно-ледяного состава Ганимеда, Каллисто и Титана, сложенных льдами и железокремнистым материалом.

Решение проблемы состава и строения спутников также связано с большими трудностями, обусловленными отсутствием информации об их термохимической истории, дегазации и дифференциации, о геохимических отношениях лед/порода и железо/кремний. Средние плотности галилеевых спутников уменьшаются с увеличением расстояния от Юпитера, что указывает на более высокое содержание H_2O в составе внешних спутников. Однако этот факт ничего не говорит о валовом химическом составе и средней плотности железокремнистых ядер спутников, существенно зависящих от количества железа (в виде металла, окисленного железа и общего содержания железа) и величин отношений Fe_{tot}/Si и Fe_m/Fe_{tot} . Отношение общего содержания железа в ядре и мантии к кремнию (Fe_{tot}/Si) является важнейшим космохимическим индикатором, определяющим степень фракционирования металл/силикат. Однако окислительно-восстановительные условия в диске (H_2O/H_2 , C/O , Fe_{tot}/Si , Fe_m/Fe_{tot}) и его химический состав не следуют из динамических соображений, но могут быть оценены по составу крупных спутников. Поэтому состав последних становится одним из наиболее существенных ограничений при построении моделей субнебул Юпитера и Сатурна, $P-T$ -условия и физико-химические процессы в которых могли заметно отличаться от таковых в Солнечной туманности.

Гигантские системы Юпитера и Сатурна, содержащие более 92 % массы всей нашей планетной системы, представляют огромные естественные лаборатории для исследований происхождения и эволюции планет (в том числе и Земли, образовавшейся в едином процессе с другими планетами). Значение Юпитера и Сатурна стало еще важнее в свете астрофизических открытий последних лет, когда были обнаружены подобные им крупные планеты у многих звезд (разрешающая способность приборов пока недостаточна для обнаружения планет земного типа, тел меньшей массы, а также околопланетных дисков, где формируются спутники). При значительном сходстве химического состава Юпитера и Сатурна между собой и с составом Солнца и при наличии у планет-гигантов развитых спутниковых систем — между ними имеются и существенные различия.

Крупнейшая планета Солнечной системы — Юпитер — располагается в пять раз дальше от Солнца, чем Земля. Масса Юпитера состав-

ляет 318 земных масс, а его радиус (71 400 км) почти в одиннадцать раз превышает земной. Юпитер содержит 2/3 массы планетного вещества Солнечной системы. В отличие от планет земного типа, состоящих из железокаменного материала и обогащенных железом, Юпитер, имеющий среднюю плотность $1,326 \text{ г/см}^3$, состоит из легких газов (водорода и гелия), сжатых до плотности жидкой фазы собственным гравитационным полем, и обладает небольшим железокаменным ядром с массой порядка 10–20 земных масс.

Масса Сатурна примерно в три раза меньше массы Юпитера, а смесь тяжелой (породообразующей) компоненты, согласно моделям внутреннего строения этих планет, несколько больше, чем у Юпитера. Вероятная причина этих различий заключается в том, что Сатурн формировался в более удаленной от Солнца и более холодной зоне протопланетного диска, чем Юпитер, а время его роста было более продолжительным. В системе спутников Сатурна, включая его кольца, нет монотонного изменения химического состава от каменного (точнее железокаменного) у внутренних спутников к смешанному из породы и льда у внешних, как это имеет место у галилеевых спутников Юпитера. Все внутренние спутники Сатурна состоят преимущественно из скальной породы и водяного льда, что свидетельствует об иных условиях их образования.

В диске Юпитера образовались 4 крупных (галилеевых) спутника с размерами порядка размеров Луны и Меркурия, тогда как в системе Сатурна такой крупный спутник только один — Титан, а суммарная масса остальных спутников составляет лишь несколько процентов от его массы. Титан по массе и средней плотности занимает промежуточную позицию между Ганимедом и Каллисто. Однако нельзя считать Титан аналогом этих двух галилеевых спутников Юпитера, так как Титан единственный из всех спутников Солнечной системы обладает атмосферой. Величайшим достижением космической науки в 2004–2005 годах стал успешный полет к Сатурну орбитального аппарата «Кассини» с посадкой зонда «Гюйгенс» на Титан. Были подтверждены наблюдения КА «Вояджер» о системе Сатурна и получена новая информация об азотно-метановом составе атмосферы Титана. Согласно последним данным с борта «Кассини», на поверхности Титана существуют метановые озера. Наличие атмосферы Титана, в полтора раза более плотной, чем земная, свидетельствует о его отличиях от Ганимеда и Каллисто (лишенных атмосфер), по крайней мере в отношении содержания летучих веществ. Помимо азота и метана в атмосфере Титана обнаружено несколько углеводородных (по предположению — предбиологических) соединений. Благодаря своей уникальности Титан стал первоочередным объектом исследований «Кассини».

Существенный прогресс в наших знаниях о системах Юпитера и Сатурна в 70–80 годах XX века был подытожен в переведенных на русский язык коллективных монографиях (*Моррисон, Бернс, 1978; Бернс, 1980, 1990; Моррисон и др., 1990*). Сборник «Спутники Юпитера» под ред. Д. Морри-

сона (*Satellites of Jupiter* / Ed. D. Morrison. Tucson: Univ. of Arizona Press, 1982), вышедший в трех томах (том 1 вышел в свет в 1985 г., том 2 и 3 — в 1986 г.) на русском языке под редакцией В. Л. Барсукова и М. Я. Марова, состоит из 24 статей 47 авторов и, как отмечают в своем предисловии редакторы русского перевода, «является наиболее полной и единственной на сегодняшний день обстоятельной монографией по крайне актуальному разделу планетной астрофизики».

Однако после серии оригинальных работ и обзоров, появившихся в результате исследования спутников аппаратами «Пионер» и «Вояджер» и посвященных различным аспектам их происхождения и геологической эволюции, последовало определенное снижение интереса к этим вопросам. Оно было связано как с недостатком данных, так и с частичной утратой чрезмерного доверия к предыдущим результатам. Физические параметры и многие детали поверхности и внутреннего строения спутников были мало исследованы и не позволяли дать более или менее ясное представление об атмосферах и морфологии поверхности спутников, степени их дифференциации, существовании металлических ядер и внутренних океанов.

В результате полетов «Галилео» возник новый приток свежей геолого-геофизической и астрономической информации, что неизбежно привело и к новому всплеску интереса к системам планет-гигантов. Появились новые модели в области происхождения, эволюции и внутреннего строения спутниковой системы Юпитера, нашедшие частичное отражение в недавно опубликованной коллективной монографии (*Bagenal et al.*, 2004). Исследование спутников Сатурна КА «Кассини—Гюйгенс» еще не завершено. Первые результаты пока не вполне осознаны, а их обсуждение и обобщение продолжается.

Пока еще невозможно построить точные модели внутреннего строения спутников Юпитера и Сатурна и дать окончательную картину их происхождения. Но это же можно сказать о Земле и планетах земной группы. Остается еще много загадочного в происхождении Солнечной системы и истории ее развития, что заставляет более осторожно относиться к собственным выводам и подвергать их, может быть, еще более строгой критике, нежели это делали наши предшественники. В то же время новейшие космические и астрофизические открытия приводят к взрывному накоплению материала, и можно полагать, что мы стоим уже на более прочной основе, чем несколько десятилетий назад. Все это послужило стимулом для работы над данным изданием.

Настоящая монография состоит из двух взаимно дополняющих друг друга частей. Первая часть состоит из четырех глав, посвященных проблемам эволюции внешней части Солнечной системы и содержащих обзор астрофизических и космохимических данных. Приводятся современные представления об эволюции аккреционных газопылевых дисков, описание оригинальных математических моделей, характеризующих внутреннюю структуру допланетного околосолнечного диска и протоспутниковых

дисков Юпитера и Сатурна на стадии образования регулярных спутников планет-гигантов. Выбор начальных и граничных условий моделей проведен с учетом всего комплекса космохимических и астрофизических данных, полученных за последнее десятилетие.

Вторая часть состоит из десяти глав и, помимо современного обзора, содержит оригинальный материал по определению важнейших геохимических параметров спутников. Ее основная цель — моделирование степени дифференциации спутников на оболочки, их химического состава и внутренней структуры. В основу моделей положены геолого-геофизические данные, полученные в результате исследования спутников космическими аппаратами, геохимические ограничения на состав обычных и углистых хондритов, а также термодинамические данные по уравнениям состояния воды, льдов высокого давления, минералов и метеоритного вещества. Обсуждается происхождение атмосферы Титана, вулканическая активность Ио и возможность существования океанов под ледяной корой Европы, Ганимеда, Каллисто, Титана и Энцелада.

Исследование проблемы формирования, химической дифференциации, деталей внутреннего строения и тепловой эволюции крупных спутников Юпитера и Сатурна, а также выяснение природы вариаций их химического состава и сопоставление с составом других тел Солнечной системы, в том числе с составом Земли, Луны, Марса и вещества метеоритов, является главной целью настоящей работы.

За прошедшую четверть века, со времени первых космических полетов к окраинным частям Солнечной системы, появились многочисленные новые данные, позволяющие продвинуться в понимании систем Юпитера и Сатурна. Здесь пути и подходы астрофизики, геофизики, геохимии и космохимии пересекаются. Иными словами, если придерживаться аналогии с теоремой неполноты Гёделя, то для построения удовлетворительной модели космического объекта необходимо выйти за пределы знания какой-либо отдельной дисциплины, вводя новые факты, сведения, аргументы и доказательства из смежных наук.

Отсюда следует важный принцип, которого мы будем придерживаться в нашем исследовании. Это — построение современных моделей происхождения, состава и внутреннего строения спутников, объединенных общим физико-химическим подходом и согласованных с данными космохимии, геохимии и геофизики. В основу моделей положены все имеющиеся данные и ограничения, включая новейшие, полученные с помощью последних наблюдений и космических экспериментов. Мы надеемся, что построенные модели позволят установить определенные закономерности в формировании, строении и эволюции крупных спутников.

Монография подготовлена коллективом авторов из ГЕОХИ и ИФЗ РАН, имеющих многолетний опыт исследования систем Юпитера и Сатурна. Авторы отдают должное целой плеяде блестящих ученых, которые начали изучение этой проблемы и в своих превосходных работах сделали первый, наиболее принципиальный и трудный шаг в направлении ее

последующего развития и решения. Оценивая ретроспективно их деятельность, следует признать, что в ее основе лежали не только современные по тем временам знания и методы, но и смелые, или даже провидческие, гипотезы и воззрения, успех и справедливость которых, подтвержденные космическими экспериментами, удивляют до сих пор. Особенно впечатляющим является предсказание возможности существования океанов на ледяных спутниках — ведь до этого наличие жидкой воды (колыбели жизни) считалось лишь привилегией Земли. Однако решение остающихся спорных вопросов далеко не тривиально и требует более строгих доказательств. Мы полагаем, что настоящее издание внесет вклад в развитие представлений в области проблемы происхождения и внутреннего строения крупных спутников Юпитера и Сатурна.

Благодарности

Авторы выражают искреннюю благодарность академику Э. М. Галимову за неизменную поддержку, постоянное внимание и обсуждение различных проблем геохимии и космохимии на различных этапах выполнения настоящей работы. Мы хотим выразить особую признательность своим друзьям и коллегам А. Т. Базилевскому, А. В. Витязеву, А. О. Глико, В. Н. Жаркову, А. П. Жидиковой, И. Н. Зиглиной, М. Ю. Золотову, А. В. Иванову, А. А. Кадику, Е. Б. Лебедеву, М. Я. Марову, М. В. Мироненко, М. А. Назарову, Г. В. Печерниковой, Б. Н. Рыженко, Е. Л. Рускол, В. С. Урусову, О. И. Яковлеву за многолетнее сотрудничество и конструктивное обсуждение различных аспектов геохимии, космохимии, геофизики и сравнительной планетологии.

Авторы благодарны своим зарубежным коллегам J. Anderson, H. Annersten, A. Coradini, D. Gautier, F. Hersant, L. Hood, A. Khan, P. Lognonné, A. Prentice, J. Ruiz, S. K. Saxena, S. R. Taylor за многочисленные дискуссии, способствовавшие написанию этой книги.

Исследования в процессе выполнения работы проводились при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 03–05–64413, 04–05–64867, 06–05–64308, 07–05–07047), а также программ Президиума РАН «Проблемы зарождения биосферы Земли и ее эволюции» и «Физика и механика сильно сжатого вещества и проблемы внутреннего строения Земли и планет».

Часть I

*Формирование регулярных спутников
Юпитера и Сатурна*

Строение и состав тел внешней солнечной системы

Объекты Солнечной системы условно делятся на две группы — внутренние и внешние. Внутренняя часть Солнечной системы простирается от орбиты Меркурия (0,387 а. е.) до внешней границы пояса астероидов, расположенной между орбитами Марса и Юпитера (~ 4 а. е.). К ней относятся планеты земной группы — Меркурий, Венера, Земля и Марс, их спутники — Луна, Фобос и Деймос, а также многочисленные тела, находящиеся в поясе астероидов.

Объекты внешней Солнечной системы включают планеты — Юпитер, Сатурн, Уран, Нептун и их многочисленные спутники, транснептуновые объекты и кентавры, а также кометы. Характерной особенностью всех этих тел является присутствие в них летучих компонентов. Помимо водорода и гелия, составляющих основную часть атмосфер внешних планет, это вода, разнообразные органические соединения, метан, аммиак, двуокись углерода и некоторые другие. Суммарная масса летучих, находящихся в виде льдов, даже в малых телах внешней Солнечной системы составляет не менее 50 % общей массы. Из этого следует, что эти тела не подвергались значительному постаккреционному нагреву, а низкотемпературные условия их аккреции обусловили возможность вхождения в их состав не только вещества протосолнечного диска, но и досолнечного материала.

По этой причине изучение состава и свойств этих тел, чрезвычайно информативно для понимания условий образования планет внешней Солнечной системы, в том числе Юпитера и Сатурна, а также их спутников. Глава 1 в основном посвящена описанию особенностей строения и состава тел внешней Солнечной системы, полученных в результате наземных наблюдений или путем непосредственных исследований с помощью космических экспедиций.

1.1. Планеты-гиганты и их спутники

Четыре планеты — Юпитер, Сатурн, Уран и Нептун — входят в группу так называемых планет-гигантов, поскольку их размеры и массы во много раз превосходят массы и размеры внутренних планет. В планетах-гигантах заключено 99,6 % суммарной массы всех планет Солнечной системы. Они

состоят в основном из водорода и гелия и имеют относительно малые по массе железокремниевые ядра. Их средние плотности лежат в пределах 700–1700 кг/м³, что значительно меньше, чем плотность планет земной группы. Планеты-гиганты отличаются большим числом спутников, часть из которых регулярные¹⁾, а часть захваченные. Особенно много спутников у Юпитера и Сатурна.

Основные характеристики планет-гигантов и их регулярных спутников представлены в табл. 1.1 и 1.2. В эти таблицы включен еще один объект внешней Солнечной системы — Плутон. Это наиболее удаленная от Солнца планета, которая по современной классификации принадлежит к транснептуновой системе, так же как спутник Плутона — Харон и захваченный спутник Нептуна — Тритон (подробнее в разделе 1.3).

Таблица 1.1

Основные характеристики внешних планет

Планета	Среднее расстояние от Солнца		Экваториальный радиус при $P = 1$ бар (км)	Масса (10^{24} кг)	Масса (Земля = 1)	Средняя плотность (10^3 кг/м ³)
	а. е.	10^6 км				
Юпитер	5,203	778,3	$71\,492 \pm 4$	1898,6	317,83	1,33
Сатурн	9,539	1427,0	$60\,268 \pm 4$	568,46	95,16	0,7
Уран	19,182	2869,6	$25\,559 \pm 4$	86,95	14,54	1,32
Нептун	30,058	4496,6	$24\,764 \pm 20$	102,43	17,15	1,64
Плутон	39,44	5900,1	1152 ± 7	0,013	0,002	1,79–2,06

Таблица 1.2

Основные характеристики регулярных спутников планет-гигантов

Планета и спутник	Среднее расстояние от центра планеты		Диаметр, км	Плотность, 10^3 кг/м ³
	10^3 км	В радиусах планеты		
Юпитер				
XVI Метис	128	1,79	40	3,00
XV Адрастея	129	1,81	25×20×15	3,00

¹⁾ Регулярные спутники планет-гигантов вращаются в одной плоскости, в одном направлении с планетой, что является доказательством их образования в протоспутниковых дисках планет.

Продолжение таблицы 1.2

Планета и спутник	Среднее расстояние от центра планеты		Диаметр, км	Плотность, 10^3 кг/м^3
	10^3 км	В радиусах планеты		
V Амальтея	181	2,54	270×166×150	0,86
XIV Фива	222	3,11	110×90	1,45
I Ио	422	5,9	3643	3,53
II Европа	671	9,4	3130	2,99
III Ганимед	1070	15,0	5268	1,94
IV Каллисто	1883	26,4	4820	1,83
XIII Леда	11 094	155,4	16	
VI Гималия	11 480	160,8	186	
X Лиситея	11 720	164,2	36	
VII Элара	11 737	164,4	76	
XII Ананке	21 200	296,9	30	
XI Карме	22 600	316,5	40	
VIII Пасифе	23 500	329,1	50	
IX Синопе	23 700	331,9	36	
Сатурн				
XXVIII Пан	1334	2,23	20	0,36
XV Атлас	138	2,29	40×20	0,44
XVI Прометей	139	2,32	140×100×80	0,47
XVII Пандора	142	2,36	110×90×70	0,49
XI Эпиметей	151	2,52	140×120×100	0,69
X Янус	152	2,52	220×200×160	0,64
I Мимас	186	3,09	392	1,15
II Энцелад	238	3,97	500	1,61
III Тетис	295	4,91	1060	0,97
XIII Телесто	295	4,91	34×28×26	1,00
XIV Калипсо	295	4,91	34×22×22	1,00
IV Диона	377	6,29	1120	1,48
XII Елена	378	6,29	36×32×30	1,00
V Рея	527	8,78	1530	1,23
VI Титан	1222	20,36	5150	1,88

Окончание таблицы 1.2

Планета и спутник	Среднее расстояние от центра планеты		Диаметр, км	Плотность, 10^3 кг/м^3
	10^3 км	В радиусах планеты		
VII Гиперон	1481	24,69	410×260×220	1,21
VIII Япет	3561	50,36	1460	1,02
IX Феба	12 952	215,9	220	
Уран				
VI Корделия	50	1,96	50	1,30
VII Офелия	54	2,12	50	1,30
VIII Бьянка	59	2,33	50	1,30
IX Крессиды	62	2,43	60	1,30
X Дездемона	62,68	2,47	60	1,30
XI Джульетта	64,35	2,53	80	1,30
XII Порция	66,09	2,60	80	1,30
XIII Розалинда	69,94	2,75	60	
XIV Белинда	75,26	2,96	50	1,30
XV Пака	86,01	3,39	170	
V Миранда	129,39	5,09	480	1,20
I Ариэль	191,02	7,52	1158	1,67
II Умбриэль	266,30	10,48	1172	1,40
III Титания	435,91	17,16	1580	1,72
IV Оберон	583,52	22,97	1524	1,63
Нептун				
1989 N6 Нияда	4823	1,99	60	1,20
1989 N5 Таласса	5007	2,06	80	1,20
1989 N3 Деспина	5253	2,16	180	1,20
1989 N4 Галатейя	6195	2,55	150	0,75
1989 N2 Ларисса	7355	3,03	190	1,20
1989 N1 Протей	11 764	4,84	415	1,30
I Тритон	354,29	14,58	2704	2,05
II Нереида	5511	226,8	300	
Плутон				
Харон	19,64	17,05	1212	1,72

Таблица 1.3

Системы колец планет-гигантов

Планета	Кольцо	Среднее расстояние от центра планеты	
		10^3 км	В радиусах планеты
Юпитер	Гало	100–122	1,4–1,71
	Главное кольцо	122–129	1,71–1,81
	Кольцо Госсамера	129–215	1,81–3
Сатурн	Кольцо D	67,0–74,4	1,12–1,24
	Кольцо C	74,4–91,9	1,24–1,53
	Кольцо B	91,9–117,4	1,53–1,96
	Кольцо A	121,9–136,6	2,03–2,28
	Кольцо F	140,3	2,34
	Кольцо G	170,0	2,83
	Кольцо E	180–480	3–8
Уран	Кольца	41,9–51,1	1,65–2,0
Нептун	Кольцо Галле	41,9	1,72
	Кольцо Леверье	53,2	2,19
	Кольцо Адамса	62,9	2,59

Замечательная особенность планет-гигантов состоит в том, что все они имеют систему колец (табл. 1.3).

По химическому составу планеты-гиганты резко отличаются от планет земной группы, что связано с особенностями процесса их образования. Строение планет-гигантов также необычно, например, они не имеют твердых поверхностей. Такое представление хорошо согласуется с малыми средними плотностями планет-гигантов, их химическим составом, быстрым зональным вращением и некоторыми другими данными. Наиболее изучены состав и строение Юпитера и Сатурна (гл. 3) и их крупных спутников (*Kuskov, Kronrod, 2001, 2005; Sohl et al., 2003; Grasset, Pargamin, 2005*). Помимо основных компонентов водорода и гелия в состав атмосфер планет-гигантов в малых количествах входят метан и аммиак, углеводороды (этан, ацетилен), а также другие соединения, в том числе содержащие фосфор и серу.

Уран, как и близкий ему по массе и размерам Нептун, отличаются от газовых гигантов — Юпитера и Сатурна — по многим характеристикам, поэтому они выделяются в категорию «ледяных гигантов». Размеры Урана

($\approx 24,8$ тыс. км) и его плотность ($\approx 1,32$ г/см³) свидетельствуют о том, что элементы тяжелее Не составляют 75–90 % его массы.

Атмосфера Урана состоит в основном из водорода и гелия, при этом соотношение $\text{He}/\text{H}_2 \approx 0,18$, т. е. солнечное. Относительное обилие еще одного компонента — метана — составляет $\text{CH}_4/\text{H}_2 \sim 2\%$, т. е. в ~ 25 раз выше, чем солнечное C/H_2 , что также подтверждает обогащение Урана элементами тяжелее Не. В атмосфере обнаружены в микроколичествах H_2O , NH_3 , H_2S , CO , а также следовые количества некоторых других газов. Уран имеет сложную слоистую структуру облаков, где нижний слой предположительно составляют конденсаты воды, а верхний — аммиака (Lunine, 1993).

Нептун — восьмая планета Солнечной системы — вращается вокруг Солнца по практически круговой орбите. В отличие от Урана, который не обладает внутренним источником тепла, Нептун излучает в 2,6 раза энергии больше, чем получает. Нептун меньше Урана, но имеет большую массу. Поскольку плотность Нептуна $\sim 1,64$ г/см³, можно сделать вывод, что он, подобно Урану, обогащен элементами тяжелее Не. Атмосфера Нептуна помимо водорода и гелия (98–99 %) содержит $\sim 1\text{--}2\%$ метана с небольшой примесью аммиака, водяного пара, окиси углерода и некоторых других газов. Верхний облачный слой, находящийся на 50–100 км выше основного слоя, вероятно, состоит из льда CH_4 , а более низкий образован льдами NH_3 или H_2S .

1.2. Плутон — планета или транснептуновый объект?

Плутон был открыт Клайдом Томбо в 1930 г. Из-за первоначально завышенной оценки его массы он получил статус девятой планеты Солнечной системы. Но позднее выяснилось, что Плутон по массе меньше Луны. Поэтому в августе 2006 г. на XXVI Генеральной ассамблее Международного астрономического союза в Праге было решено, что Солнечная система состоит из восьми планет, а Плутон признан *карликовой планетой*, принадлежащей к объектам транснептунового пояса.

Орбита Плутона сильно вытянута (афелий — 39,53 а. е., перигелий — 29,6 а. е.), а период его обращения вокруг Солнца составляет ≈ 248 лет. Кроме того — это единственная планета, орбита которой пересекает орбиту другой планеты: до 11 февраля 1999 г. Плутон находился ближе к Солнцу, чем Нептун. По своим размерам ($R \sim 1150$ км) он уступает не только всем планетам Солнечной системы, но и многим крупным спутникам. Его масса составляет 1/500 массы Земли, а средняя плотность ($1,7$ г/см³) указывает на то, что Плутон состоит в основном из каменной составляющей и льдов. Поверхность Плутона контрастная: яркие области поверхности покрыты льдами, состоящими в основном из азота и метана (обнаружен спектрофотометрически), состав темных областей неизвестен. У Плутона есть разреженная атмосфера, состоящая в основном из метана.

Однако в газообразном состоянии атмосфера существует только тогда, когда Плутон находится вблизи перигелия, а остальное время она находится в виде замерзшего льда.

У Плутона три спутника, крупнейший из них, Харон, был открыт в 1978 г. Его радиус составляет $\approx 1/2$, а масса $\approx 1/7$ от радиуса и массы планеты, соответственно. Харон движется по орбите в плоскости экватора Плутона так, что планета и ее спутник всегда обращены друг к другу одной и той же стороной. Поверхность Харона покрыта льдом H_2O , атмосфера отсутствует. Два других спутника Плутона — Никс и Гидра, открытые в мае 2005 г., имеют размеры всего 40–160 км и расположены от планеты в 2,5–3 раза дальше Харона.

В январе 2006 г. был запущен КА «Новые горизонты» («New Horizons»), который в 2016 г. должен приблизиться к Плутону и произвести картографическое обследование его поверхности, а также поверхности его спутников.

1.3. Транснептуновые объекты и кентавры

Транснептуновые объекты — это тела Солнечной системы, находящиеся за орбитой Нептуна. Свое название новая популяция получила в честь К. Эджворта (Kenneth Essex Edgeworth) и Дж. Койпера (Gerard Peter Kuiper) — «объекты пояса Эджворта—Койпера» (Edgeworth—Kuiper Belt или сокращенно ЕКВ), но чаще — «объекты пояса Койпера» (Kuiper Belt Objects — КВО). Отметим, что Международный астрономический союз рекомендует называть астероиды внешнего пояса просто транснептуновыми объектами (Trans-Neptunian Objects, TNO), т. е. объектами, расположенными за орбитой Нептуна.

Предположение о существовании популяции небесных тел за орбитой Нептуна, высказанное еще в 1949–1951 гг. Эджвортом и Койпером, подтвердилось только в 1992 г. открытием астероида 1992 QB1 (неофициальное название — Смайли, Smiley), первого в новом, внешнем поясе астероидов. В настоящее время уже обнаружено около 1000 ледяных тел, принадлежащих этому поясу. Почти все они имеют массу, сравнимую с массой крупнейших астероидов, и диаметр сотни километров. Их общая масса оценивается величиной $\sim 10\%$ массы Земли (Jewitt, Luu, 2000). Транснептуновый пояс, вероятно, является источником так называемых короткопериодических комет, с периодом вращения от нескольких лет до нескольких десятков лет. К сожалению, наблюдение этих комет с Земли затруднено из-за относительного расположения их орбит, которые формируются под гравитационным воздействием Юпитера. Поэтому наиболее перспективный путь их исследования — это космические экспедиции.

Практически все известные транснептуновые объекты принадлежат к одной из четырех групп. Самую большую группу составляют так называемые кюбиваны (от английского названия первого открытого в этой

группе тела — 1992 QB1), или классические объекты пояса Койпера. Они движутся по круговым орбитам с периодом обращения 260–320 лет, большие полуоси их орбит лежат в пределах от 40 до 48 а. е., и их движение не контролируется какой-либо из планет.

Вторую группу тел, называемых «плутинами» (маленькими Плутонами), составляют объекты, движение которых находится в резонансе с движением Нептуна с отношением 2:3, т. е. они совершают два оборота вокруг Солнца примерно за то же время, за которое Нептун делает три оборота. К группе плутинов принадлежат ~ 20 % транснептуновых объектов.

К третьей, малочисленной группе, принадлежат тела, движущиеся в резонансе с Нептуном, но отличном от отношения 2:3. К четвертой группе относятся объекты транснептунового пояса, имеющие вытянутые орбиты и уходящие в афелии далеко за его пределы. Первый открытый представитель этой группы — объект 1996 TL66. Предполагается, что подобных объектов может быть до 10 000, а их общая масса может составить от 0,5 до одной массы Земли, что намного превышает массу астероидов Главного пояса, расположенного между орбитами Марса и Юпитера, которая оценивается в 1/2000 массы Земли.

Таким образом, если внутренний край транснептунового пояса определен орбитой Нептуна (30 а. е.), то внешний его край неизвестен, он может простирается намного дальше области 50 а. е.

Подробный обзор физических и динамических свойств транснептуновых объектов содержится в (*Cruikshank et al.*, 2007; *Chiang et al.*, 2007). В табл. 1.4 приведены основные транснептуновые объекты с диаметром, превышающим 800 км.

Таблица 1.4

Крупнейшие транснептуновые объекты

Объект	Диаметр (км)
Эрида	2300–2500
Плутон	2320
2003 EL ₆₁ Санта	~ 1600
Седна	1180–1800
2005 FY ₉	1100–1700
Орк	~ 1600
Харон	1270
Квавар	1260 ± 190
Варуна	936 ± 300
2002UX ₂₅	~ 910
2002 AW ₁₉₇	890 ± 120
Иксон	~ 820

Существуют несколько моделей образования этих объектов (*Morbidelli et al.*, 2003). Одна из них состоит в том, что Уран, Нептун, а также объекты транснептунового пояса образовались в единой системе там же, где Юпитер и Сатурн, а позднее под влиянием динамических факторов переместились на свои современные орбиты (*Thommes et al.*, 2002, 2003). По другим представлениям, объекты пояса сформировались *in situ* (*Сафронов*, 1996; *Farinella et al.*, 2000), при этом основная их часть образовалась в результате столкновения более крупных тел (*Farinella et al.*, 2000), хотя некоторая часть могла быть заброшена из зон формирования планет-гигантов, главным образом Нептуна и Урана.

Несмотря на быстрый рост числа открытых транснептуновых объектов, информация об их физических и химических характеристиках пока невелика. Среди физических свойств наиболее изучены их цвета отражения, которые меняются от серого (т. е. нейтрального) до красного (*Tegler, Romanishin*, 2000). Показано, что существует корреляционная зависимость между цветом объектов и средней скоростью их соударения (*Luu, Jewitt*, 1996). Свежая поверхность имеет серый нейтральный цвет, который под влиянием соударений меняется вплоть до красного.

Предложена также гипотеза о том, что различие цветов объектов транснептунового пояса и родственных им кентавров объясняется облучением потоками заряженных частиц богатого органикой вещества этих тел, формирующего мантию из облученного (более красного) вещества, но эпизодически перемешивающегося с необлученным веществом (серого или голубого цвета) при ударных событиях (*Luu, Jewitt*, 1996). Однако в этом случае должна существовать зависимость цвета объекта от гелиоцентрического расстояния, влияющего на интенсивность ударных и радиационных процессов, которая пока не найдена (*Green et al.*, 1997; *Doressoundiram*, 2003). С другой стороны, эксперименты с асфальтеном, вероятным аналогом органического соединения в составе вещества транснептуновых объектов, показали, что при облучении потоками заряженных частиц его характерный красный цвет быстро нейтрализуется (*Moroz et al.*, 2004). Указанные факты, вероятно, свидетельствуют о наличии устойчивых цветовых различий Кентавров и транснептуновых тел, связанных не только с органической, но и силикатной компонентой их вещества.

Для некоторых транснептуновых объектов была оценена их плотность. Так, для крупных объектов, как, например, Варуна, средняя плотность оценивается величиной порядка 1 г/см^3 , что при космической распространенности водяного льда и тугоплавких соединений свидетельствует о его высокой пористости (предположительно от 10 до 30 % (*Jewitt et al.*, 2001)). Оптические данные (*Sheppard, Jewitt*, 2003) для других 13 крупных объектов Койперовского пояса (диаметром более 250 км) также свидетельствуют об их высокой пористости.

Принадлежащий к системе Плутона Харон, а также захваченный спутник Нептуна Тритон имеют плотность 2 г/см^3 и состоят из смеси скальных

Таблица 1.5

Основные характеристики крупнейших кентавров

Номер	Название	Экваториальный диаметр (км)	Большая полуось, а. е.	Открыт
2060	Хирон (Chiron)	170 ± 5	13,670	1977
5145	Фол (Pholus)	185 ± 16	20,431	1992
7066	Несс (Nessus)	ок. 58	24,558	1993
8405	Асбол (Asbolus)	66 ± 4	17,942	1995

пород и водяного и метанового льдов. На поверхности Тритона обнаружены следы вулканической деятельности, как древней, так и молодой, которая вызвана приливными эффектами. Остывшая вулканическая лава представляет собой смесь водяного, аммиачного и метанового льдов.

Сравнение спектров отражения гидратированных минералов, серпентинов и хлоритов со спектрами отражения объектов транснептунового пояса показало, что они подобны (*Busarev et al.*, 2003). Поэтому не исключено, что вещество транснептуновых тел включает значительную долю гидратированных силикатов, образовавшихся в системе вода — порода. В модели (*Busarev et al.*, 2005a, b) была рассмотрена первоначальная эволюция крупных тел этого пояса и показана возможность образования водного океана в недрах ранних транснептуновых объектов за счет энергии радиоактивного распада короткоживущего изотопа ^{26}Al и нагрева при соударениях этих объектов. Вода могла оставаться в жидком состоянии в недрах тел в течение ~ 10 млн лет до полного замерзания. Оценки показали, что этого времени было достаточно для полной серпентинизации силикатной фракции этих объектов.

Кентавры — группа планетоидов, находящихся между орбитами Юпитера и Нептуна, переходная по свойствам между объектами транснептунового пояса и кометами. По своим размерам они превосходят кометы, но при приближении к перигелию у них наблюдается кома, характерная для комет. Первым открытым кентавром был Хирон (1977 г.), по классификации он считается одновременно и кометой (95/P Chiron), и астероидом (2060 Chiron). Свое название Хирон получил по аналогии с мифологическим кентавром — то ли астероид, то ли комета. В дальнейшем тела, подобные Хирону, стали относить к классу кентавров (Centaur).

Их происхождение связывают с транснептуновым поясом, откуда они пришли, благодаря взаимодействиям с большими планетами. Орбиты кентавров неустойчивы, они могут существенно изменяться со временем. Сейчас известно более двадцати объектов, относящихся к классу Кентавров. Все они движутся между Юпитером и Нептуном, т. е. большие полуоси их

орбит находятся в пределах от 8 до 25 а. е., их наклоны составляют от 0 до 25 градусов, а эксцентриситеты от 0,16 до 0,62. Один объект имеет обратное движение. Наиболее известные кентавры представлены в табл. 1.5.

1.4. Кометы и межпланетная пыль

Кометы (от греческого «косматый») — небольшие небесные тела, вращающиеся вокруг Солнца по вытянутым орбитам, при приближении к Солнцу у них образуется «хвост» из газа и пыли. Различают короткопериодические и долгопериодические кометы с периодом обращения вокруг Солнца более 200 лет. В настоящее время обнаружено ~ 200 короткопериодических комет, которые входят в так называемые семейства. Например, ~ 50 самых короткопериодических комет (их полный оборот вокруг Солнца длится 3–10 лет) образуют семейство Юпитера. Семейства комет Сатурна, Урана и Нептуна (к последнему семейству, в частности, относится знаменитая комета Галлея) — малочисленнее.

Массы короткопериодических комет ничтожны и поэтому не влияют на планеты Солнечной системы. Но столкновение крупной кометы с планетой может вызвать крупномасштабные последствия в ее атмосфере и магнитосфере. Примером этому может служить столкновение обломков кометы Шумейкера—Леви 9 с Юпитером в июле 1994 г. Во время этого столкновения был проведен ряд измерений, позволивший уточнить состав атмосферы Юпитера (см. гл. 3).

Триллионы долгопериодических комет ($\sim 10^{12}$ – 10^{13}) сосредоточены в регионе под названием «облако Оорта», расположенном на окраине Солнечной системы на расстоянии 75 000–150 000 а. е. от Солнца. Впервые идея существования такого облака была выдвинута эстонским астрономом Эрнстом Эпиком в 1932 г., а затем в 1950-х гг. теоретически разрабатывалась нидерландским астрофизиком Яном Оортом, в честь которого облако и было названо. Суммарная масса долгопериодических комет на три порядка величины больше суммарной массы короткопериодических комет, но она не превышает 1–3 масс Земли.

Кометы являются наиболее примитивными из известных нам сегодня объектов Солнечной системы. Они содержат в своем составе помимо высокотемпературной составляющей, например кристаллических силикатов (Wooden et al., 2007), значительное количество низкотемпературных компонентов. К ним, помимо кристаллического водяного льда, относится его аморфная модификация, льды аммония, летучие органические соединения и ряд других экспериментально обнаруженных соединений. Поэтому любая информация о составе и строении комет, позволяющая понять условия их образования, имеет огромное значение для космогонии и космохимии. В настоящее время существуют весьма убедительные аргументы в пользу того, что вещество комет, по крайней мере частично, образовалось в межзвездном молекулярном облаке, фрагмент которого послужил

строительным материалом для нашей Солнечной системы. Таким образом, можно сказать, что кометы являются как бы связующим звеном между нашей системой и Галактикой в целом.

Ядро кометы представляет собой тело, состоящее из твердых пылевых частиц и льдов, окутанное туманной оболочкой, которая называется комой. Ядро диаметром несколько километров может иметь вокруг себя кому до 80 тыс. км в поперечнике. Потоки солнечных лучей выбивают частицы газа и мельчайших пылинок из комы и отбрасывают их назад, вытягивая в длинный дымчатый хвост, длина которого может достигать 20 и даже 200 млн км. Классификацию кометных хвостов, использующуюся и в современной астрономии, предложил русский астроном Федор Бредихин (1831–1904). Различные формы кометных хвостов объясняются тем, что частицы, из которых состоят кометы, обладают неодинаковым составом и свойствами и по-разному реагируют на световое давление.

Наиболее изучена короткопериодическая комета Галлея, к которой в 1986 г. были запущены пять межпланетных станций: «Вега-1, 2» (СССР), «Джотто» (Европейского космического агентства), а также две японские станции. Миссии увенчались успехом — аппараты с близкого расстояния изучили состав вещества кометы и сделали первые снимки кометного ядра. Оно составляет 14 км в длину и 7,5 км в поперечном направлении и состоит в основном из водяного льда с небольшими включениями углекислых и метановых льдов, а также пылевых частиц, содержащих силикаты и органическое вещество.

Органическое вещество является важнейшей составляющей вещества комет, оно представляет собой в основном высокомолекулярные тугоплавкие соединения, в том числе и полиароматические. На долю этой керогеноподобной органики, обозначаемой аббревиатурой, отражающей ее элементный состав — CHON — может приходиться до ~ 70 % массы всего органического вещества кометы (Fomenkova, 1999). Изучение CHON представляет большой интерес, поскольку соединения, входящие в его состав, вероятнее всего образовались в межзвездных молекулярных облаках и характеризуют состав межзвездных пылевых частиц (Keller et al., 2004). Органические соединения были обнаружены как в составе пылевой компоненты комет, так и в составе кометных льдов (Delsemme, 1989; Jessberger et al., 1988, 1999; Mumma et al., 1993; Greenberg, 1998; Cottin et al., 1999). В кометной пыли их доля может достигать 50 мас. % и содержать от 1/3 до 3/4 суммарного содержания углерода кометы, а также большую часть азота и серы (Kissel, 1999).

Ледяная компонента комет включают в себя в основном простые соединения C, N, H, O и S. Так, в комете Галлея это водяной лед (~ 80 %), легкие соединения окисленного углерода (~ 13 %) — муравьиная кислота, формальдегид, моно- и двуокись углерода. Остальные ~ 7 % составляют молекулы CH₄, NH₃, N₂, а также соединения серы — S₂, CS, H₂S, CS₂ (Маров, 1994).

Соотношение масс пылевой и ледяной компонент экспериментально не установлено. В моделях, описывающих состав комет, величина отношения пыль/лед зависит главным образом от распределения между ними углерода и колеблется в пределах от 0,5 до 1,3 (*Delsemme*, 1988), а в некоторых моделях и до двух (*McDonnell et al.*, 1986). Имеющаяся экспериментальная информация по составу комет свидетельствует, что соотношения всех пороодообразующих, умеренно летучих, а также большинства летучих элементов в веществе комет в пределах погрешности измерения соответствуют космической пропорции. Это означает, что вещество комет на постааккреционной стадии не претерпело воздействий, которые изменили бы начальное «космическое» соотношение элементов. Этот вывод подтвержден результатами исследований кометного вещества, проведенными в последние годы, но наряду с ними были получены новые неожиданные результаты.

Космический зонд «Стардаст» (Stardust), запущенный в феврале 1999 г., в январе 2004 г. приблизился на 230 км к ядру кометы Wild 2 семейства Юпитера, диаметр которой составляет $\sim 4,5$ км. Цель эксперимента состояла в исследовании пылевой составляющей кометы. Для этого на зонде была установлена специальная ловушка для сбора частиц пыли из хвоста кометы, заполненная специально созданным для этой цели аэрогелем с плотностью всего 3 кг/м^3 . Такая сверхнизкая плотность позволяет затормозить летящие на сверхвысокой скорости частицы пыли без их перегрева и предотвратить разрушение даже органических молекул. 15 января 2006 г. капсула зонда «Стардаст» с образцами кометной пыли от нанометровых до микронных размеров вернулась на Землю. Сам зонд «Стардаст» остался на постоянной орбите вокруг Солнца.

Результаты исследования вещества кометы Wild 2 (см.: *Science*. 2006. V. 314) в значительной мере подтвердили существовавшие ранее представления о составе комет. Так, оказалось, что основная составляющая проанализированных пылевых частиц имеет хондритовый состав с солнечным соотношением содержаний Mg, Al, Si, S, Ca, Cr, Mn, Fe, Ni (*Zolensky et al.*, 2006). Как и в веществе иных комет, в веществе кометы Wild 2 был обнаружен кристаллический оливин с повышенным содержанием Mg и Mn (*Brownlee et al.*, 2006). Его образование связывается с высокотемпературными процессами конденсации газовой фазы во внутренней области допланетного диска и последующим транспортом во внешние регионы (*Wooden et al.*, 2007). Отметим, что впервые в веществе комет наряду с высокомагнезильным оливином была обнаружена частица, содержащая высокотемпературные минералы кальция, алюминия и титана, по минеральному и изотопному составу близкая к CAI²⁾ включениям в хондритах (*Brownlee et al.*, 2006).

²⁾ CAI — принятая в научной литературе аббревиатура английского выражения Calcium-aluminum-rich inclusions — включения в хондритовых метеоритах, обогащенные кальцием и алюминием.

Принято считать, что органическое вещество комет является предшественником метеоритного органического вещества. И действительно, проанализированное органическое вещество, входящее в состав пыли кометы Wild 2, оказалось более примитивным, чем в метеоритах. Весьма важным кажется тот факт, что оно содержит большее количество атомов азота и кислорода (*Sandford et al.*, 2006), нежели любое из ранее наблюдаемых органических соединений в метеоритах, и даже в веществе кометы Галлея (*Kissel, Krueger*, 1987).

Поистине сенсационным явилось обнаружение в составе пылевой компоненты кометы Wild 2 двух типов органических молекул — метиламина и этиламина, которые ранее никогда не определялись в космических объектах. Азот, входящий в состав этих соединений, находится в такой биологической форме, которая необходима для появления (зарождения) жизни. Аналогичные соединения, например, используются в удобрениях и ферментах для фиксации азота в энзимах (ферментах).

Космический аппарат NASA «Deep Impact», предназначенный для исследования физических свойств и состава вещества ядра короткопериодической кометы 9 P/Tempel 1 стартовал в январе 2005 г. Эта комета, открытая в 1867 г. французским астрономом Эрнстом Темпелем, принадлежит, как и комета Wild 2, к семейству Юпитера. Она имеет период обращения 5,5 лет и размер 14×4 километра. Когда в июле 2005 г. КА «Deep Impact», состоящий из двух модулей «Impactor» и «Flyby», достиг кометы Tempel 1, от него отделился модуль «Impactor» (ударник, представляющий собой медный блок весом 370 кг) и врезался в ядро кометы, образовав облако взрыва массой $\sim 10^6$ кг. До момента своего испарения «Impactor» передавал на борт второго модуля «Flyby» фотографии кометы, а также информацию о составе выбросов. Оказалось, что в результате столкновения выделилось относительно мало воды и много пыли, в выбросе были также обнаружены CO_2 (*Feaga et al.*, 2007; *Sunshine et al.*, 2007) и органические соединения.

Полученный модельный состав ядра кометы Tempel 1 существенно отличается от минерального состава пыли, взятой из хвоста кометы Wild 2 в эксперименте Stardust. Из всех минералов, обнаруженных в веществе ядра кометы Темпеля 1 (форстерит, фаялит, аморфные оливины и пироксены, а также кристаллические силикаты с повышенным содержанием Mg, карбонаты — магнезит и сидерит, гидратированные силикаты), только форстерит был найден в веществе кометы Wild 2, в количестве, превышающем несколько процентов. Сравнивая результаты обоих экспериментов, *Brownlee et al.* (2006), отмечают, что основное различие результатов обоих экспериментов состоит в том, что в эксперименте «Deep Impact» были обнаружены низкотемпературные фазы (карбонаты и гидросиликаты), образование которых обычно связывается с вторичными процессами в родительских телах с участием жидкой воды. Возможно, что комета Tempel 1 по своему составу ближе к астероидам; ответить на этот вопрос помогут

только дальнейшие исследования. Но одновременное существование в комете Tempel 1 жидкой воды и органических молекул может, по мнению ряда ученых-экзобиологов, свидетельствовать о возможности зарождения первичных форм биологической жизни на подобного рода объектах и распространении ее в рамках всей Солнечной системы.

Космический аппарат «Розетта» (Rosetta) Европейского космического агентства был запущен 2 марта 2004 г. к комете Чурюмова—Герасименко (67 P/Churyumov—Gerasimenko). Предполагается, что на пути к комете приборы КА «Розетта» исследуют два астероида и определяют их массу и плотность: в 2008 г. астероид 2867-Steins, а в 2010 г. 21-Lutetia, диаметр первого — несколько километров, а второго ~ 100 км. К комете «Розетта» должна прибыть в 2014–2015 гг. Цель эксперимента заключается в получении с помощью спускаемого на комету Чурюмова—Герасименко модуля проб льда и анализе его изотопного состава. Эти данные чрезвычайно важны для понимания *происхождения вещества комет*, в особенности их ледяной составляющей.

Межпланетная пыль, вероятнее всего, генетически связана с кометным веществом, а также веществом астероидов, чему имеется масса разнообразных доказательств (Hanner, Bradley, 2004; Wooden, 2002; Wooden, 2007). Ее минеральный состав во многом близок к составу примитивных CI-хондритов, но есть и существенные отличия. Так, среднее обилие углерода составляет ~ 12 мас. %, что в 2–3 раза больше, чем в CI-хондритах (Keller et al., 2004), а в некоторых образцах межпланетной пыли содержание углерода доходит даже до 30–50 % (Flynn et al., 2004). Половина его входит в состав органического вещества, а вторая половина находится в элементарной форме аморфного или слабо графитизированного углерода (Flynn et al., 2003). Были обнаружены и некоторые различия в составе органического вещества межпланетных пылевых частиц и CI-хондритов. В частности, алифатические углеводороды, входящие в состав пыли, имеют более короткие цепи, чем органическое вещество CI-хондритов, в нем также содержится относительно большее количество ароматических углеводородов (Kerridge, 1999). Были обнаружены также значительные вариации в степени обогащения органического вещества межпланетной пыли тяжелыми изотопами водорода и азота (D и ^{15}N). Все это, по мнению (Keller et al., 2004), может свидетельствовать, во-первых, о различном происхождении компонентов органического вещества межпланетной пыли (оно могло иметь досолнечное происхождение, а также образоваться в протосолнечном диске), а во-вторых, о термическом воздействии, которое вещество межпланетной пыли претерпело в коме кометы при ее разрушении. Таким образом, эти факты могут являться еще одним доказательством генетической связи вещества межпланетной пыли и комет.

Результаты последних лет, касающиеся состава органического вещества комет, позволяют с еще большим основанием рассматривать их, наряду с другими транснептуновыми объектами, как один из вероятных

источников не только воды, но и фиксированного азота на Земле (*Дорофеева, Макалкин, 2004*). М. Я. Маровым совместно с С. И. Ипатовым была разработана математическая модель, описывающая миграцию тел из транснептуновой области сначала на орбиты, пересекающиеся с орбитой Юпитера, а затем частично внутрь Солнечной системы (*Marov, Ipatov, 2001, 2003, 2004*). Показано, что в рамках задачи N -тел при прямом интегрировании миграции 2×10^4 транснептуновых тел, объект размером ~ 1 км может столкнуться с Землей один раз за $\sim 10^6$ лет. Полученные результаты позволяют рассматривать миграцию тел из транснептунового пояса как эффективный механизм поставки летучих, в том числе органического вещества из внешней во внутренние области Солнечной системы. Еще больший вклад, как отмечается в работе (*Маров, 2005*), в процесс накопления органического и даже биогенного вещества планетами земной группы могла играть аккреция межпланетной пыли. Благодаря тому, что пыль при входе в атмосферу подвержена существенно меньшему кратковременному нагреву (до $\sim 100\text{--}150^\circ\text{C}$), чем крупные тела, вероятность сохранения биоорганического вещества в ее составе достаточно велика. Поэтому, как полагает М. Я. Маров, перенос кометного вещества и в особенности кометной пыли с периферии Солнечной системы мог быть ответственным не только за образование гидросферы на планетах земной группы, но и «за приток органического и даже биогенного вещества, и тем самым мог оказать заметное влияние на возникновение и эволюцию жизни» (*Маров, 2005*).

1.5. Межзвездные облака и межзвездная пыль

Как показано в предыдущем разделе, по крайней мере часть ледяной компоненты комет, а также органических соединений, входящих в состав комет, транснептуновых объектов и межпланетной пыли, образовались в межзвездных молекулярных облаках, которые по своим размерам и температуре подразделяются на четыре разных типа (табл. 1.6).

Самые большие из них гигантские молекулярные облака с массами $10^5\text{--}10^6$ современных масс Солнца (M_\odot), и температурой от 5 до 50 К. В галактическом диске примерно 6000 таких облаков, и в них содержится

Таблица 1.6

Типы межзвездных облаков. Современная классификация

Характеристики облаков	Диффузное	Темное	Молекулярное	Глобула
Температура, К	$10^2\text{--}10^5$	$10\text{--}10^2$	5–50	10–30
Концентрация атомов (молекул), см^{-3}	$1\text{--}10^2$	$10^2\text{--}10^4$	400– 10^6	$10^3\text{--}10^5$

90 % всего молекулярного газа. Гигантские молекулярные облака связаны с очагами звездообразования. Температура вещества при переходе от молекулярных облаков к звездам возрастает в миллионы раз, а плотность — в 10^{20} раз.

Межзвездные молекулярные облака (ММО) состоят преимущественно из атомов или ионов водорода (~ 70 % общей массы) и гелия (~ 28 %). Атомы и ионы других элементов, а также молекулы составляют ~ 2 %. Подавляющее большинство этих молекул (табл. 1.7) было открыто после 1970 г. методами радиоастрономии. Замечательной особенностью молекулярного состава наиболее плотных молекулярных облаков является преобладание органических соединений, во многом схожих по составу с органическим веществом комет и углистых хондритов. Так, были обнаружены различные альдегиды, спирты, простые и сложные эфиры, карбоновые кислоты и другие соединения, содержащие до 13 атомов (*Irvin, 1999; Wickramasinghe et al., 1999; Whittet et al., 2001; Dartois et al., 2004*). Многие из них (HCN, CH_2NH , CH_3NH_2 и др.) являются исходным материалом для образования важнейших предбиологических молекул — аминокислот и азотистых оснований, что позволяет предполагать универсальность путей органического синтеза во Вселенной.

Как видно из табл. 1.7, в межзвездных облаках наблюдаются молекулы, содержащие различные изотопы H, C, N, O, S, Si. Отметим, что некоторые молекулы (OH, CO, H_2O , H_2CO , HCN, NH_3 , HCO^+ , CH) обнаружены и в других галактиках. Это — еще одно подтверждение материального и эволюционного единства Вселенной.

В Галактике имеется также большое количество *межзвездной пыли*. Основная доля массы межзвездной пыли содержится в пылинках размером $\sim 0,1$ мкм. Плотность пыли в космосе ничтожно мала даже по сравнению с разреженным межзвездным газом. Так, в окрестностях Солнца в кубическом сантиметре пространства содержится в среднем один атом газа и на каждые сто миллиардов атомов приходится всего одна пылинка.

Межзвездная пыль образуется во внешних оболочках старых холодных звезд, когда по мере старения звезда теряет массу, и вещество (газ), истекающее из ее оболочки, удаляется от звезды и остывает. Когда его температура опускается, газ начинает конденсироваться. Образовавшиеся молекулы слипаются в группы, образуя зародыши пылинок, которые растут до тех пор, пока в результате расширения вещества, теряемого звездой, упадет не только его температура, но и плотность. Когда газ становится сильно разреженным, рост пылинок прекращается.

Исследование спектров поглощения на различных длинах волн показало, что в состав межзвездной пыли входят соединения углерода, кремния, замёрзшие газы, водяной лед, а также различные органические вещества. Она состоит из двух видов частиц: углеродных (содержание C до 12 мас. %, *Keller et al., 2004*) и силикатных, в зависимости от того, какого элемента содержалось больше в оболочке звезды, где эта пыль обра-

Таблица 1.7

Состав межзвездных молекулярных облаков

2 атома	3 атома	4 атома	5 атомов	6 атомов	≥ 7 атомов
H ₂	H ₂ O	NH ₃	CH ₄	CH ₃ OH	CH ₃ NH ₂
HD	HDO	NH ₂ D	CH ₂ NH	¹³ CH ₃ OH	CH ₃ NHD
H ₂ ⁺	H ₂ ¹⁸ O	¹⁵ NH ₃	CH ₂ CO	CH ₃ OD	CH ₃ C ₂ H
CH	C ₂ H	C ₂ H ₂	NH ₂ CN	CH ₃ CN	CH ₃ CHO
CH ⁺	CH ₂	C ₃ H	HCOOH	CH ₃ NC	CH ₂ CHCN
¹³ CH ⁺	HCN	H ₂ CO	C ₄ H	NH ₂ CHO	HC ₅ N
OH	DCN	HDCO	C ₃ H ₂	NH ₂ ¹³ CHO	DC ₅ N
¹⁷ OH	H ¹³ C ¹⁵ N	H ₂ ¹³ CO	H ₂ CCC	CH ₃ SN	C ₆ H
¹⁸ OH	HC ¹⁵ N	H ₂ C ¹⁸ O	OCH ₂ CN	C ₂ H ₄	c-CH ₂ OCH ₂
C ₂	HNC	HNCO	CH ₂ NH	H ₂ CCCC	CH ₃ COOH
CN	DNC	HOCO ⁺	HC ₃ N	HC ₃ HO	HCOOCH ₃
NO	HN ¹³ C	H ₂ CS	H ¹³ CC ₂ N	C ₅ H	CH ₃ C ₃ N
CO	H ¹⁵ NC	C ₃ N	HC ¹³ CCN	HC ₃ NH ⁺	C ₇ H
¹³ CO	HCO	HNCS	HCC ¹³ CN	C ₅ N	CH ₃ C ₄ H
C ¹⁷ O	HCO ⁺	NH ₃	DC ₃ N		CH ₃ CH ₂ OH
¹³ C ¹⁷ O	HCO ⁻	HCNH ⁺	SiH ₄		(CH ₃) ₂ O
CS	DCO ⁺	HCNS	C ₄ Si		CH ₃ CH ₂ CN
¹³ CS	H ¹³ CO ⁺	C ₃ O	C ₅		HC ₇ N
C ³³ S	HC ¹⁸ O ⁺	C ₃ S	HCCNC		C ₈ H
C ³⁴ S	HOC ⁺	HCCN	HNCCC		H ₂ C ₆
SiO	HCS ⁺	H ₃ O ⁺	HCO ₂ H ⁺		(CH ₃) ₂ CO
²⁹ SiO	NH ₂	H ₂ CN			HC ₉ N
³⁰ SiO	N ₂ H ⁺	SiC ₂			HC ₁₁ N
SO	N ₂ D ⁺				CH ₃ CCCOH
³⁴ SO	H ₂ S				CH ₂ CHCHCH ₂
NS	HNO				CH ₃ CCCCCCH ₃
NH	N ₂ O				CHCCHCHCH ₂ OH
NO	OCS				
SiC	SO ₂				
SiS	O ₃				
SiN	NaOH				
HCl	SiC ₂				
CP	C ₂ S				
NaCl	C ₂ O				
AlCl	C ₃				
KCl	MgNC				
AlF	NaCN				
PN	HNO				
	H ₃ ⁺				

зовалась — кислорода или углерода. Дело в том, что при охлаждении вещества оболочка углерод и кислород образуют очень прочные молекулы CO, и если после этого остался избыток углерода, в звезде будут формироваться графитовые частицы. В противном случае весь углерод войдет в состав CO, а избыточный кислород начнет соединяться с кремнием, образуя молекулы оксида кремния, из которых затем возникают силикатные пылинки.

Структура образовавшейся пылинки однородна как по строению, так и по химическому составу, и в межоблачной среде она не меняется. Но в условиях межзвездных молекулярных облаков, где плотность газа достигает тысяч атомов на кубический сантиметр, на поверхности графитовой или силикатной пылинки происходит образование ледяной мантии из льдов H₂O, формальдегида и аммиака. Молекулы льда неустойчивы. Воздействие внешнего излучения и столкновения пылинок друг с другом приводят к преобразованию его в более устойчивые органические соединения, которые обволакивают поверхность пылинки своеобразной пленкой (*Allamandola et al.*, 1999).

В очень плотных молекулярных облаках, куда не проникает излучение звезд, лед на поверхности пылевых частиц уже не разрушается. Таким образом, в недрах этих облаков пылинки могут иметь трехслойную структуру: тугоплавкое ядро, оболочка из органических соединений и ледяная мантия. Предполагается, что из таких пылинок, слипшихся в большие комья, состоят ядра комет — реликты, сохранившиеся от тех времен, когда наша Солнечная система сама была плотным непрозрачным облаком.

1.6. Химический и фазовый состав межзвездных молекулярных облаков и протопланетного окоლოსолнечного диска в зоне образования планет-гигантов

Как отмечалось выше, с гигантскими молекулярными облаками связаны очаги звездообразования, в том числе и Солнца, и всей Солнечной системы в целом. По современным представлениям, на стадии коллапса фрагмента межзвездного молекулярного газопылевого облака, когда образовывались протосолнце и диск вокруг него, существенного фракционирования вещества между ними не происходило (*Cassen et al.*, 1985; *Morfill et al.*, 1985). То же самое можно сказать и о последующих этапах эволюции Солнечной системы. Поэтому одним из основных источников информации о валовом химическом и изотопном составе вещества того молекулярного облака, из которого образовался протопланетный диск, является, прежде всего, современный состав Солнечной фотосферы, которая доступна наблюдению. Другим важным источником является вещество углистых хондритов, в особенности типа CI. Оно, как полагают, после своего образования не подверглось воздействию факторов, которые могли бы существенно изменить соотношение основных пороодообразующих элементов.

Таблица 1.8

Относительные содержания наиболее распространенных элементов Солнечной системы по данным различных авторов (атомная космохимическая шкала)

Элемент	[Cam68]	[Cam73]	[AE82]	[AG89]	[LF98]	[L-03]
1	2	3	4	5	6	7
H	$2,6 \times 10^{10}$	$3,18 \times 10^{10}$	$2,72 \times 10^{10}$	$2,79 \times 10^{10}$	$2,82 \times 10^{10}$	$2,431 \times 10^{10}$
He	$2,1 \times 10^9$	$2,21 \times 10^9$	$2,18 \times 10^9$	$2,72 \times 10^9$	$2,82 \times 10^9$	$2,343 \times 10^9$
O	$2,36 \times 10^7$	$2,15 \times 10^7$	$2,01 \times 10^7$	$2,38 \times 10^7$	$2,09 \times 10^7$	$1,413 \times 10^7$
C	$1,35 \times 10^7$	$1,18 \times 10^7$	$1,21 \times 10^7$	$1,01 \times 10^7$	$1,00 \times 10^7$	$7,079 \times 10^6$
N	$2,44 \times 10^6$	$3,74 \times 10^6$	$2,48 \times 10^6$	$3,13 \times 10^6$	$2,63 \times 10^6$	$1,950 \times 10^6$
Mg	$1,050 \times 10^6$	$1,050 \times 10^6$	$1,075 \times 10^6$	$1,074 \times 10^6$	$1,023 \times 10^6$	$1,020 \times 10^6$
Si	$1,00 \times 10^6$	$1,00 \times 10^6$	$1,00 \times 10^6$	$1,00 \times 10^6$	$1,00 \times 10^6$	$1,00 \times 10^6$
Fe	$8,90 \times 10^5$	$8,30 \times 10^5$	$9,00 \times 10^5$	$9,00 \times 10^5$	$8,91 \times 10^5$	$8,380 \times 10^5$
S	$5,06 \times 10^5$	$5,00 \times 10^5$	$5,15 \times 10^5$	$5,5 \times 10^5$	$4,47 \times 10^5$	$4,449 \times 10^5$
Al	$8,51 \times 10^4$	$8,50 \times 10^4$	$8,49 \times 10^4$	$8,49 \times 10^4$	$8,51 \times 10^4$	$8,410 \times 10^4$
Ca	$7,36 \times 10^4$	$7,21 \times 10^4$	$6,11 \times 10^4$	$6,11 \times 10^4$	$6,46 \times 10^4$	$6,287 \times 10^4$
Na	$6,32 \times 10^4$	$6,00 \times 10^4$	$5,70 \times 10^4$	$5,74 \times 10^4$	$5,75 \times 10^4$	$5,751 \times 10^4$
Ni	$4,57 \times 10^4$	$4,80 \times 10^4$	$4,93 \times 10^4$	$4,93 \times 10^4$	$5,01 \times 10^4$	$4,780 \times 10^4$
Cr	$1,24 \times 10^4$	$1,27 \times 10^4$	$1,34 \times 10^4$	$1,35 \times 10^4$	$1,35 \times 10^4$	$1,286 \times 10^4$
Mn	8800	9300	9510	9550	9330	9168
P	$1,27 \times 10^4$	9600	$1,04 \times 10^4$	$1,04 \times 10^4$	8130	8373
Cl	1970	5270	5240	5240	5250	5237
K	3240	4200	3770	3770	3720	3692
C/O	0,570	0,550	0,602	0,424	0,478	0,501

* [Cam68] — Cameron, 1968; [Cam73] — Cameron, 1973; [AE82] — Anders, Ebihara, 1982; [AG89] — Anders, Grevesse, 1989; [LF8] — Lodders, Fegley, 1998; [L-03] — Lodders, 2003.

В табл. 1.8 приведены значения (из наиболее часто цитируемых работ) самых распространенных элементов Солнечной системы (космических распространенностей) в космохимической шкале, в которой за точку отсчета взята атомная распространенность кремния N_{Si} , условно принятая равной 10^6 . В столбце 7 приведены данные из работы (Lodders, 2003) — од-

ной из последних по времени опубликования. В ней для солнечной фотосферы принята массовая доля водорода ($X = 0,7491$), гелия ($Y = 0,2377$) и тяжелых элементов ($Z = 0,0133$), что приводит к $Z/X = 0,0177$. Это значение ниже, чем широко используемая ранее величина $Z/X = 0,0245$. Причина такого выбора подробно обосновывается (Lodders, 2003). Значения относительных содержаний летучих элементов получены из данных спектроскопических наблюдений солнечной фотосферы, а для остальных элементов, включая серу, они основаны на анализе данных по углистым хондритам CI. Исключение составляет лишь железо, для которого предпочтение отдано определениям в солнечной фотосфере. Это связано с большой зависимостью поведения этого элемента от изменения температурных, барических и окислительно-восстановительных условий в допланетном диске, а также с возможностью потери металла в процессах ударной переработки при аккумуляции родительских тел метеоритов. Подробнее этот вопрос обсуждается в гл. 3.

Данные по солнечным распространенностям являются необходимой исходной информацией для термодинамического моделирования процессов дифференциации вещества допланетного диска. В то же время даже для самых распространенных элементов за последние три десятилетия эти данные неоднократно подвергались ревизии и существенно менялись. Наибольшим изменениям подверглись значения солнечной распространенности летучих (C, N, O, S). При этом такая значимая для космохимии величина, как C/O, определяющая температуры равновесной конденсации основных породообразующих фаз при охлаждении газа солнечного состава в термодинамических моделях, изменялась от 0,602 (Anders, Ebihara, 1982) до 0,424 (Anders, Grevesse, 1989). По данным (Lodders, Fegley, 1998) C/O = 0,478, что близко к значению, приведенному в (Grevesse, Sauval 1998) C/O = 0,49, наконец, в (Lodders, 2003) принято значение C/O = 0,501, однако и оно, видимо, не может считаться окончательным.

Имеющиеся спектроскопические данные о составе межзвездных молекулярных облаков, обсуждавшиеся в предыдущем разделе, позволяют оценить состав вещества внешней Солнечной системы, где на протяжении всей ее эволюции не было высоких температур. При этом особый интерес представляет распределение по фазам и различным соединениям летучих элементов (C, N, O, H, S). Именно оно, как будет показано ниже (гл. 3 и 14), во многом определяет характер моделей происхождения атмосфер планет-гигантов и их ледяных спутников. Наиболее подробная информация по рассматриваемому вопросу содержится в работе (Pollack et al., 1994), которая за последние годы была дополнена новыми данными, но в основном не потеряла своей актуальности и по сегодняшний день.

Как известно, летучие элементы в веществе допланетного диска распределены между газовой и твердой фазами. В твердой фазе они входят в состав породообразующих минералов, льдов, а также тугоплавкого органического вещества, обозначаемого как CHON. Его присутствие экспериментально установлено во всех исследованных кометах.

Таблица 1.9

Распределение летучих (S, O, C, N) между тугоплавкой компонентой (CHON), льдами и газом (по данным *Pollack et al.*, 1994) в аккреционных дисках

Элемент	Σ , моль ⁽¹⁾	Вещество	Доля от Σ элемента	Моль/моль Si
S	0,515	Тугоплавкое (FeS)	0,75	0,39
		Лед (H ₂ S, SO, SO ₂)	0,05	0,025
		Газ (H ₂ S)	0,20	0,1
O	23,8	Тугоплавкое (SiO ₂ , CHON)	0,28	6,66 (2,62 — CHON, 4,04 — SiO ₂)
		Лед (H ₂ O, CO, CO ₂ , POM ⁽²⁾)	0,59	14,04
		Газ (CO)	0,13	3,1
C	11,4	Тугоплавкое (CHON)	0,55	6,26
		Лед (CH ₄ , CO, CO, POM)	0,17	1,94
		Газ (CO)	0,28	3,2
N	3,13	Тугоплавкое (CHON)	0,20	0,63
		Лед	0,015	0,04
		Газ (NH ₃)	0,785	2,46

⁽¹⁾ Валовый элементный состав (моль на моль Si) по *Anders, Grevesse* (1989), за исключением углерода, для которого вместо 10,1 принята величина 11,4, из работы (*Grevesse et al.*, 1991).

⁽²⁾ POM — «легкая органика» — летучие органические соединения — полиароматические формальдегиды, метанол и др.

Обобщив экспериментальные данные по составу комет, частиц межзвездной пыли, а также данные УФ наблюдений за составом межзвездных молекулярных облаков, в работе (*Pollack et al.*, 1994) было принято следующее распределение летучих (S, O, C, N) в аккреционных дисках между тугоплавкой компонентой (CHON), льдами и газом (табл. 1.9).

Состав тугоплавкой органической компоненты (CHON) аккреционных дисков (табл. 1.10) соответствует следующему соотношению летучих элементов: C : O : N = 1 : 0,42 : 0,1, при этом итоговая формула CHON имеет вид: C₁₀₀H_xO₄₂N₁₀. Она коррелирует с формулой, выведенной в работе (*Jessberger et al.*, 1988) на основе анализа экспериментальных данных по составу комы кометы Галлея: C : H : O : N = 1 : 1 : 0,5 : 0,12 или C₁₀₀H₁₀₀O₅₀N₁₂. Ранее в работе (*Hayatsu et al.*, 1980) была приведена следующая формула для CHON, учитывающая и присутствие в них серы: C₁₀₀H₇₁O₁₂N₃S₂.

Таблица 1.10

Состав тугоплавкого органического вещества (CHON) межзвездных молекулярных облаков (ММО)

Элемент	Доля от Σ элемента	Моль/моль Si
C	0,55	6,26
O	0,11	2,62
N	0,20	0,63

Таблица 1.11

Распределение летучих элементов между фазами ММО, моль/моль Si

Фаза	S	C	N	O
Тугоплавкие	0,39	6,26	0,63	6,66
Лед	0,025	1,94	0,04	14,2
Газ	0,1	3,2	2,46	3,2
Σ	0,515	11,4	3,13	23,8

С учетом данных табл. 1.9 и 1.10 получаем мольное распределение летучих по фазам в межзвездных молекулярных облаках, данное в табл. 1.11.

Следует отметить, что состав льдов аккреционных дисков был получен в (Pollack *et al.*, 1994) в предположении, что

- 1) весь кислород молекулярных облаков конвертировался в H_2O и SiO_2 ;
- 2) летучие органические соединения в молекулярных облаках присутствуют в основном в виде метанола CH_3OH , а в аккреционных дисках в виде CH_3OH , H_2CO и $[H_2CO]_x$.

С учетом вышеприведенных данных, можно получить следующий состав льдов (табл. 1.12) и газовой фазы (табл. 1.13) межзвездных молекулярных облаков, который можно поставить в соответствие с составом вещества околозвездного протопланетного диска.

Относительный состав льдов $H_2O : CO : CO_2 : NH_3 : CH_4 \approx 100 : 6,5 : 1,4 : 0,25 : 0,4$ при соотношении $CO_{лед} : CH_{4лед} = 6,5 : 0,4 \approx 16 : 1$.

Таким образом, в работе (Pollack *et al.*, 1994) предполагается, что весь метан (0,05 моля/моль Si) «вморожен» в лед, а CO большей частью (80%) находится в газовой фазе — 3,2 моля/моль Si из общих \approx четырех молей. Аммиак также — практически 99% NH_3 — находится в газе. Относительный суммарный состав ледяной и газовой компоненты может быть

Таблица 1.12

Состав льдов межзвездных молекулярных облаков

Элемент	Соединение	Доля от Σ элемента	Моль/моль Si	Моль/моль Si, приведено к 100 молям воды
S	H ₂ S, SO, SO ₂	0,05	0,03	
O $\Sigma_{\text{газ}} = 14,2$ моль/моль Si	H ₂ O	0,51	12,12	100
	CO	0,033	0,79	6,5
	легкая органика*	0,04	0,95	7,8
	CO ₂	0,014	0,34	
C $\Sigma_{\text{газ}} = 1,94$ моль/моль Si	легкая органика	0,08	0,92	
	CO	0,07	0,79	
	CO ₂	0,015	0,17	1,4
	CH ₄	0,004	0,05	0,4
	HCN	0,001	0,01	0,08
N $\Sigma_{\text{газ}} = 0,04$ моль/моль Si	NH ₃	0,011	0,03	0,25
	HCN	0,004	0,01	

* Легкая органика практически отвечает формуле метанола CH₃OH или формальдегида H₂CO.

Таблица 1.13

Состав льдов межзвездных молекулярных облаков

Элемент моль/моль Si	Соединение	Доля от Σ данного элемента	Моль/моль Si	Моль/моль Si и на 100 молей H ₂ O
S ($\Sigma_{\text{газ}} = 0,1$)	H ₂ S	0,2	0,1	0,83
O ($\Sigma_{\text{газ}} = 3,2$)	CO	0,13	3,2	26
C ($\Sigma_{\text{газ}} = 3,2$)	CO	0,28	3,2	26
N ($\Sigma_{\text{газ}} = 2,46$)	NH ₃	0,785	2,46	20,3

Таблица 1.14

Состав газов ММО при $\text{CO} : \text{CH}_4 = 5 : 1$ и $\text{N}_2/\text{NH}_3 = 3$, CO_2 отсутствует

Соединение	Доля от Σ элемента	Моль/моль Si	Моль/моль Si, приведено к 100 молям воды
H_2S , SO , SO_2	0,05	0,13	7,8
H_2O	0,51	12,79	100
CO	0,033	3,33	26
легкая органика	0,04	0,95	7,4
CO_2	0,014	0,17	1,33
CH_4	0,004	0,67	5,24
HCN	0,001	0,01	
NH_3	0,011	2,49	19,5
HCN	0,004	0,01	

представлен следующим образом: $\text{H}_2\text{O} : \text{CO} : \text{CO}_2 : \text{NH}_3 : \text{CH}_4 \approx 12,12 : 4 : 0,17 : 2,5 : 0,05$ или $\text{H}_2\text{O} : \text{CO} : \text{CO}_2 : \text{NH}_3 : \text{CH}_4 \approx 100 : 33 : 1,4 : 20,6 : 0,4$.

Важнейшее значение для построения моделей образования атмосфер планет-гигантов имеет принятое соотношение между окисленными и восстановленными формами углерода и азота — $\text{CO}_2 : \text{CO} : \text{CH}_4$ и $\text{N}_2 : \text{NH}_3$. В работе (Pollack et al., 1994) $\text{CO}_2 : \text{CO} : \text{CH}_4 \approx 3 : 80 : 1$. В более поздней работе (Langer et al., 2000) предполагается, что в межзвездных облаках: $\text{CO}/\text{CH}_4 = 5$ и $\text{N}_2/\text{NH}_3 = 3$, при этом CO_2 отсутствует. Получающийся при этом предположении состав газов представлен в табл. 1.14.

Вся совокупность данных по составу межзвездных молекулярных облаков, солнечной фотосферы, объектов Солнечной системы, вещество которых было наименее изменено в ходе постаккреционных процессов, позволяет полагать, что модельный состав ММО может быть принят в качестве исходного состава вещества протопланетного околосолнечного диска. Этот состав оставался практически без изменений во внешней части диска, благодаря низким температурам, существовавшим на протяжении всего времени его эволюции. Суммируя данные табл. 1.9–1.14, модельный состав вещества протопланетного околосолнечного диска во внешней его части, в зоне образования планет-гигантов, может быть представлен следующим образом (табл. 1.15). В этой таблице также привлечены данные результатов спектроскопических исследований межзвездной молекулярной среды, которые указывают на присутствие в ней значительных ко-

Таблица 1.15

Модельный состав вещества во внешней части протопланетного околосолярного диска,
в зоне образования планет-гигантов

Масса	Pollack et al., 1994 CO : CH ₄ ≈ 80 : 1.	С учетом (Langer, 2000) CO : CH ₄ = 5 : 1	С учетом (Gibb et al., 2004) CO ₂ : CO : CH ₄ = 30 : 10 : 1
Породообразующие компоненты ($T_{\text{конд.}} \leq 1300$ K)	181,6 г/моль Si	181,6 г/моль Si	181,6 г/моль Si
CHON (T устойчивости ≤ 600 K)	133,4 г/моль Si	133,4 г/моль Si	133,4 г/моль Si
Тугоплавкая компонента = порода + CHON	315 г/моль Si	315 г/моль Si	315 г/моль Si
Летучие органические соединения (ЛОС) (T устойчивости ≤ 400 K)	26,24 г/моль Si	26,24 г/моль Si	26,24 г/моль Si
Тугоплавкая компонента + ЛОС	341,24	341,24	341,24
Водяной лед ($T_{\text{конд.}} < 150$ K)	218,16 г/моль Si,	231,3 г/моль Si	214,72 г/моль Si
Тугоплавкая компонента + ЛОС + лед воды	559,4 г/моль Si	572,54 г/моль Si	555,96 г/моль Si
Вода/порода	1,2	1,27	1,18
Вода/тугоплавкая компонента	0,69	0,73	0,63
Масса газа (CO, CH ₄ , N ₂ , NH ₃ , H ₂ S, CO ₂)	167,2 г/моль Si	172,325 г/моль Si	238,2 г/моль Si

личеств двуокиси углерода при среднем соотношении углеродсодержащих газов $\text{CO}_2 : \text{CO} : \text{CH}_4 = 30 : 10 : 1$ (Gibb et al., 2004).

1.7. Заключение

В главе проведен анализ экспериментальных данных по составу объектов внешней Солнечной системы — спутников планет-гигантов (более 150 регулярных и нерегулярных спутников), транснептуновых объектов, кентавров и комет. Характерной особенностью, обуславливающей большое сходство состава всех этих объектов, является присутствие в них льда воды (до 50 мас. %), в основном в форме льда-I (и в форме плотных модификаций в крупных спутниках). Из этого следует, что образование большей части вещества, а также аккреция тел внешней Солнечной системы происходила при температурах, не превышающих T конденсации льда H_2O , которая при $P = 10^{-5} - 10^{-7}$ бар составляет 140–150 К. Вполне вероятно, что эта температура на некоторых этапах эволюции была значительно ниже ($\sim 25 - 30$ К), о чем может свидетельствовать присутствие в составе вещества комет аморфного льда, а также льдов таких летучих соединений, как метан, аммиак, двуокись углерода и некоторых других. Эти же льды экспериментально зафиксированы на поверхности ряда спутников планет-гигантов и других объектов внешней Солнечной системы. Столь низкие температуры способствовали сохранению в данном регионе части межзвездного вещества, прежде всего органического, реликты которого обнаружены в веществе комет и межпланетной пыли. Кроме этого, они обусловили кинетическое ингибирование газофазных реакций, что дает возможность оценить соотношение компонентов газовой фазы во внешней части протопланетного диска, используя данные по составу газовой и ледяной составляющих межзвездных молекулярных облаков.

Обнаружение в веществе короткопериодических комет и межпланетной пыли кристаллических силикатов с высоким содержанием Mg, а также высокотемпературных минеральных агрегатов, подобных CAI включениям в хондритах, свидетельствует о существовании в допланетном диске радиального транспорта пылевого вещества из его внутренних горячих зон с $r \leq 1 - 2$ а. е. наружу, на радиальные расстояния с $r \geq 10$ а. е. В то же время вероятная миграция пыли и крупных тел из транснептунового региона во внутреннюю область протопланетного диска могла сыграть ключевую роль в аккумуляции планетами земной группы летучих компонентов (H_2O и других), органического и даже биогенного вещества и тем самым оказать заметное влияние на возникновение и эволюцию жизни на Земле.

Эволюция газопылевого околосолнечного диска; образование пылевых сгущений и допланетных тел

2.1. Образование Солнечной системы в свете новых астрономических данных об образовании и эволюции околосолнечных протопланетных дисков

Согласно современным представлениям, во многом основанным на данных астрономических наблюдений последних лет, образование Солнечной системы произошло в результате гравитационного коллапса плотного ядра межзвездного молекулярного облака с плотностью $\rho > 10^{-20}$ г·см⁻³, температурой $T \sim 10$ К, массой на 10–30 % больше солнечной и массовой долей пыли ~ 1 % (Сурдин, 2001; Reipurth et al., 2007). Коллапс привел к образованию одиночной протозвезды с окружающим ее газопылевым диском, эволюция которого завершилась формированием планетной системы. Поэтому околосолнечный диск называют протопланетным (или допланетным), в иностранной литературе используется также термин солнечная небула (solar nebula). Отметим, что само название «диск» отражает лишь осесимметричную и уплощенную форму того образования, толщина которого не постоянна, а увеличивается с расстоянием от звезды, и которое в планетной космогонии было принято называть протопланетным (или допланетным) облаком. Все события от начала процесса звездообразования в молекулярном облаке до образования планет-гигантов в газопылевом протопланетном диске укладываются в промежуток времени ~ 10 млн лет. Такой вывод согласуется со всем комплексом современных наблюдений молодых звезд и подтверждается недавним обнаружением планеты с массой ~ 10 масс Юпитера у звезды TW Нуа, в созвездии Гидры, имеющей возраст 8–10 млн лет и окруженной газопылевым диском (Setiawan et al., 2008). С учетом известного по радиоизотопным исследованиям возраста древнейшего метеоритного вещества (CAI) возраст Солнечной системы составляет 4,57 млрд лет (Shukolyukov, Lugmair, 2003). Возраст древнейших пород Земли и Луны лишь немного меньше и оценивается в $\sim 4,4$ млрд лет (de Pater, Lissauer, 2004).

Околосолнечный газопылевой диск состоял на 98 % по массе из молекулярного водорода и гелия в соотношении 70,5 : 27,5 %, что соответствует

отношению $\sim 10 : 1$ по числу частиц, а 2 % приходилось на остальные элементы и соединения, включая и соединения водорода. Часть из них также находилась в газообразном состоянии (от 0,5 до 1,5 % в зависимости от температуры), а другая часть в виде льдов (от 1,5 до 0,5 % соответственно). Более подробно этот вопрос рассмотрен в гл. 1.

Ограничения на начальное значение углового момента протопланетного околосолнечного диска J с учетом физических процессов на ранней стадии эволюции Солнечной системы и данных о химическом и изотопном составе хондритов приводят к значениям $J \approx (1 \div 4) \times 10^{52} \text{ г} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ (Ruzmaikina, Makalkin, 1990; Cassen, 1994, 2001; Макалкин, 2004). Такой интервал угловых моментов характерен и для одиночных молодых звезд солнечной массы с дисками (Padgett et al., 1999; Dutrey et al., 2007), и для двойных звездных систем (Macevich, Тумуков, 1988; Goodwin et al., 2007).

Возраст Солнечной системы ($\approx 4,6$ млрд лет) гораздо меньше возраста Вселенной $13,7 \pm 0,2$ млрд лет (Spergel et al., 2003) и возраста Галактики $13,6 \pm 0,8$ млрд лет (Pasquini et al., 2004). Поэтому, по мнению астрофизиков, условия образования Солнца, околосолнечного протопланетного диска и затем Солнечной системы были сходными с современными условиями образования звезд солнечного типа с их протопланетными дисками и внесолнечных планетных систем. Изложим кратко последовательность процессов образования звезд с протопланетными дисками по современным астрофизическим данным, имея в виду молодые звезды солнечного типа, т. е. одиночные звезды с массой, близкой к массе Солнца. Наблюдения молодых дозвездных и звездных объектов в настоящее время проводятся в широчайшем спектре длин волн: от рентгеновского до радиодиапазона. Одним из наиболее информативных методов изучения этих объектов является анализ спектрального распределения потока излучаемой ими энергии.

В результате увеличения плотности ядра молекулярного облака в процессе его собственной эволюции, или, что более вероятно, из-за увеличения давления под воздействием извне начинается быстрый коллапс ядра, продолжающийся $\sim 10^4$ лет (Motoyama, Yoshida, 2003; Belloche et al., 2006). Известно несколько внешних факторов, вызывающих сжатие и коллапс ядра: взрыв сверхновой поблизости и вызванные им выброс вещества и ударная волна; сжатие молекулярного облака при его прохождении через спиральный рукав Галактики; потоки газа из формирующихся по соседству массивных звезд или расширяющиеся области III (ионизованного водорода).

До начала или в процессе коллапса вращающееся ядро молекулярного облака может распасться на фрагменты, что приведет к образованию двойной (или кратной) звезды. Важным фактором, способствующим устойчивости и противодействующим фрагментации дозвездного ядра (или коллапсирующего протозвездного объекта), является магнитное поле (Klein et al., 2007). Если не произошло распада на фрагменты, то развитие коллап-

са, который идет быстрее в центральной, более плотной области, приводит к образованию сгущения. Увеличиваясь и уплотняясь, оно превращается в одиночную протозвезду, находящуюся в состоянии гидростатического равновесия. На нее и на формирующийся вокруг нее диск падает вещество из окружающей аккреционной оболочки, масса которой постепенно убывает. Такой ранний протозвездный объект, включающий в себя протозвезду с зародышевым диском и аккреционную оболочку, масса которой больше массы протозвезды, по спектральному распределению энергии относят к классу 0 (ноль — не путать со спектральным классом O звезд). Диск на этой стадии еще не обнаруживается спектрально, но его существование и аккреция вещества из него на протозвезду проявляются в наблюдаемых мощных потоках газа, истекающих из протозвездного объекта и имеющих протяженность 0,1–1 парсек. Потоки увлекают с собой вещество из соседних областей молекулярного облака, уменьшая свою скорость, и проявляют себя в излучении молекулы CO в радиодиапазоне, за что получили название молекулярных потоков. Скорости потоков составляют $\sim 10\text{--}100$ км/с. Основная роль потоков заключается в избавлении протозвезды от излишнего углового момента, приносимого диском из аккреционной оболочки.

После того как больше половины массы коллапсирующего протозвездного объекта оказывается в центральной протозвезде (а в оболочке остается меньше половины), темп аккреции замедляется. Вследствие изменения распределения масс, скоростей и температур, изменяется распределение энергии в спектре такого объекта, который переходит в спектральный класс I. К настоящему времени проведены наблюдения десятков объектов класса I в нескольких областях звездообразования (*White et al.*, 2007). Благодаря меньшей массе оболочки на этой стадии спектрально удается распознать диск вокруг протозвезды и аккрецию газа из диска на протозвезду. Модели, удовлетворяющие данным наблюдений протозвездных объектов солнечного типа, дают оценку массы диска $M_d \sim 0,1\text{--}0,5M_\odot$ (M_\odot — современная масса Солнца); для потока вещества из оболочки на диск (полный аккреционный поток массы) получен диапазон $\dot{M}_d \sim (2 \div 10) \times 10^{-6} M_\odot/\text{год}$, что соответствует характерному времени аккреции протозвездного объекта солнечной массы $t \sim M_\odot/\dot{M} \sim (1 \div 5) \times 10^5$ лет (*Eisner et al.*, 2005; *White et al.*, 2007).

При этом темп аккреции из диска на протозвезду (\dot{M}) может быть меньше, чем из оболочки на диск (\dot{M}_d) в 3–4 раза из-за потери массы в протозвездных потоках/ветрах (*Terebey et al.*, 2006). В согласии с наблюдениями находится и оценка $\dot{M} \sim 0,1\dot{M}_d$, т. е. темп аккреции из оболочки на диск на порядок больше, чем темп аккреции из диска на центральную звезду, что объясняется нестационарным, периодическим характером аккреции вещества через диск на протозвезду (*Bell et al.*, 2000). Масса накапливается в диске, а затем термическая неустойчивость во внутренней части диска ($r < 0,1$ а. е.) приводит к тому, что резко и кратковременно

увеличивается поток массы из диска на протозвезду и соответственно увеличивается ее блеск. Такие вспышки, наблюдаемые у нескольких звезд типа FU Ориона (FU Ori), длятся ~ 10 –100 лет. Во время вспышки светимость звезды увеличивается на 1,5–2 порядка, а темп аккреции из диска достигает величины $\dot{M} \sim 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$. Но количество наблюдений таких вспыхивающих объектов слишком мало, чтобы можно было утверждать, что все или большинство звезд малой массы, включая звезды солнечного типа, проходили через такую вспышечную стадию.

При аккреции вещества из диска звезде передается угловой момент, ускоряющий ее вращение. Если бы все вещество из диска поглощалось протозвездой, то она, постоянно ускоряя вращение, потеряла бы устойчивость. Этого не происходит из-за образования во внутренней части диска, близко к поверхности звезды, двух вращающихся потоков ионизованного газа, представляющих собой протозвездный и/или дисковый ветер. Эти потоки под действием магнитного поля с большой скоростью (> 100 км/с) выбрасываются в обе стороны от диска внутри конуса с большим или меньшим углом раствора, охватывающего ось вращения диска и звезды (Bacciotti et al., 2003; Donati et al., 2005). Такие вращающиеся потоки газа уносят с собой избыточный угловой момент, в результате чего скорость вращения протозвезды остается намного ниже порога неустойчивости (Königl, Pudritz, 2000; Pudritz et al., 2007). Из-за коллимации потоков вдоль оси вращения на достаточном удалении от звезды, они имеют вид струй — джетов (от английского jet). При взаимодействии потоков с веществом молекулярного облака образуются крупные яркие объекты Хербига—Аро, а также упомянутые выше биполярные молекулярные потоки.

Открытие потоков-истечений у протозвезд и молодых звезд явилось очень веским аргументом в пользу совместного и одновременного образования звезд и окружающих их дисков. То, что движение потоков симметрично относительно оси вращения диска, ясно говорит об их взаимосвязи и подтверждает аккрецию газа из диска на (прото)звезду. По современным оценкам, отношение массы вещества, уносимого ветром, к массе, поступающей к (прото)звезде из окружающего ее диска, для большинства объектов составляет $M_w/M \sim 0,1$, а для отдельных достигает $\sim 0,3$ (Hollenbach et al., 2000; Pudritz et al., 2007).

После того как аккреционная оболочка почти полностью (но не на 100 %) аккрецирует (выпадает) на диск, протозвезда превращается в молодую звезду, которую можно наблюдать в видимом (оптическом) и более коротковолновых участках спектра, окруженную газопылевым диском. При этом аккреция вещества из диска на звезду продолжается. Такие звезды с дисками по спектральным характеристикам относят к классу II. Из-за возмущений в процессе аккреции и в окружающих дисках эти звезды обнаруживают нерегулярные изменения блеска. Такие переменные звезды с массой $\sim 0,25$ –1,1 M_{\odot} , окруженные аккреционными газопылевыми

дисками, называют классическими звездами типа Т Тельца (Т Тау), сокращенно обозначаемыми CTTS (Сурдин, 2001).

Исследования спектров в инфракрасном, субмиллиметровом и миллиметровом диапазонах, проводимые с середины 80-х гг. XX в., позволили обнаружить газопылевые диски с кеплеровским вращением вокруг сотен звезд Т Тельца с возрастными от 10^5 до 10^7 лет. Газопылевые диски обнаружены у большинства наблюдаемых звезд Т Тельца с возрастными $\leq 10^6$ лет и у ~ 20 – 30 % звезд с возрастными $\leq 10^7$ лет (Beckwith, Sargent, 1996; Cieza et al., 2005) со средним временем жизни 3–6 млн лет (Haisch et al., 2001). Массы дисков составляют $\sim 0,01$ – $0,2 M_{\odot}$ (Andrews, Williams, 2005; Eisner, Carpenter, 2006), а их протяженность ~ 100 – 1000 а. е. (Hueso, Guillot, 2005; Dullemond et al., 2007). Отметим, что звезд с газопылевыми дисками, имеющими возраст ~ 10 млн лет, наблюдается достаточно много. Среди них упомянутый выше газопылевой диск у звезды TW Нуа с недавно обнаруженной самой молодой планетой.

Наблюдения спектров классических звезд Т Тельца позволили оценить темп аккреции (полный поток массы) из диска на центральную звезду: для большинства звезд он находится в интервале $\dot{M} \sim 10^{-9}$ – $10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$ со средним значением $\sim 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$, причем в интервале возрастов звезд от 10^5 до 10^7 наблюдается тенденция к понижению потока от 10^7 до $10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$ (Calvet et al., 2000; Hueso, Guillot, 2005).

Между протозвездами с дисками и оболочками (спектральный класс I) и классическими звездами Т Тельца с дисками (класс II) существует непрерывный переход. Отмечено, что по темпу аккреции \dot{M} и массам дисков эти два класса объектов значительно перекрываются друг с другом (White et al., 2007), что свидетельствует в пользу их эволюционной связи.

Анализ спектрального распределения энергии, излучаемой дисками у классических звезд Т Тельца, а также выполненные с высоким разрешением наблюдения теплового излучения в миллиметровом диапазоне показывают, что основная масса вещества сконцентрирована во внутренней области с радиусом ~ 40 а. е. (Beckwith, Sargent, 1996). Уже само по себе такое сходство параметров дает основание считать эти диски вероятными предшественниками планетных систем. Кроме того, наблюдение рассеянного света и спектральные данные в широком диапазоне показывают, что размеры пылевых частиц в дисках достигают 0,1–1 см, что значительно больше размеров частиц межзвездной пыли (Beckwith et al., 2000; Natta et al., 2007). Это может свидетельствовать о начальной стадии образования планет, наблюдаемой в дисках.

Недавно был обнаружен новый вид дисков у звезд Т Тельца с возрастом ~ 10 млн лет, названный переходными дисками. Как следует из спектра таких звезд, во внутренней части диска ($r < 4$ а. е.) пылевого вещества очень мало, поэтому диск в этой области оптически тонкий, и пылевая граница на 4 а. е. нагревается излучением звезды почти фронтально. Причиной эвакуации пыли из внутренней зоны может быть образова-

ние планет или аккреция вещества из диска на звезду (при аккреции пыль испаряется в горячей области диска вблизи звезды). Тем не менее из таких дисков продолжается аккреция вещества на звезду с потоком $\dot{M} \leq 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$, а размеры частиц во внешних областях таких дисков достигают ~ 1 см (Calvet et al., 2002).

Наблюдаются и звезды типа Т Тельца, которые обозначаются аббревиатурой WTTS (weak-lined) и относятся к спектральному классу III. Они имеют гораздо более слабый эмиссионный спектр, чем классические звезды Т Тельца. Это свидетельствует о том, что пространство вокруг такой звезды практически свободно от вещества. Газопылевого диска или уже нет, или он удален от звезды, разрежен, так что нет аккреции вещества на звезду.

Вероятно, переходные диски действительно соответствуют переходу классической звезды Т Тельца (CTTS) с аккреционным диском к состоянию без диска (WTTS). Если тот факт, что переходных дисков обнаружено немного, не связан с трудностью их распознавания, то он свидетельствует об относительной быстроте перехода от состояния CTTS к WTTS (за время $< 10^6$ лет). Однако возможно, что будет обнаружено еще много переходных дисков, поскольку наиболее эффективны их наблюдения с помощью космических телескопов, начавшиеся недавно. Наиболее принятой теоретической моделью рассеяния (диссипации) дисков, окружающих молодые звезды, является комбинация вязкой эволюции и фотоиспарения диска (Макалкин, 2004; Alexander et al., 2006). На стадии вязкой эволюции, длящейся несколько миллионов лет, большая часть турбулентного газа вместе с пылью выпадает на центральную звезду, а на периферии диска, в силу сохранения углового момента, газ вместе с мелкой пылью движется наружу. Этот процесс, значительно уменьшая массу диска, не может рассеять его полностью, но облегчает фотоиспарение диска под действием мощного ультрафиолетового излучения молодой звезды. Механизм фотоиспарения может обеспечить удаление газа из диска и рассеяние диска в целом за промежуток времени < 1 млн лет (Alexander et al., 2006).

Однако вопрос о характерном времени рассеяния диска еще далек от решения. Теоретические модели не вполне согласуются с наблюдениями переходных дисков. Более подробное изложение астрономических данных о газопылевых дисках вокруг молодых звезд солнечного типа дано в работах (Макалкин, 2003, 2004) и книге (Дорофеева, Макалкин, 2004).

Помимо газопылевых дисков вокруг звезд моложе 10^7 лет, обнаружены также маломассивные пылевые «осколочные» диски с остатками газа у более зрелых звезд с возрастными большими 10^7 – 10^8 лет, выходящих на главную последовательность или уже находящихся на ней. Масса пылевой компоненты в таких дисках может достигать нескольких масс Земли, а масса газа — на несколько порядков меньше (для диска звезды β Pic масса газа оценивается в $10^{-3} M_{\oplus}$) (Roberge et al., 2006). По этой причине, а также потому, что эти звезды, в отличие от более молодых, не сгруппированы в областях звездообразования, количество обнаруженных у них пылевых

дисков гораздо меньше, чем количество газопылевых дисков у молодых звезд Т Тельца. Из наблюдений следует, что происхождение пыли в этих дисках вторичное, в результате дробления планетезималей, подобных тем, которые находятся в астероидном поясе и поясе Койпера Солнечной системы (*Meyer et al.*, 2007). Эти тела, образовавшиеся на ранней стадии эволюции, продолжают сталкиваться и дробиться и в настоящее время.

Поэтому наблюдаемые маломассивные пылевые диски называют осколочными или остаточными (*debris disks*). Столкновения и дробление планетезималей в этих дисках косвенно свидетельствует об идущих в них или уже закончившихся процессах образования планет. Во многих таких дисках наблюдается отсутствие пыли в центральной области радиусом от 10 до 40 а. е., что свидетельствует об отсутствии в этой зоне планетезималей, производящих пыль. Это может быть (но не обязательно является) признаком существования в этой внутренней области планет. В пользу существования планет свидетельствует также некоторое искривление диска (*Lagrange et al.*, 2000).

Таким образом, весь комплекс наблюдений молодых звезд солнечного типа подтвердил два факта, ранее бывшие лишь разумными теоретическими предположениями:

- (1) образование Солнца и окружающего его газопылевого протопланетного диска происходило совместно, из единой массы в едином процессе;
- (2) процесс планетообразования начинался в этом газопылевом диске.

Кроме того, полученная информация чрезвычайно важна при построении современных моделей протопланетных дисков, включая и околосолнечный, поскольку позволяет получить ограничения на основные физические параметры протозвезд, молодых звезд солнечного типа и окружающих их дисков.

С 1995 г. с нарастающей скоростью появляются данные о планетах вокруг ближайших звезд, которых открыто уже более 230. Среди них 24 планетных системы, содержащих более одной планеты. Относительно недавно опубликован каталог (*Butler et al.*, 2006), постоянно обновляемый в Интернете (<http://exoplanets.org/planets.shtml>). Большинство открытых внесолнечных планет отличаются от планет Солнечной системы или малыми значениями больших полуосей орбит, или большими эксцентриситетами орбит.

Найдено очень много так называемых «горячих Юпитеров» — планет-гигантов, находящихся на орбитах, очень близких к звезде (минимальный радиус орбиты \sim в 10 раз меньше, чем у Меркурия). Но в последнее время в результате увеличения точности и времени наблюдений обнаружены планетные системы, напоминающие нашу, т. е. такие, где планеты-гиганты типа Юпитера обращаются по орбитам с малыми эксцентриситетами на расстояниях в несколько астрономических единиц от звезды. К ним относятся и две планетные системы (HD 68988 и 55 Cnc) с максимальным количеством открытых планет — пятью. В системе 55 Cnc (55

Рака) обнаружена планета (55 Спс d) с массой $\sim 4M_{\text{Юп}}$, расположенная на расстоянии от звезды, немного большем, чем Юпитер от Солнца (большая полуось орбиты $a = 5,84$ а. е.) и довольно малым эксцентриситетом $e \approx 0,063$ (Marcy et al., 2002). В системе HD 68988 есть планета-гигант (HD 68988 c) с массой $\sim 5M_{\text{Юп}}$ с орбитой, также похожей на орбиту Юпитера по своему радиусу ($a = 5,32$ а. е.) и по почти круговой форме ($e \approx 0,01$), нетипичной для экзопланет; остальные планеты находятся на близких к звезде орбитах $a < 0,64$ а. е.

Обнаруженная осенью 2007 г. пятая планета (55 Спс f) у звезды 55 Спс, имеющая массу в 45 раз больше массы Земли, замечательна тем, что она расположена, по-видимому, в зоне обитаемости, где температурные условия допускают существование жидкой воды. У планеты круговая орбита с радиусом $a = 0,775$ а. е., несколько меньшим, чем у Земли; но это компенсируется немного меньшей яркостью звезды 55 Спс по сравнению с Солнцем. Современные средства позволили уже обнаружить планету (GJ 581 c) с массой всего лишь в 5 раз больше массы Земли, но только благодаря тому, что она расположена очень близко к звезде ($a = 0,0730$ а. е.), т. е. на расстоянии, приблизительно в 5 меньшем, чем Меркурий от Солнца.

27 декабря 2006 г. с космодрома Байконур ракетой-носителем «Союз-2-1Б» был выведен на орбиту космический телескоп *CoRoT* (Convection Rotation and planetary Transits — конвекция, вращение и прохождения планет), созданный совместными усилиями ученых шести европейских стран. *CoRoT* специально предназначен для поиска экзопланет земного типа. Чувствительность прибора такова, что он фиксирует изменение светимости звезды, которое может указывать на прохождение перед ней каменной планеты, лишь в несколько раз превышающей Землю. За время работы COROT должен изучить ~ 120 тыс. звезд. Ожидается, что за планетными системами, обнаруженными в течение миссии *CoRoT*, будут продолжены наблюдения с помощью системы инфракрасных телескопов, которые предполагается вывести в космос в 2015 г. в ходе осуществления проекта «Дарвин» Европейского космического агентства, а также проекта NASA — *TPF* (Terrestrial Planet Finder — искатель планет земного типа). Целью обоих проектов является непосредственное наблюдение экзопланет и поиск жизни на них. Еще раньше, в 2009 г., готовится запуск космической станции *Kepler*, с помощью которой могут быть обнаружены сотни планет земного и даже меньшего размера на расстояниях «зоны обитаемости». Нет сомнений, что по мере дальнейшего увеличения точности и длительности периода наблюдений будет расти количество систем, в чем-то похожих на Солнечную. Важно, что подавляющее большинство внесолнечных планет-гигантов обнаружено вокруг звезд с металличностью¹⁾, равной или более высокой, чем солнечная (Gonzalez, 2003). Этот факт дает сильный

¹⁾ Металличность — суммарное содержание (относительная концентрация) всех элементов, тяжелее гелия. Обычно металличность звезды измеряется по отношению к Солнцу и приблизительно равна $\lg(Z/Z_{\odot})$.

аргумент в пользу образования планет-гигантов в планетных системах, подобно их образованию в Солнечной системе, с помощью двухступенчатого процесса: вначале путем аккреции твердых тел образуются ядра планет с массами в несколько масс Земли, а затем происходит быстрая аккреция газа на эти ядра (Сафронов, 1969; Safronov, Ruskol, 1982; Ida, Lin, 2004; Lissauer, Stevenson, 2007) (гл. 3). Если бы образование планет-гигантов происходило путем гравитационной неустойчивости газопылевого диска (Boss, 2001), то вероятность образования планет-гигантов не должна была зависеть от металличности звезды и диска, поскольку содержание газа в околосолнечных дисках при любой металличности наблюдаемых звезд солнечного типа намного больше содержания пылевой компоненты.

2.2. Особенности моделирования аккреционного околосолнечного диска

Моделирование структуры протопланетного газопылевого околосолнечного диска в процессе его эволюции требует привлечения эффективного механизма перераспределения углового момента и массы, которое существует в Солнечной системе, в ряде наблюдаемых внесолнечных планетных систем и в многочисленных системах молодых звезд с дисками. Напомним, что на само Солнце приходится 99,87 % массы и лишь 2 % углового момента системы. В процессе коллапса протозвезды основная масса вещества попадает в диск, что сделало бы его очень массивным, если бы с самого начала не действовал механизм перераспределения массы и углового момента. При массе диска $M_d \geq 0,3 M_\odot$ возникшая в нем гравитационная неустойчивость и связанные с ней спиральные волны плотности могут перенести значительное количество вещества на центральную звезду, понизив массу диска так, чтобы она стала меньше указанного предела (Shu et al., 1990). Однако этот механизм не может уменьшить массу диска до значений $M_d \lesssim 0,1 M_\odot$, характерных для дисков звезд типа Т Тельца, обсуждавшихся в разделе 2.1. Следовательно, должен существовать механизм перераспределения массы и углового момента в околосолнечном диске в течение периода времени ≤ 10 млн лет, когда молодое Солнце, вероятно, находилось на стадии Т Тельца, аналогично наблюдаемым молодым звездам солнечного типа (см. предыдущий раздел).

Такой механизм впервые был предложен в работах (Шакура, 1972; Shakura, Sunyaev, 1973; Lynden-Bell, Pringle, 1974). В них были рассмотрены осесимметричные модели вязкого диска, окружающего звезду. В обеих моделях причиной радиального переноса массы являются касательные напряжения $w_{r\varphi}$, которые возникают в диске при трении двух соседних цилиндрических слоев с различными значениями радиальной координаты r , вращающихся с разными угловыми скоростями. (В диске, вращающемся по кеплеровскому закону, соседние цилиндрические слои диска имеют угловую скорость $\Omega = \Omega(r) = (GM_\odot/r^3)^{1/2}$.) Эти напряжения приводят

к перераспределению углового момента, появлению радиального потока массы, а также нагреву диска. При кеплеровском законе вращения внутренний слой теряет угловой момент, отдавая его внешнему. В результате основная масса диска, расположенная в его внутренней, близкой к звезде части, медленно (по сравнению с орбитальным движением), по спирали перетекает к центру и выпадает (аккрецирует) на звезду, поэтому такой диск можно назвать аккреционным. В силу закона сохранения углового момента, меньшая часть массы диска, расположенная в его периферийной, удаленной от звезды части, перемещается в противоположном направлении, увеличивая радиус диска. В этих моделях локальные величины касательных напряжений и выделяемой энергии пропорциональны вязкости, которая предполагается зависящей от радиальной координаты r и температуры (Шакура, 1972; *Shakura, Sunyaev*, 1973) или только от r (*Lynden-Bell, Pringle*, 1974).

Вопрос об источниках большой вязкости в протопланетных дисках до настоящего времени не решен. Таким источником могла быть турбулентность, поскольку число Рейнольдса для диска очень велико. Турбулентность создает большие вязкие касательные напряжения между цилиндрическими слоями. Возникающие на границе слоев напряжения велики из-за того, что диск, помимо вращения, испытывает турбулентные движения. Турбулентная вязкость на много порядков превышает вязкость молекулярную.

Предлагались несколько возможных механизмов генерации турбулентности: падение на диск вещества из аккреционной оболочки (*Сафронов*, 1982; *Сафронов, Витязев*, 1983), сдвиговые напряжения на поверхности пылевого слоя, образующегося при оседании пыли к экваториальной плоскости диска (*Goldreich, Ward*, 1973), магнитогидродинамическая турбулентность (*Bisnovatyi-Kogan, Lovelace*, 2001; *Armitage et al.*, 2001). Однако эти механизмы имеют ограничения на область или время действия или недостаточную мощность.

Еще один ранее предложенный и в настоящее время интенсивно изучаемый механизм генерации турбулентности — гидродинамическая неустойчивость дифференциально вращающегося кеплеровского диска относительно конечных и/или неосесимметричных возмущений параметров с учетом очень высокого числа Рейнольдса ($Re \geq 10^{10}$), характерного для протопланетного диска (*Zel'dovich*, 1981; *Hersant et al.*, 2005).

В работе (*Фридман*, 1989) был предложен гидродинамический механизм генерации турбулентности в дифференциально вращающемся диске, получивший дальнейшее развитие в работе (*Fridman et al.*, 2003). В ней с помощью численного моделирования показано, что гидродинамическая неустойчивость дифференциально вращающегося аккреционного диска приводит к возникновению спирально-вихревой структуры (содержащей спираль с одним рукавом и один крупномасштабный вихрь) и генерирует турбулентность с достаточно большой турбулентной вязкостью.

Все имеющиеся модели турбулентности в протопланетных дисках пока еще недостаточно разработаны, чтобы определить зависимость турбулентной вязкости от координат и времени. Поэтому до настоящего времени широко распространенной остается так называемая α -параметризация вязкости, предложенная при построении моделей аккреционных дисков (Шакура, 1972; Shakura, Sunyaev, 1973). Эта параметризация оказалась полезной при интерпретации современных наблюдений аккреции вещества из диска на центральную звезду и для создания теоретических моделей строения и эволюции протопланетных дисков. При α -параметризации кинематическая вязкость ν предполагается пропорциональной произведению скорости звука c на полутолщину однородного диска h (равную $h = c/\Omega$) с постоянным коэффициентом пропорциональности α , т. е. $\nu = \alpha c h = \alpha c^2/\Omega$. Такая параметризация предполагает две пропорциональности: турбулентной скорости и скорости звука c , а также турбулентной длины перемешивания и величины h . Из определения параметра α следует, что он связывает кеплеровское сдвиговое напряжение $w_{r\varphi}$ (обеспечивающее радиальный перенос массы и углового момента) с давлением P газа в диске соотношением: $w_{r\varphi} = \frac{3}{2}\alpha P$.

Приемлемость α -модели обусловлена существующим уровнем точности наблюдений молодых звезд с дисками. Например, рассмотрение зависимости от времени потока массы из диска на звезду, выполненное на основании наблюдений более 40 звезд типа Т Тельца разных возрастов (Stepinski, 1998a), согласуется с α -моделью при значении этого параметра $\sim 10^{-3} - 10^{-2}$.

Хорошо с этими оценками согласуются и результаты работ по теоретическому моделированию гидродинамических механизмов турбулентности в протопланетном диске. Обзор этих результатов приведен в статье (Макалкин, 2004). Все они, как и более поздняя работа (Hersant et al., 2005), дают интервал значений $\alpha = 10^{-4} - 10^{-2}$, в который укладываются результаты моделирования эволюции протопланетных дисков у классических звезд Т Тельца DM Tau и GM Aurigae (Hueso, Guillot, 2005). В этой работе в качестве ограничений на модели был учтен комплекс астрономических данных и получено $0,001 < \alpha < 0,1$ для DM Tau и $4 \times 10^{-4} < \alpha < 0,01$ для GM Aur. Имеются аргументы, основанные на характерных временах эволюции диска на стадии его формирования вокруг протозвезды и следующей за ней стадии Т Тельца, в пользу понижения α внутри этого интервала при переходе от первой стадии ко второй (Макалкин, 1987). В работе (Макалкин, Дорофеева, 1995) приведен ряд доводов в пользу того, что предпочтительным значением α для протопланетного околосолнечного диска является $\alpha \sim 10^{-3}$. Дополнительный аргумент в пользу такого значения α основан на оценке минимальной плотности диска в области планет-гигантов, необходимой для их формирования (Макалкин, 2004). Такого же порядка α получается и по данным об эволюции дисков во-

круг молодых звезд солнечного типа с возрастом несколько миллионов лет (*Calvet et al.*, 2002).

Полный радиальный поток массы вещества, движущегося внутрь по радиусу диска и падающего на центральную звезду (молодое Солнце), \dot{M} , для каждого значения радиальной координаты r представляет собой массу, переносимую через цилиндрическую поверхность радиуса r в единицу времени. Поток \dot{M} на внутреннем крае диска приблизительно равен темпу аккреции вещества из диска на звезду \dot{M}_* (их разность $\dot{M}_w \lesssim 0,1 \dot{M}$ соответствует потоку, уносимому дисковым/звездным ветром). Из физических соображений очевидно, что поток \dot{M} должен быть пропорционален кинематической турбулентной вязкости диска ν . Если радиус диска обозначить через r_d , то согласно результатам моделирования вязких дисков (*Lynden-Bell, Pringle*, 1974; *Ruden, Lin*, 1991) во внутренней части диска $r < r_d/2$ выполняется условие почти независимости потока \dot{M} от координаты r и времени (квазистационарность потока). В этом случае выражение для потока массы \dot{M} имеет вид: $\dot{M} = 3\pi\Sigma\nu$, где Σ — поверхностная плотность диска (масса столба единичного сечения, направленного перпендикулярно средней плоскости диска, т. е. вдоль его оси вращения). При $\alpha \sim 10^{-3}$, скорости звука на расстоянии $r = 1$ а. е., равной $c \sim 1$ км/с, и поверхностной плотности $\Sigma \sim 2000$ г/см², характерной для маломассивного диска (*Сафронов*, 1969), получаем значение турбулентной вязкости $\nu \sim 10^{14}$ см²/с на $r = 1$ а. е. и поток $\dot{M} \sim 3 \times 10^{-8} M_\odot/\text{год}$, наблюдаемый у классических звезд Т Тельца. Таким образом, турбулентная вязкость обеспечивает перераспределение массы и углового момента в системе диск — Солнце, приводящее к наблюдаемому диспаритету этих параметров.

Оценка численных значений α и \dot{M} , согласующаяся с наблюдательными данными, представляется весьма важной, поскольку они являются основными входными параметрами моделей структуры и эволюции протопланетного околосолнечного диска, основанных на α -параметризации (*Макалкин, Дорофеева*, 1995; *Дорофеева, Макалкин*, 2004; *Макалкин*, 2004; *Hersant et al.*, 2001; *Alibert et al.*, 2005a; *Hueso, Guillot*, 2005). Поэтому в следующем разделе, где будет рассмотрена эволюция термических условий в околосолнечном протопланетном диске, этому вопросу будет уделено особое внимание.

2.3. Моделирование термических условий в околосолнечном протопланетном диске

Эволюцию околосолнечного газопылевого протопланетного диска условно можно разделить на две стадии, существование которых подтверждается астрономическими наблюдениями (*Andre et al.*, 2000; *Cassen*, 1994).

Первая стадия — образование диска вокруг формирующейся звезды внутри коллапсирующей протозвездной оболочки и вторая — стадия эволюции и диссипации аккреционного диска вокруг уже сформировавшейся молодой звезды, находящейся на стадии Т Тельца. На первой стадии эволюции в диске достигались максимальные значения температур, давлений и плотности, которые во многом определили состав планетных тел, образовавшихся на второй стадии эволюции протопланетного диска.

Термические условия в протопланетном околосолнечном диске на обеих стадиях его эволюции подробно были рассмотрены в работах (Макалкин, Дорофеева, 1995, 1996; Дорофеева, Макалкин, 2004). Несмотря на то что в последние годы появились новые данные о молодых протозвездах и звездах солнечного типа, расчеты моделей протопланетного диска, проведенные в этих работах, и сейчас в основном правильно отражают характер распределения внутри диска и изменения во времени основных термодинамических параметров: температуры, давления и плотности. Это связано с тем, что для расчетов моделей структуры аккреционного диска вокруг молодого Солнца на стадии Т Тельца были выбраны значения параметров, в основном удовлетворяющие современным данным для звезд Т Тельца. Лишь для начала этой стадии было принято значение темпа аккреции (полного потока массы) из диска на Солнце $\dot{M} \approx 5 \times 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$, которое в 2–5 раз больше максимального значения, получаемого из современных наблюдений звезд Т Тельца и их теоретической аппроксимации (Calvet et al., 2000; Hueso, Guillot, 2005). Однако, из сравнения наблюдений объектов спектральных классов I и II (White et al., 2007), рассмотренных в разделе 2.1., следует, что они для многих наблюдаемых объектов обоих классов близки по своим характеристикам, несмотря на то что имеется большой разброс параметров внутри каждого класса. Этот факт соответствует относительно плавному переходу от поздней стадии эволюции протозвездного объекта, когда протозвезда с диском окружены небольшой остаточной аккреционной оболочкой, к стадии, когда оболочка почти исчезла и объект превратился в классическую звезду Т Тельца с диском. Поэтому принятое в расчете значение $\dot{M} \approx 5 \times 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$ можно отнести к стадии протозвезды. Значения светимости и радиуса молодого Солнца, принятые в расчете ($L_* = 6,2L_{\odot}$; $R_* = 4,7R_{\odot}$) также соответствуют современным данным для стадии протозвезды, отвечающей спектральному классу I. В соответствии с уточненными расчетами, которые будут представлены ниже, вклад в нагрев диска за счет падения вещества из аккреционной оболочки, который не учтен в данном расчете, меньше вклада от диссипации турбулентности. Поэтому расчеты параметров диска, проведенные при этом значении \dot{M} , дают неплохое соответствие наблюдаемым данным.

Учет данных наблюдений аккреции из дисков классических звезд Т Тельца (Calvet et al., 2000) корректирует показатель степени s и масштаб времени t_0 во временной зависимости темпа аккреции $\dot{M}(t) = \dot{M}_0(1 + t/t_0)^{-s}$,

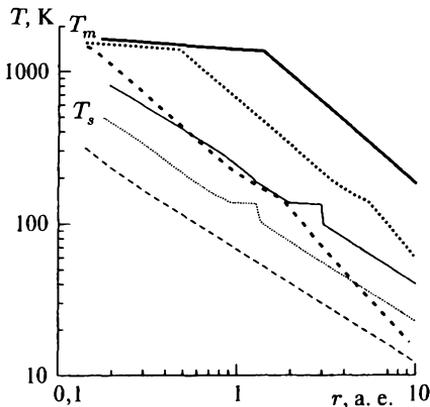


Рис. 2.1. Радиальное распределение температур в средней плоскости протопланетного диска T_m (толстые линии) и температур на излучающей поверхности T_s (тонкие линии) для трех значений темпа аккреции (полного потока массы) из диска на Солнце \dot{M} и соответствующих им трех значений возраста диска. Сплошные кривые соответствуют потоку $\dot{M} \approx 4,8 \times 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$ и возрасту $t \approx 0,15$ млн лет, пунктирные кривые — $\dot{M} \approx 4,8 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$, $t \approx 1,4$ млн лет, штриховые кривые — $\dot{M} \approx 4 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$,

$t \approx 8$ млн лет. На основании (Макалкин, Дорофеева, 1996; Дорофеева, Макалкин, 2004) с модифицированным временным масштабом зависимости $\dot{M}(t)$ (см. текст)

предложенной в работе (Макалкин, Дорофеева, 1991) и использованной в расчетах (Макалкин, Дорофеева, 1996; Дорофеева, Макалкин, 2004) с параметрами $s = 1,25$, $t_0 = 0,09$ млн лет. В результате получаются следующие уточненные значения: $s = 1,5$; $t_0 = 0,18$ млн лет. Поток в момент времени $t = 0$ не претерпел изменений: $\dot{M}_0 \approx 12 \times 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$.

На рис. 2.1 показана эволюция распределения температуры в средней плоскости протопланетного диска (T_m) и на его излучающей поверхности (T_s). На более ранней стадии эволюции температуры могли быть еще несколько выше.

Ниже подробнее остановимся на расчетах, выполненных нами на основании уточненных астрономических данных, представленных в разделе 2.1, которые заставляют пересмотреть область допустимых вариаций термических условий в газопылевом протопланетном диске вокруг молодого Солнца, начиная от стадии формирования диска до завершения стадии Т Тельца и удаления газа из диска. К этим данным относятся новейшие астрономические наблюдения молодых звезд солнечного типа (молодых звезд с массой, близкой к массе Солнца), окруженных газопылевыми дисками, а также новые модели эволюции некоторых дисков вокруг классических звезд типа Т Тельца, удовлетворяющие широкому набору наблюдаемых параметров (Hueso, Guillot, 2005; Dullemond et al., 2007). Новые наблюдения, отраженные отчасти в коллективной монографии «Protostars and Planets V» (Reipurth et al. (eds.), 2007), значительно уточняют данные об аккреционных потоках массы из дисков на центральную звезду, о продолжительности аккреции вещества из аккреционной оболочки на диск, точнее очерчивают (но не сужают) область возможных вариаций турбулентной вязкости (параметра α).

В соответствии с новыми данными появилась необходимость заново исследовать термическую структуру протопланетного диска на стадии, когда он формировался внутри аккреционной оболочки протосолнца, и на последующей стадии эволюции диска вокруг молодого Солнца, находящегося на стадии Т Тельца, до потери газа из диска. Эти расчеты позволяют уточнить допустимые вариации температурных условий в области формирования планет не только земной группы, но и планет-гигантов. Новые данные об интенсивности турбулентности и величине турбулентной вязкости позволяют оценить максимальное радиальное расстояние, на которое с помощью турбулентного переноса удаляется вещество, в частности, кристаллические силикаты, образовавшиеся во внутренней горячей области диска.

2.3.1. Входные параметры модели

С учетом астрономических данных, приведенных в разделе 2.1, примем для расчетов моделей околосолнечного диска на стадии его образования вокруг протосолнца два значения темпа аккреции вещества (полного потока массы) из диска на Солнце \dot{M} : максимальное значение $\dot{M} = 1 \times 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$ и более вероятное значение $\dot{M} = 2 \times 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$.

Для построения моделей протопланетного диска на последующей стадии эволюции, когда молодое Солнце было похожем на классические звезды Т Тельца, возьмем три значения темпа аккреции из диска на Солнце. Максимальное значение $\dot{M} = 4 \times 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$ возможно в период перехода к стадии Т Тельца от предыдущей, протосолнечной стадии, когда еще сохранились остатки аккреционной оболочки вокруг молодого Солнца с диском. Промежуточное и наименьшее из выбранных для расчетов значений темпа аккреции — $\dot{M} = 4 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$ и $\dot{M} = 4 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$ — более типичны для наблюдаемых классических звезд Т Тельца и, вероятно, соответствуют относительно раннему и более позднему периодам соответствующей стадии²⁾.

По уточненной временной шкале уменьшения темпа аккреции (см. предыдущий раздел), согласованной с данными наблюдений (*Calvet et al.*, 2000), последние три значения \dot{M} соответствуют следующим трем моментам времени от начала эволюции диска: 0,15 млн лет, 1,4 млн лет и 8 млн лет. Окончание стадии Т Тельца, вероятно, связано с процессом потери газа из диска.

Светимость Солнца для стадии его образования и в начале последующей стадии Т Тельца определяется темпом аккреции \dot{M} . Аккреционная часть светимости выражается формулой $L_{\text{acc}} = (\eta GM_* \dot{M})/R_*$, в которой множитель $\eta \sim 0,6-0,8$ учитывает расстояние, с которого вещество из дис-

²⁾ Первые два значения \dot{M} для стадии Т Тельца, начиная с $4 \times 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$, лишь на 16 % меньше значений, принятых для моделей М1 и М5 в книге (*Дорофеева, Макалкин*, 2004), а последнее совпадает со значением \dot{M} для модели М6 там же.

ка падает на звезду (Солнце) из-за наличия между ними зазора, вызванного их магнитным взаимодействием (Hueso, Guillot, 2005). На стадии Т Тельца все больший вклад в светимость L_* начинают давать ядерные реакции; но поскольку светимость состоит из аккреционной и «термоядерной» составляющих ($L_* = L_{\text{acc}} + L_{\text{nuc}}$), то из-за падения темпа аккреции полная светимость L_* уменьшается. Для расчетов моделей диска вокруг Солнца на стадии Т Тельца с указанными выше тремя значениями темпа аккреции (4×10^{-7} , 4×10^{-8} и $4 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$) для трех моментов времени (0,5; 1,5 и 8 млн лет) были взяты соответствующие три пары значений светимости и радиуса молодого Солнца, учитывающие данные наблюдений звезд типа Т Тельца: $L_* \approx 3L_{\odot}$, $R_* \approx 3R_{\odot}$; $L_* \approx 1L_{\odot}$, $R_* \approx 2R_{\odot}$ и $L_* \approx 1L_{\odot}$, $R_* \approx 1,5R_{\odot}$ (Beckwith et al., 1990; Макалкин, Дорофеева, 1995).

Масса молодого Солнца M_* была несколько меньше современной (M_{\odot}), поскольку на рассматриваемых ранних стадиях Солнце еще продолжало получать массу путем аккреции вещества из диска. Для расчетов были приняты следующие значения M_* : для стадии образования диска вокруг протосолнца $M_* = 0,8 M_{\odot}$; для трех вышеуказанных моментов времени на стадии Т Тельца $M_* = 0,9 M_{\odot}$, $0,95 M_{\odot}$ и $0,98 M_{\odot}$ соответственно.

Параметр турбулентной вязкости α варьирует между 3×10^{-3} и 1×10^{-2} на стадии образования диска и между 1×10^{-3} и 1×10^{-2} на стадии Т Тельца.

Радиус диска r_d , увеличивающийся на всем протяжении его эволюции, определяется вязкой (турбулентной) диффузией газопылевого континуума. За 1 млн лет, время формирования и ранней эволюции диска, он может вырасти до $r_d \approx 20$ а. е., а к концу стадии Т Тельца — до 150 а. е. при параметре вязкости $\alpha \approx 1 \times 10^{-3}$. При увеличении α на порядок, радиус диска также возрастает на порядок, но, как показывают оценки (Макалкин, 2004) и результаты численного моделирования, представленные ниже, значение $\alpha \sim 1 \times 10^{-2}$ не подходит для Солнечной системы, так как противоречит образованию планет-гигантов, приводя к слишком малой массе в области их образования.

Важным входным параметром модели является центробежный радиус r_c . При падении газа и пыли на протопланетный диск из аккреционной оболочки с сохранением удельного углового момента, они попадают в область, ограниченную центробежным радиусом r_c , на котором уравниваются центробежная и гравитационная силы. Радиус r_c определяется как

$$r_c = r_{c1} \left(\frac{t}{t_{\text{coll}}} \right)^3, \quad (2.1)$$

где t_{coll} — продолжительность коллапса протозвезды и аккреции вещества на диск из аккреционной оболочки протозвезды. Окончательное значение центробежного радиуса r_{c1} записывается через полный угловой момент J и массу протозвезды M в виде:

$$r_{c1} = \frac{J^2}{k^2 GM^3}, \quad (2.2)$$

где G — гравитационная постоянная, коэффициент $k = 2/9$, если до начала коллапса протозвезда имеет сферическую форму и находится в изотермическом равновесном состоянии с распределением плотности $\rho = c_i^2 / (2\pi G r^2)$ (Shu, 1977); $c_i = (R_g T / m)^{1/2}$ — изотермическая скорость звука в протозвездном облаке до начала коллапса, $T = 10\text{--}20$ К. Оценки углового момента J для протосолнечного диска (Cassen, 2001; Макалкин, 2004) приводят к ограничению на r_c сверху: $r_c \leq 6$ а. е. Разумное ограничение на r_c снизу для окончания стадии формирования диска имеет вид $r_c \geq 0,2$ а. е. (Макалкин, 2004).

В проведенном численном моделировании рассчитывалась двумерная (r – z) термическая структура околосолнечного протопланетного диска при усредненной по толщине (по z) его динамической структуре радиальной скорости движения газопылевого континуума, полном радиальном потоке массы \dot{M} . На всем протяжении эволюции диска учитывались все существенные источники его нагрева (диссипация турбулентности внутри диска, нагрев излучением молодого Солнца, нагрев при падении на диск вещества из аккреционной оболочки). Поскольку в протопланетном диске основным механизмом переноса тепла является лучистый, а турбулентный перенос оценивается как второй по значимости механизм (при вышеуказанных значениях параметра турбулентной вязкости α), то особенно большое значение имеет выбор значения параметра непрозрачности. При расчетах модели учтена зависимость непрозрачности от размеров частиц. В наблюдениях дисков получен рост размеров пылевых частиц в течение эволюции дисков (Natta et al., 2007). На начальной стадии частицы имеют средние размеры 0,1–1 мкм, и в этом случае непрозрачность зависит от температуры и химического состава. На стадии Т Тельца значительная доля частиц вырастала до размеров 0,1–1 мм, а при формировании плотного пылевого слоя в средней плоскости диска размеры входящих в него частиц достигали 1–10 см (Макалкин, Зиглина, 2004).

2.3.2. Постановка задачи. Основные уравнения

При рассмотрении стадии формирования протопланетного диска мы использовали два подхода. Один из них полностью соответствует подходу, изложенному в книге (Дорофеева, Макалкин, 2004). В этой модели для оценки зависимости от радиальной координаты r полного потока массы \dot{M} используются теоретические и численные модели, построенные ранее (Cassen, Sammers, 1983; Рузмайкина, Маева, 1986). Аккреционная оболочка, окружающая протозвезду (протосолнце) и формирующийся диск, считается непрозрачной для излучения протозвезды, в соответствии с наблюдениями протозвезд, которые на этой стадии видны только в инфракрасном диапазоне спектра (Макалкин, 2004), а также с результатами моделирования (Adams, Shu, 1985; Simonelli et al., 1997). Система уравнений для расчета температуры в диске (Дорофеева, Макалкин, 2004) позволяет получить распределение T – P -условий в зависимости от радиального

расстояния r и расстояния от средней плоскости диска z . Расчеты проводятся для радиальных расстояний больше центробежного радиуса r_c . Для стадии образования диска первая модель рассчитывается при следующих параметрах: $\dot{M} = \dot{M}_1 = 10^{-5} M_\odot/\text{год}$, температура в аккреционной оболочке на расстоянии $r = 1$ а. е. $T_0 = T_{01} = 1100$ К (Дорофеева, Макалкин, 2004, уравнение (II.12)). Второй модели соответствуют параметры: $\dot{M}_2 = \dot{M}_1/5 = 2 \times 10^{-6} M_\odot/\text{год}$, $T_0 = T_{02} = [(T_{01}^4)/5]^{1/4} \approx 735$ К. Для обеих моделей расчет проводится при двух значениях параметра вязкости: $\alpha = 3 \times 10^{-3}$ и $\alpha = 1 \times 10^{-2}$.

Для моделирования окончания стадии формирования протопланетного диска, постепенно переходящей в активную стадию вязкой эволюции и диссипации диска («классическую» стадию Т Тельца), необходим другой подход. Он должен учитывать, что остаточная аккреционная оболочка, пока она еще сохранилась, стала прозрачной для излучения молодой звезды (молодого Солнца), которая на этой стадии уже видна в оптическом диапазоне (Natta, 1993). Постановка задачи для такого подхода была недавно выполнена применительно к протоспутниковому аккреционному диску Сатурна (Макалкин, Дорофеева, 2006). Развитие подхода для протоспутникового диска Юпитера будет изложено в гл. 4. Использование этого подхода для протопланетного околосолнечного диска приводит к следующей системе уравнений.

Распределение поверхностной плотности в околосолнечном диске определяется из системы уравнений, состоящей из уравнения неразрывности и уравнения баланса удельного углового момента $j = (GM_s r)^{1/2}$ (азимутальной компоненты уравнения Навье—Стокса), которые усреднены по толщине диска. В этих уравнениях вместо плотности ρ фигурирует поверхностная плотность диска, определяемая соотношением

$$\Sigma = \int_{-z_s}^{z_s} \rho dz,$$

где интегрирование ведется между двумя излучающими поверхностями диска с координатами z_s и $(-z_s)$, близкими к координатам динамических поверхностей диска, на которых падающее на диск вещество соприкасается с веществом самого диска (Makalkin et al., 1998). Усредненные по толщине диска уравнения имеют вид:

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\Sigma V_r) = \dot{\Sigma}_a; \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial (j \Sigma)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (j \Sigma r V_r) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\nu \Sigma r^3 \frac{\partial \Omega}{\partial r} \right) + j_a \dot{\Sigma}_a. \quad (2.4)$$

Здесь V_r — радиальная скорость переноса массы, усредненная по толщине диска; $\dot{\Sigma}_a$ — увеличение в единицу времени поверхностной плотности за счет выпадения вещества на диск из аккреционной оболочки.

На стадии Т Тельца, когда продолжалась аккреция газа из диска на Солнце, масса молодого Солнца M_* была на несколько процентов меньше современной массы Солнца M_\odot . Поскольку наши расчеты для стадии Т Тельца (Макалкин, Дорофеева, 1996) подтверждают, что толщина диска невелика ($h/r \approx 0,1$), то можно воспользоваться приближением тонкого диска, и предположить, что вещество падает на диск внутри центростремительного радиуса r_c . При этом оно равномерно распределяется по всему кругу радиуса r_c , что неплохо согласуется с результатами (Cassen, Summers, 1983). Тогда $\dot{\Sigma}_a$ можно представить в виде $\dot{\Sigma}_a = \dot{M}/(\pi r_c^2)$, где \dot{M} — полный поток массы (темп аккреции) из аккреционной оболочки на протопланетный диск. В уравнении (2.4) Ω — кеплеровская угловая скорость $\Omega = (GM_*/r^3)^{1/2}$; ν — кинематическая вязкость. Величина j_a в уравнении (2.4) — удельный угловой момент аккрецируемого вещества. В приближении тонкого диска вещество падает на диск на радиальном расстоянии, соответствующем своему угловому моменту, поэтому $j_a = j = (GM_*r)^{1/2}$.

В предположении квазистационарности состояния диска вокруг Солнца на стадии Т Тельца, принимаемом многими авторами и обоснованном в работе (Макалкин, Дорофеева, 1995), ищем решение системы уравнений (2.3)–(2.4), взяв частные производные по времени равными нулю. При указанных предположениях относительно $\dot{\Sigma}_a$ и j_a система уравнений (2.3)–(2.4) сводится к той, которая решалась в работе (Canup, Ward, 2002) с помощью теории (Lynden-Bell, Pringle, 1974). В результате получаем решение системы (2.3)–(2.4), которое близко к полученному в работе (Canup, Ward, 2002), но содержит некоторые дополнительные члены:

$$\Sigma = \frac{\dot{M}}{3\pi\nu} \frac{\Lambda}{l}. \quad (2.5)$$

В уравнении (2.5) функция $\Lambda = \Lambda(r)$ имеет вид

$$\Lambda = 1 - \frac{1}{5} \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 - \left(\frac{R_*}{r} \right)^{1/2} - \frac{4}{5} \left(\frac{r_c}{r_d} \right)^{1/2} + \frac{4}{5} \left(\frac{R_* r_c}{r_d r} \right)^{1/2} + \frac{1}{5} \left(\frac{R_* r}{r_d r_c} \right)^{1/2} \quad (2.6)$$

при $r \leq r_c$ и

$$\Lambda = \frac{4}{5} \left(\frac{r_c}{r} \right)^{1/2} - \left(\frac{R_*}{r} \right)^{1/2} - \frac{4}{5} \left(\frac{r_c}{r_d} \right)^{1/2} + \left(\frac{R_*}{r_d} \right)^{1/2} \quad \text{при } r > r_c; \quad (2.7)$$

$$l = 1 - \left(\frac{R_*}{r_d} \right)^{1/2}. \quad (2.8)$$

В уравнениях (2.6), (2.7), (2.8) через r_c , r_d и R_* обозначены центростремительный радиус, радиус диска и радиус молодого Солнца.

Входящую в уравнения (2.4) и (2.5) кинематическую вязкость, усредненную по толщине диска, ν , можно выразить через температуру в сред-

ней плоскости диска T_m . Для этого принято использовать модель α -параметризации вязкости, рассмотренную в разделе 2.2,

$$\nu = \alpha ch = \frac{\alpha c^2}{\Omega}, \quad (2.9)$$

где квадрат (адиабатической) скорости звука в газе диска зависит от T_m , средней молекулярной массы вещества диска $m \approx 2.4$ и показателя адиабаты (отношения теплоемкостей) $\gamma = c_p/c_v \approx 1.45$ по формуле $c^2 = \gamma R_g T/\mu$, где R_g — газовая постоянная.

В разделе 2.2 обсуждался физический механизм вязкости в диске и интервалы значений параметра α по разным источникам. С учетом соображений, изложенных в этом разделе, примем для параметра α интервал значений $1 \times 10^{-3} < \alpha < 1 \times 10^{-2}$.

Из уравнений (2.5) и (2.9) следует

$$\Sigma T_m = \frac{1}{3\pi} \frac{\mu}{\gamma R_g} \frac{\Lambda M}{l \alpha} \Omega. \quad (2.10)$$

Диск непрозрачен от средней плоскости ($z=0$) до излучающей поверхности ($z=z_s$), выше которой диск прозрачен для собственного излучения. Высота этой поверхности определяется условием, что оптическая глубина τ на уровне излучающей поверхности равна $2/3$:

$$\tau = \int_{z_s}^{\infty} \kappa \rho dz = \kappa_s \rho_s z_s \int_1^{\infty} \exp \{b_s(1 - \xi^2)\} d\xi = \frac{2}{3}, \quad (2.11)$$

где $b_s = \frac{\gamma z_s^2}{2 h_s^2} = \frac{1}{2} \frac{\mu \Omega^2 z_s^2}{R_g T_s}$; T_s — температура на излучающей поверхности z_s .

Из уравнения (2.11) определяется высота z_s ; плотность ρ_s на поверхности диска z_s , как и плотность на любой высоте z вычисляется с помощью уравнения гидростатического равновесия $\partial P/\partial z = -\rho \Omega^2 z$, уравнения состояния идеального газа и комбинации адиабаты, начинающейся от средней плоскости, и изотермы у поверхности. Методика расчета подробно изложена в работе (Макалкин, Дорофеева, 1995). В уравнении (2.11) непрозрачность κ , взятая на излучающей поверхности диска, обозначена κ_s . Зависимость непрозрачности от температуры выражается формулой

$$\kappa = \chi \kappa_0 T^\beta, \quad (2.12)$$

где множитель χ показывает отношение массового содержания (массовой доли) конденсированного (пылевого) вещества f_d к его протосолнечному содержанию при T - P -условиях протопланетного диска (солнечной небулы) X_d , т. е. характеризует обогащение или обеднение вещества диска пылью относительно первичного протосолнечного состава:

$$\chi = \frac{f_d}{X_d}.$$

В области формирования планет земной группы $X_d \approx 0,005-0,0045$, что соответствует железо-силикатному составу пылевых частиц; в области формирования Юпитера и Сатурна, при температурах ниже 150 К в состав пылевых частиц, помимо породообразующих соединений, входят льды, поэтому X_d находится в интервале 0,015–0,02; первые числа в обоих интервалах — по работе (Lodders, 2003), вторые — по (Anders, Grevesse, 1989). При отсутствии обогащения или обеднения твердого вещества относительно космической пропорции имеем $\chi = 1$.

Непрозрачность κ_s на излучающей поверхности диска z_s получается из (2.12) при $T = T_s$: $\kappa_s = \chi \kappa_0 T_s^\beta$. Коэффициент κ_0 и показатель β в соотношении (2.12) не являются настоящими константами. Зависимость $\kappa(T)$ в широком диапазоне температур, полученную в работе (Pollack et al., 1994), можно аппроксимировать, задавая различные значения коэффициента κ_0 и показателя степени β для последовательных интервалов температур, в которых доминируют разные соединения: водяной лед, летучие органические соединения, тугоплавкие органические соединения, силикаты и железо (Макалкин, Дорофеева, 2006):

$$\begin{aligned} \kappa_0 &= 1,6 \times 10^{-4}, & \beta &= 2,1 & \text{при } T < T_w, \\ \kappa_0 &= 0,17, & \beta &= 0,6 & \text{при } T_w < T < 425 \text{ К}, \\ \kappa_0 &= 0,1, & \beta &= 0,5 & \text{при } 425 \text{ К} < T < 680 \text{ К}, \\ \kappa_0 &= 1,9 \times 10^{-2}, & \beta &= 0,75 & \text{при } 680 \text{ К} < T < T_{si}. \end{aligned} \quad (2.13)$$

Здесь $T_w(P)$ и $T_{si}(P)$ — температуры испарения льда воды и начала испарения силикатов и железа, методика расчета которых представлена в работе (Макалкин, Дорофеева, 1995). Данные о $T_w(P)$ позволяют найти высоту z_w в диске — фронт испарения льда воды.

При построении моделей диска учитываются несколько источников его нагрева. Температура T_s на излучающей поверхности диска ($z = z_s$) определяется уравнением

$$\sigma_{\text{SB}} T_s^4 = D_1 + \frac{GM_* \dot{M}}{4\pi r_c^2 r} e^{-(r/r_c)^2} + k_s F_1 + \sigma_{\text{SB}} T_b^4, \quad (2.14)$$

где σ_{SB} — постоянная Стефана—Больцмана. Четыре слагаемых в правой части уравнения соответствуют нагреву диска четырьмя разными механизмами. Важный механизм, нагревающий диск изнутри — вязкая диссипация турбулентной энергии, обусловленная касательными напряжениями w_r в дифференциально вращающемся диске $w_{r\varphi} = \rho\nu(-r\partial\Omega/\partial r)$. Выражение для вязкой диссипации энергии в диске, вращающемся по кеплеровскому закону, имеет вид:

$$D_1 = \int_0^{z_s} w_{r\varphi} \left(-r \frac{\partial \Omega}{\partial r} \right) dz = \frac{9}{8} \nu \Sigma \Omega^2 = \frac{3}{8\pi} \frac{\Lambda}{l} \dot{M} \Omega^2. \quad (2.15)$$

Второй член в правой части уравнения (2.14) обозначает нагрев диска падающим на него веществом. Обрезающий экспоненциальный множитель взят, чтобы физически разумно сгладить резкий переход, существующий в модели бесконечно тонкого диска между областью $r < r_c$, на которую падает поток вещества $\dot{\Sigma}_a = M/\pi r_c^2$, и областью $r > r_c$, в которой $\dot{\Sigma}_a = 0$. Третий член описывает нагрев диска излучением молодого Солнца. Поток солнечного излучения, падающий на диск, F_1 , учитывает конечный размер Солнца и кривизну поверхности диска в соответствии с уравнениями (Макалкин, Дорофеева, 1995; Дорофеева, Макалкин, 2004):

$$F_1 = L_* \frac{\sin(\zeta + \eta)}{8\pi(r^2 + z_s^2)},$$

где угол ζ учитывает влияние конечного размера Солнца R_* на освещенность диска

$$\zeta = \arctg\left(\frac{4}{3\pi} \frac{R_*}{\sqrt{r^2 + z_s^2}}\right),$$

а угол η показывает влияние на освещенность кривизны поверхности диска:

$$\eta = \arctg\left(\frac{dz_s}{dr}\right) - \arctg\left(\frac{z_s}{r}\right).$$

Коэффициент k_s в (2.14) показывает, какая доля потока солнечного излучения дает вклад в нагрев диска при $z \leq z_s$. С учетом данных (Макалкин, Дорофеева, 1995) можно принять $k_s \approx 0,5$. Последний член в уравнении (2.14) означает нагрев диска излучением окружающей области межзвездной среды $T_b = 10\text{--}20$ К.

С помощью первого и второго моментов уравнения переноса излучения и уравнения, описывающего вязкую диссипацию, можно получить аналогично тому, как это сделано в работе (Макалкин, Дорофеева, 1995), уравнение, описывающее вертикальное распределение температуры:

$$\left(\frac{T}{T_s}\right)^{4-\beta} = 1 + \frac{3}{64}(4-\beta) \frac{D_1}{\sigma_{\text{SB}} T_s^4} \kappa_s \Sigma (1-q^2), \quad (2.16)$$

где q — вертикальная массовая координата

$$q = \frac{1}{\Sigma} \int_{-z}^z \rho dz'.$$

Из уравнений (2.10) и (2.16) получим следующее уравнение для определения температуры в средней плоскости диска T_m :

$$T_m^{5-\beta} - T_s^{4-\beta} T_m = \frac{3}{2^9 \pi^2} \frac{\mu}{\sigma_{\text{SB}} R_g \gamma} (4-\beta) \chi \kappa_0 \frac{M^2}{\alpha} \Omega^3 \left(\frac{\Lambda}{l}\right)^2. \quad (2.17)$$

В модели для крупных пылевых частиц с радиусом $a > \lambda_{\max} \approx 50$ мкм непрозрачность κ не зависит от температуры, т. е. $\kappa = \kappa_s = \kappa_m = \text{const}$.

В то же время она зависит от размеров (радиусов) частиц a , плотностей их вещества ρ_s и массового содержания χX_d :

$$\kappa = \frac{3Q_d \chi X_d}{4\rho_s a}, \quad (2.18)$$

где фактор эффективности поглощения света $Q_d \leq 1$.

В модели крупных твердых частиц аналог уравнения (2.17) для определения T_m получается заменой $\chi\kappa_0$ на κ и заданием $\beta = 0$. В результате уравнение (2.17) приобретает вид:

$$T_m^5 - T_s^4 T_m = \frac{3}{2^7 \pi^2} \frac{\mu}{\sigma_{SB} R_g \gamma} \kappa \frac{\dot{M}^2}{\alpha} \Omega^3 \left(\frac{\Lambda}{l} \right)^2. \quad (2.19)$$

Выше приведены в основном те уравнения, которые отличаются от использованных нами ранее и соответствуют новым моментам в постановке задачи. Полная система уравнений, включающая и уравнения для расчета вертикальной плотностной структуры диска, решалась численно.

2.3.3. Результаты моделирования термических условий в околосолнечном протопланетном диске

Ниже на рис. 2.2, 2.3 и 2.4 показаны рассчитанные значения температуры в средней (экваториальной) плоскости диска в диапазоне радиальных расстояний, начиная от области формирования планет земной группы до расстояния $r = 5$ а. е., относящегося к области формирования Юпитера и Сатурна. Температура в средней плоскости диска представляет наибольший интерес для космохимии, поскольку именно вблизи средней плоскости при такой температуре находится основная доля протопланетного вещества на любом расстоянии от Солнца (*Дорофеева, Макалкин, 2004*).

На рис. 2.2 для большого количества моделей показана температура и поверхностная плотность диска (масса, содержащаяся в столбе единичного сечения, ориентированного перпендикулярно экваториальной плоскости диска), на расстоянии $r = 5$ а. е. от молодого Солнца а рис. 2.3 — то же, что на рис. 2.2, но для расстояния $r = 1$ а. е. (расстояние Земли). На рис. 2.4 показано радиальное распределение температур в разных моделях.

Закрашенная звездочка и горизонтально вытянутый ромб на рис. 2.2 а, 2.3 а и штриховые линии с этими же знаками на рис. 2.4 а соответствуют модели 1 для стадии формирования диска, в которой предполагается время аккреции Солнца и диска $t_{\text{acc}} = 10^5$ лет. Значение полного потока массы через диск на Солнце (темпа аккреции) для этой модели составляет $\dot{M} = 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$. Открытые (незакрашенные) звездочка и горизонтальный ромб на рис. 2.2 а, 2.3 а и штриховые кривые с этими знаками на рис. 2.4 а соответствуют в пять раз меньшему потоку

$\dot{M} = 2 \times 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$, более типичному для протозвездных объектов спектрального класса I (см. раздел 2.1). Для обеих моделей звездочка соответствует значению параметра вязкости $\alpha = 3 \times 10^{-3}$, а горизонтально вытянутый ромб — значению $\alpha = 1 \times 10^{-2}$.

Все остальные символы относятся к последующей стадии Т Тельца. Символы на рис. 2.2 *a*, на рис. 2.3 *a* и сплошные кривые с нанесенными на них символами на рис. 2.4 *a* обозначают модели, соответствующие потоку $\dot{M} = 4 \times 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$; такие же знаки на рис. 2.2 *b*, 2.3 *b*, а также сплошные кривые на рис. 2.4 *b* — модели с потоком $\dot{M} = 4 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$; знаки на рис. 2.2 *в*, 2.3 *в*, а также пунктирная кривая на рис. 2.4 *b* — модели с потоком $\dot{M} = 4 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$.

На рис. 2.2 и 2.3 на каждой из панелей *a*, *b* и *в* заштрихованные области содержат модели с одинаковыми значениями потока \dot{M} , но с разными значениям параметра турбулентной вязкости α . Область, заштрихованная горизонтально, соответствует моделям с $\alpha = 1 \times 10^{-3}$, область, заштрихованная вертикально — моделям с $\alpha = 1 \times 10^{-2}$. Для расстояния $r = 5$ а. е. заштрихованные области частично перекрываются (рис. 2.2) в отличие от расстояния $r = 1$ а. е. (рис. 2.3). Круги, квадраты и кресты с кружком в центре соответствуют моделям с $\alpha = 10^{-3}$, а треугольники (с вершиной, обращенной вверх, и с вершиной, обращенной вниз) и ромбы соответствуют моделям с $\alpha = 10^{-2}$. На каждой из панелей кружки и треугольники с вершиной, направленной вверх, соответствуют значению непрозрачности $\kappa = 3,2 \text{ см}^2/\text{г}$, квадраты и треугольники с вершиной, направленной вниз — в 20 раз меньшему значению непрозрачности $\kappa = 0,16 \text{ см}^2/\text{г}$, кресты с кружками в центре и ромбы, вытянутые по вертикали — еще в 20 раз меньшему значению $\kappa = 0,008 \text{ см}^2/\text{г}$. При космической пространственности элементов и соответствующем значении X_d , указанном выше, отсутствии обогащения или обеднения твердого вещества относительно космической пропорции ($\chi = 1$) и плотности вещества твердых частиц $\rho_s \approx 2 \text{ г}/\text{см}^3$ (с учетом их высокой пористости), значения непрозрачности $\kappa = 3,2 \text{ см}^2/\text{г}$, $\kappa = 0,16 \text{ см}^2/\text{г}$ и $\kappa = 0,008 \text{ см}^2/\text{г}$ соответствуют радиусам твердых частиц $a \approx 0,0005 \text{ см}$, $a \approx 0,01 \text{ см}$ и $a \approx 0,2 \text{ см}$.

Незакрашенный знак соответствует модели, в которой поток вещества падает на торец (внешний край) диска (при $r \approx r_d$) и затем под действием турбулентной вязкости внутри диска дрейфует в радиальном направлении в сторону Солнца. Эта модель близка к классической модели аккреционного диска (Шакура, 1972; Shakura, Sunyaev, 1973). Аналогичное распределение потока \dot{M} во внутренней части диска (при $r < r_d/2$) получается в случае, когда падение вещества на диск из аккреционной оболочки уже прекратилось. Знак, покрашенный полностью, и знак, покрашенный наполовину, соответствуют модели тонкого диска, в которой вещество из аккреционной оболочки падает на поверхность диска внутри центробежного радиуса r_c . Полностью покрашенные символы соответ-

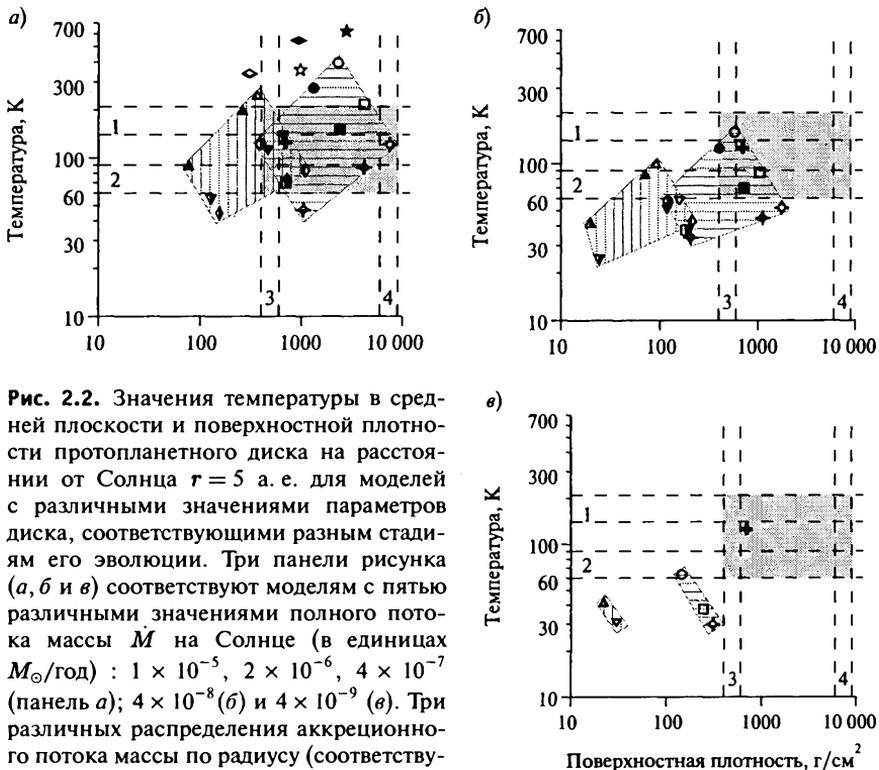


Рис. 2.2. Значения температуры в средней плоскости и поверхностной плотности протопланетного диска на расстоянии от Солнца $r = 5$ а.е. для моделей с различными значениями параметров диска, соответствующими разным стадиям его эволюции. Три панели рисунка (*а*, *б* и *в*) соответствуют моделям с пятью различными значениями полного потока массы на Солнце (в единицах $M_{\odot}/\text{год}$): 1×10^{-5} , 2×10^{-6} , 4×10^{-7} (панель *а*); 4×10^{-8} (*б*) и 4×10^{-9} (*в*). Три различных распределения аккреционного потока массы по радиусу (соответствующие различным значениям r_c) отличаются различной закрашкой знаков одной формы; три различных значения непрозрачности κ (3,2, 0,16 и 0,008 $\text{см}^2/\text{г}$), обозначенные разными по форме знаками, расположены внутри каждого заштрихованного поля; два различных значения параметра турбулентной вязкости α обозначены знаками разной формы, которые для стадии Т Лельфа расположены в соседних, частично перекрывающихся полях, одно из которых заштриховано горизонтально ($\alpha = 10^{-3}$), другое вертикально ($\alpha = 10^{-2}$). Горизонтальные полосы, ограниченные штриховыми прямыми, соответствуют ограничению температуры сверху (полоса 1) и снизу (полоса 2) на стадии начала аккреции допланетных пылевых сгущений и планетезималей в области формирования Юпитера. Вертикальные полосы соответствуют ограничению на поверхностную плотность диска из теоретических моделей образования Юпитера (полоса 3) и из критерия гравитационной неустойчивости протопланетного диска (полоса 4). Область параметров, удовлетворяющих этим ограничениям, закрашена серым цветом. Соотношение между различными знаками и подробные пояснения к рисунку даны в тексте

ствуют максимальному значению центробежного радиуса $r_c = 6$ а.е., принятому для околосолнечного диска по физическим и космохимическим ограничениям (Cassen, 2001; Макалкин, 2004). Символы, закрашен-

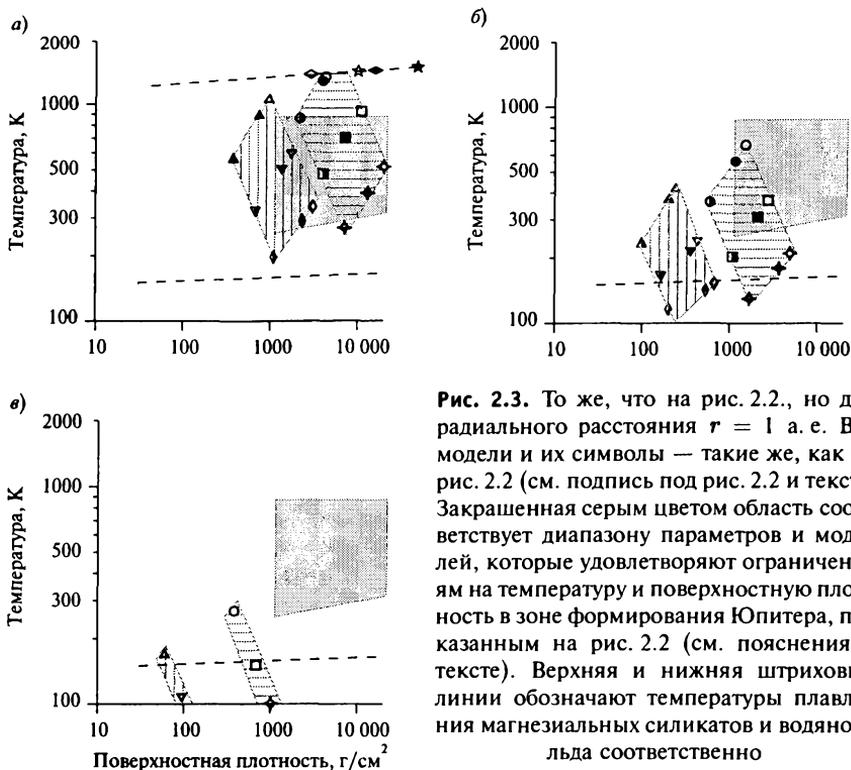


Рис. 2.3. То же, что на рис. 2.2., но для радиального расстояния $r = 1$ а. е. Все модели и их символы — такие же, как на рис. 2.2 (см. подпись под рис. 2.2 и текст). Закрашенная серым цветом область соответствует диапазону параметров и моделей, которые удовлетворяют ограничениям на температуру и поверхностную плотность в зоне формирования Юпитера, показанным на рис. 2.2 (см. пояснения в тексте). Верхняя и нижняя штриховые линии обозначают температуры плавления магнезиальных силикатов и водяного льда соответственно

ные наполовину, соответствуют минимальному значению центрбежного радиуса, приемлемому для конца стадии формирования околосолнечного диска: $r_c = 0,2$ а. е. (Макалкин, 2004).

Из пояснений, приведенных выше, следует, что на каждой панели есть пары знаков, имеющие одинаковую степень закрашки и находящиеся в сходных местах двух областей с разной штриховкой (например, оба в верхнем углу). Они соответствуют моделям, которые отличаются только значением параметра α . Такие пары знаков с одинаковой закрашкой и с $\alpha = 10^{-3}$ и 10^{-2} соответственно: кружки и треугольники с вершиной, направленной вверх; квадраты и треугольники с вершиной, направленной вниз; кресты с кружками в центре и вертикальные ромбы.

Жирные кресты на трех панелях рис. 2.2 соответствуют температуре в прозрачном диске ($\kappa < 10^{-4}$), равной температуре в современной Солнечной системе на 5 а. е., и поверхностной плотности в «стандартной» модели образования Юпитера (Pollack et al., 1996).

На панели *a* штриховыми кривыми обозначены модели, соответствующие стадии образования диска с потоком $\dot{M} = 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$ (две верхние

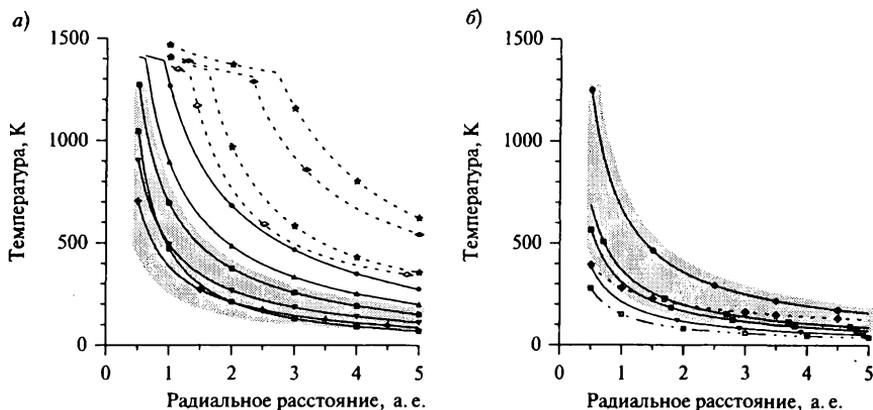


Рис. 2.4. Радиальное распределение температуры в средней плоскости протопланетного диска для некоторых из рассчитанных моделей, представленных на рис. 2.2 и 2.3. Знаки на кривых соответствуют обозначениям моделей на этих рисунках. Пояснения символов — в подписи под рис. 2.2 и в тексте. Область, закрашенная серым цветом, соответствует ограничениям на параметры диска, поясненным в подписи под рис. 2.2 и в тексте

кривые с разными значениями α) и $\dot{M} = 2 \times 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$ (две нижние кривые), сплошные кривые соответствуют потоку $\dot{M} = 4 \times 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$. На панели *б* сплошные линии — модели с потоком $\dot{M} = 4 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$, штрихпунктирная кривая — модель с $\dot{M} = 4 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$. Штриховая кривая, помеченная крестами, на панели *б* соответствует распределению температуры (черного тела) в современной Солнечной системе.

Распределение температуры (черного тела) в современной Солнечной системе показано на рис. 2.4 (штриховая линия с крестами).

Из рис. 2.2 и 2.3 видно, что температура и поверхностная плотность диска при варьировании различных параметров моделей изменяются для различных моделей закономерно. Так, модели, соответствующие трем значениям полного потока массы (темпа аккреции) на Солнце на стадии Т Тельца ($\dot{M} = 4 \times 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$; $\dot{M} = 4 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$ и $\dot{M} = 4 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$) и трем различным распределениям аккреционного потока массы, связанным с различием значений центробежного радиуса r_c , при неизменности прочих параметров, располагаются вдоль диагональных прямых, идущих сверху справа вниз налево в направлении убывания потока и центробежного радиуса. (При логарифмическом масштабе графика такое уменьшение температуры соответствует степенному закону.)

Модели с тремя различными значениями непрозрачности, обозначенные различными по форме значками, при равенстве других параметров располагаются на рис. 2.1 и 2.2 вдоль диагональных прямых, идущих сверху слева вниз направо (в направлении убывания непрозрачности) внутри δ^*

одного заштрихованного поля. Модели с двумя различными значениями параметра турбулентной вязкости α , обозначенные значками разной формы, располагаются под небольшим наклоном друг к другу (слева направо и немного вверх при переходе от $\alpha = 10^{-2}$ к $\alpha = 10^{-3}$). Для стадии Т Тельца эти значки расположены в соседних (частично перекрывающихся) заштрихованных областях.

На рис. 2.2 показаны горизонтальные полосы, ограниченные штриховыми прямыми. Они соответствуют ограничению температуры сверху (область 1) и снизу (область 2) на стадии начала аккреции допланетных пылевых сгущений и планетезималей в области формирования Юпитера ($r = 5$ а. е.). Штриховая прямая, ограничивающая полосу 1 снизу, соответствует температуре испарения водяного льда. Наличие льда воды является необходимым условием образования твердого зародыша Юпитера и планеты в целом (*Pollack et al.*, 1996). Штриховая прямая, ограничивающая полосу 1 сверху, учитывает возможность радиального дрейфа зародыша Юпитера из более удаленной области ($r = 8-10$ а. е.) (*Alibert et al.*, 2005a). Полоса 2, ограничивающая снизу область параметров на начальной стадии образования Юпитера, определяется ограничениями на температуры в зонах образования астероидов и планет земной группы, где температура на стадии образования пылевых сгущений и планетезималей должна быть выше температуры конденсации водяного льда (*Макалкин, Дорофеева*, 1996; *Дорофеева, Макалкин*, 2004).

Вертикальные полосы на рис. 2.2 соответствуют ограничению на поверхностную плотность диска из теоретических моделей образования Юпитера. Ограничение снизу (полоса 3) получается из теоретических и численных моделей образования Юпитера, согласующихся с его внутренним строением и химическим составом (*Pollack et al.*, 1996; *Hubikuj et al.*, 2005). При меньшей поверхностной плотности протопланетного диска не хватило бы вещества на образование Юпитера. Ограничение на поверхностную плотность диска сверху (полоса 4) получается из критерия гравитационной неустойчивости протопланетного диска (*Toomre*, 1964; *Сафронов*, 1969), который имеет вид

$$Q = \frac{c \Omega}{K G \Sigma} < 1. \quad (2.20)$$

Коэффициент K в этом критерии по оценкам разных авторов варьирует от $K = \pi$ (*Goldreich, Ward*, 1973) до $K = 2,5$ (*Сафронов*, 1969). Этому разбросу значений K соответствует ширина полосы 4 на рис. 2.2.

Модели, которые для расстояния $r = 5$ а. е. удовлетворяют наиболее мягким из ограничений на температуру (полосы 1 и 2 на рис. 2.2) и на поверхностную плотность (полосы 3 и 4), попадают на рис. 2.2 в закрашенный серым прямоугольник. На рис. 2.3 для $r = 1$ а. е. таким же серым фоном выделена область, в которую попадают температуры и поверхностные плотности моделей, удовлетворяющие мягким ограничениям на 5 а. е. (т. е. попадающие в закрашенный прямоугольник). Температур-

ный диапазон для этих же моделей в зоне от 1 до 5 а. е. показан на рис. 2.4 таким же серым фоном.

Из рис. 2.2 и 2.3 видно, что не удовлетворяют ограничениям модели протопланетного диска с большой турбулентной вязкостью ($\alpha = 10^{-2}$) и малым потоком массы $\dot{M} \leq 4 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$. При этом неплохо согласуются с ограничениями модели с малой непрозрачностью, соответствующей большим размерам твердых частиц и/или их пониженной концентрации в диске. Вполне возможно, что на стадии Т Тельца значительная доля частиц выростала до размеров $a \geq 1$ мм, а при формировании плотного пылевого слоя в средней плоскости диска размеры входящих в него частиц достигали 1–10 см (см. ниже).

Отметим, что модель с современным распределением температуры в Солнечной системе, обозначенная на рис. 2.2 и 2.4 б крестами и согласующаяся с прозрачным протопланетным диском с минимальным количеством пыли, попадает при $r \geq 1$ а. е. в отмеченную серым фоном область, т. е. удовлетворяет ограничениям, изложенным выше и показанным на рис. 2.2.

Нагрев вещества в средней плоскости диска, в отличие от поверхности диска, зависит от соотношения между потоком массы \dot{M} , параметром вязкости α и непрозрачностью вещества. Это хорошо видно из уравнений (2.17) и (2.19), в первом из которых стоит комбинация $\chi \kappa_0 \dot{M}^2 / \alpha$, а во втором $\kappa \dot{M}^2 / \alpha$. Численное моделирование подтвердило, что модели, в которых мало изменяются значения этих выражений, расположены горизонтально по отношению друг к другу на рис. 2.2 и 2.3.

Обсуждение результатов и выводы. Таким образом, ограничения на температуру и поверхностную плотность протопланетного диска, представленные выше, позволили получить следующие ограничения на входные параметры моделей. Значения параметров, соответствующие формированию диска на стадии протозвезды (обозначенные на рис. 2.2–2.3 звездой и горизонтально вытянутым ромбом), не подходят для начального периода формирования планет (образования допланетных пылевых сгущений), так как дают слишком высокие температуры. Эти условия могли реализоваться в протопланетном диске на стадии его формирования и ранней эволюции, однако задолго до начала образования планет. Отметим, что модель с потоком $\dot{M} = 2 \times 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$, соответствующая протозвездному объекту спектрального класса I, не удовлетворяет ограничению на поверхностную плотность при значении параметра вязкости $\alpha \sim 10^{-2}$. Так как поверхностная плотность в диске может только убывать со временем, это означает, что при таком высоком значении параметра α в диске не хватает массы на образование Юпитера и Сатурна. Этот вывод был получен ранее (Макалкин, 2004) путем аналитических оценок вязкой эволюции протопланетного диска.

Для переходного периода от стадии формирования диска вокруг протосолнца к его эволюции на стадии Т Тельца при значении темпа аккреции на Солнце $\dot{M} = 4 \times 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$ (рис. 2.2–2.4) или $\dot{M} = 5 \times 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$ (рис. 2.1) получаются также слишком высокие температуры для образования Юпитера (и Сатурна), однако только в том случае, если нет значительного роста пылевых частиц, и их радиусы остаются $< 10^{-3}$ см. Отметим, что в газопылевых дисках звезд Т Тельца наблюдается рост пылевых частиц от умеренного до значительного, когда радиусы частиц достигают $a \sim 0,1 - 1$ см (см. раздел 2.1). Как видно из рис. 2.2 и 2.3, для того чтобы модели удовлетворяли ограничениям и по температуре, и по поверхностной плотности, достаточно относительно небольшого роста частиц (до $a \sim 0,01$ см), но приемлем и более значительный рост (до $0,1-1$ см). В случае роста частиц при темпе аккреции $\dot{M} = 4 \times 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$ ограничениям удовлетворяют модели с любым параметром вязкости в интервале от $\alpha \sim 10^{-3} - 10^{-2}$. Необходимо еще отметить, что при малом значении центробежного радиуса ($r_c \sim 0,2$ а. е.) не удовлетворяется ограничение на поверхностную плотность диска даже в случае быстрой аккреции ($\dot{M} = 4 \times 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$). Тем более оно не выполняется при меньших значениях \dot{M} , более характерных для звезд Т Тельца. Это позволяет поднять нижний предел вероятного интервала углового момента $J \approx 1 \times 10^{52} \text{ г} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ (Cassen, 2001; Макалкин, 2004) до $J \approx 2 \times 10^{52} \text{ г} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$.

При темпе аккреции $\dot{M} = 4 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$, довольно близком к среднему для классических звезд Т Тельца, но все-таки в несколько раз выше среднего, ограничения на модели допускают только низкий параметр вязкости $\alpha \leq 10^{-3}$ и умеренный рост частиц ($a \sim 0,01$ см). При $\dot{M} = 4 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$ модели (при любой вязкости и даже в отсутствие роста частиц) показывают слишком низкую поверхностную плотность и температуру.

Сравнение рис. 2.1 и 2.4 показывает близость распределения температур, полученных в обоих расчетах при сходных значениях полного аккреционного потока, при одинаковом значении $\alpha \sim 10^{-3}$ и в отсутствие роста частиц. Наши новые расчеты учитывают рост частиц, который оказывает существенное влияние на непрозрачность и температуру в диске.

Разумно предположить (и это подтверждается некоторыми наблюдениями), что в процессе роста частиц формируется такое распределение частиц по размерам, при котором сохраняющаяся доля мелких частиц достаточно сильно увеличивает непрозрачность диска, что приводит к повышению температуры при заданном темпе аккреции на Солнце \dot{M} .

Температурный интервал на стадии начала образования планет на расстоянии 5 а. е. составлял 60–200 К, а на 1 а. е. — 300–900 К.

Возможно, начало образования планет относится к достаточно ранней стадии эволюции околосолнечного диска ($t < 1$ млн лет), когда Солнце еще только переходило на стадию Т Тельца, а темп аккреции был высок

($\dot{M} \geq 1 \times 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$). Такой сценарий возможен, если рост пыли уже на этой стадии привел к образованию крупных частиц $a \sim 0,1 - 1$ см. Возможно, образование планет началось несколько позже — при возрасте диска $t \approx 1,5$ млн лет и аккреционном потоке $\dot{M} \sim 5 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$ (рис. 2.1), если, несмотря на рост частиц, оставалось достаточно много мелкой пыли, увеличивающей непрозрачность и температуру диска.

2.4. Эволюция газопылевого околосолнечного диска; образование пылевых сгущений и рост планет

2.4.1. Поведение пылевых частиц, образование и эволюция пылевого слоя в газопылевом околосолнечном диске

Для большинства пылевых частиц в межзвездной среде их размеры (радиусы) находятся в интервале от 0,005 до 0,3 мкм, хотя наблюдаются и гораздо более мелкие, и более крупные частицы, причем наибольшую вариацию размеров имеют углеродсодержащие межзвездные частицы (*Draine, 2003*). Модели эволюции пыли в коллапсирующих ядрах молекулярных облаков и аккреционных оболочках протозвезд и наблюдения протозвездных объектов (относящихся к классам 0 и I) свидетельствуют об очень небольшом увеличении размеров пылевых частиц на стадии образования протозвезд. Но как только пылевые частицы попадают в более плотную среду газопылевых дисков вокруг протозвезд и молодых звезд, рост частиц существенно ускоряется. Это показали недавние наблюдения дисков у звезд Т Тельца (молодых звезд с массой, близкой к солнечной) и более массивных звезд типа Ae Хербига с массой 2–3 M_{\odot} , проведенные различными методами в широком диапазоне: от видимой области спектра до миллиметровых радиоволн (*Natta et al., 2007*).

Из наблюдений следует, что размеры пылевых частиц в дисках варьируют в больших пределах в зависимости от расстояния до средней плоскости. Вблизи поверхности диска на расстояниях в пределах нескольких десятков астрономических единиц от звезды частицы имеют размеры от одного до нескольких микрон, что в 10–100 раз больше размеров межзвездных частиц (при этом наблюдаются и гораздо более мелкие частицы). При этом во многих (но не во всех) дисках рост пылевых частиц не остановился на микронных размерах. Основная масса твердого вещества в таких дисках находится в миллиметровых и сантиметровых частицах, по размерам напоминающих частицы песка и гальки, причем крупные частицы сконцентрированы к средней плоскости диска, и не обнаружено корреляции наличия больших частиц с возрастом звезд с дисками (*Wilner et al., 2005; Draine, 2006; Natta et al., 2007*). Возможным объяснением этих наблюдений являются процессы, приводящие к быстрому росту и оседанию пылевых частиц на ранних стадиях эволюции диска, которые предсказывала теория (*Сафронов, 1969; Goldreich, Ward, 1973*).

Плотность вещества диска ρ является суммой плотностей газовой и пылевой фаз $\rho = \rho_g + \rho_d$. Здесь ρ_d — распределенная плотность пылевой фазы, связанная с плотностью каждой пылевой частицы ρ_s соотношением

$$\rho_d = \rho_s s_d, \quad (2.21)$$

где s_d — объемное содержание пыли ($s_d + s_g = 1$).

Поверхностная плотность пылевой фазы (или просто пыли) определяемая как масса пыли в столбе единичного сечения, перпендикулярного к средней плоскости диска, связана с объемной распределенной плотностью пыли ρ_d согласно уравнению

$$\sigma_d = \int_{-z_d}^{z_d} \rho_d dz.$$

Поверхностные плотности газа и газопылевого диска в целом σ_g и Σ связаны аналогичными соотношениями с объемными плотностями ρ_g и ρ , а между собой — очевидным соотношением $\Sigma = \sigma_g + \sigma_d$.

В соответствии с моделями строения протопланетного диска на стадии Т Тельца (см. *Дорофеева, Макалкин*, 2004 и ссылки там; *Hueso, Guillot*, 2005) и с наблюдениями звезд Т Тельца с дисками (*Wilner et al.*, 2000; *Kitamura et al.*, 2002), поверхностная плотность газопылевого диска убывает с радиальной координатой r (расстоянием от центральной звезды) по закону $\Sigma \propto r^{-p}$, где $p = 0,3-1$ в области $1 < r < 100$ а. е., причем показатель p может варьировать в указанных пределах на разных расстояниях r .

Поскольку на стадии образования протозвезд пылевые частицы растут незначительно, не превышая микронных размеров, то из-за сильного торможения газом они двигаются вместе с ним почти без проскальзывания. Поэтому в начале стадии Т Тельца отношение поверхностных и объемных плотностей газа и пыли сохраняет свое первичное значение, равное массовому содержанию пылевой фазы в диске протосолнца на стадии его формирования, X_d , т. е. $\rho_d/\rho \equiv f_d \approx X_d$. Значения $X_d \approx 0,005-0,0045$ (см. раздел 2.3.2.) на расстояниях планет земной группы, где пыль состоит из порообразующих соединений, меньше, чем X_d на расстояниях Юпитера и Сатурна, где в состав пыли входят льды. Согласно приведенным выше данным, $X_d \leq 0,015-0,02$, причем массовое содержание льдов, там, где они сконденсированы, в 2–3 раза больше массового содержания пород. Эти данные основаны на распространенности элементов и температурах конденсации, рассмотренных в гл. 1 (см. также *Lodders, Fegley*, 1998).

Уменьшение поверхностной плотности диска Σ с радиальным расстоянием по степенному закону сопровождается и уменьшением поверхностной плотности пыли. Однако при переходе через фронт конденсации льда воды резкое двух-трехкратное увеличение X_d компенсирует или даже перекрывает вклад вышеуказанного степенного уменьшения Σ и σ_d . В результате значение σ_d в зоне образования Юпитера может быть больше,

чем в зоне образования Земли, что важно для быстрого (за $t < 10^7$ лет) образования планеты, скорость аккумуляции которой пропорциональна σ_d (Сафронов, 1969). Отметим, что радиальная координата фронта конденсации льда воды зависит от времени и высоты над средней плоскостью диска, как видно из рис. 2.1. Увеличение X_d происходит и дальше от Солнца, на фронтах конденсации более летучих льдов.

Отношение объемного содержания пыли s_d к ее массовому содержанию f_d с учетом (2.21) равно $s_d/f_d = \rho/\rho_s$. Плотность газопылевой смеси в средней плоскости околосолнечного диска до оседания пылевого вещества в зоне образования Земли, Юпитера и Сатурна составляет $\rho \sim 10^{-9} - 10^{-10}$ г/см³ (модель M5, Дорофеева, Макалкин, 2004), а после оседания пыли она увеличивается в 10–100 раз (Сафронов, 1969). С учетом того, что $\rho_s \sim 1$ г/см³, а массовое содержание пыли f_d в средней плоскости составляет от 10^{-2} (перед оседанием пыли) до 10^2 (после оседания, перед наступлением гравитационной неустойчивости), получается очень низкое объемное содержание пыли, которое на расстоянии 1–10 а. е. до и после оседания пыли находится в пределах $s_d = 10^{-12} - 10^{-5}$.

Несмотря на такое крайне низкое содержание, вклад пылевых частиц в непрозрачность κ газопылевого вещества диска, описываемый уравнением (2.18), является доминирующим из-за большой суммарной поверхности мелких частиц, обратно пропорциональной их радиусу. Газопылевой диск остается непрозрачным для проходящего через него излучения до тех пор, пока его оптическая толщина больше единицы:

$$\tau = \int_{-z_d}^{z_d} \kappa \rho dz > 1.$$

При массовом содержании твердых частиц, характерном для дисков молодых звезд солнечного типа и для моделей околосолнечного протопланетного диска (Дорофеева, Макалкин, 2004), диск остается непрозрачным, пока размеры частиц меньше $a \sim 10$ см и 1 см на расстоянии 1 и 10 а. е. соответственно.

Непрозрачность диска имеет большое значение для перераспределения энергии внутри него, поскольку основным механизмом переноса энергии является лучистый перенос. Именно благодаря непрозрачности тепло, вырабатываемое при диссипации турбулентности в протопланетном диске, может эффективно удерживаться в его внутренних слоях и значительно повышать температуру в средней плоскости относительно температуры на его поверхности, как видно из уравнения (2.16) и рис. 2.1. С другой стороны, высокая непрозрачность диска не позволяет ионизирующей радиации проникнуть во внутренние слои диска, препятствуя возникновению магнитно-ротационной неустойчивости, которая некоторыми авторами считается основным механизмом генерации турбулентности в диске (Fleming, Stone, 2003). Если действительно турбулентность внутри диска

понижена, это ускоряет рост и оседание пылевых частиц и, в конечном счете, образование планетезималей.

В теории эволюции протопланетного околосолнечного диска и образования планет (Сафронов, 1969; Витязев и др., 1990) считается, что турбулентность в диске прекращается вскоре после окончания стадии его образования, на которой турбулентность поддерживалась падением газопылевого вещества на диск из аккреционной оболочки, окружавшей протосолнце и диск. Затем пылевые частицы оседают к средней (экваториальной) плоскости диска под действием вертикальной (z) компоненты тяготения Солнца, которая, в отличие от радиальной компоненты, не уравновешивается центробежной силой, действующей на вращающееся вещество диска. Оседание пылевых частиц тормозится сопротивлением газа, который в отличие от пыли не оседает, находясь в состоянии гидростатического равновесия, так как его поддерживает градиент газового давления. Характерное время торможения частицы газом имеет вид

$$\tau_d = \frac{\rho_s a}{\rho_g c}, \quad (2.22)$$

где c — скорость звука, приблизительно равная средней тепловой скорости молекул газа.

Поскольку более крупные частицы в меньшей степени тормозятся газом, то они оседают быстрее и поэтому сталкиваются с мелкими частицами, встречающимися на их пути, и поглощают их. В результате радиус опустившихся к средней плоскости частиц достигает значения $a_m = \beta \sigma_d / 8 \rho_s$ (Сафронов, 1969), что при максимальной вероятности слипания частиц $\beta = 1$, поверхностной плотности пыли $\sigma_d \approx 10\text{--}20 \text{ г/см}^2$ и плотности вещества частиц $\rho_s \sim 2\text{--}3 \text{ г/см}^3$ (с учетом пористости частиц) дает для зоны образования планет земной группы $a \sim 1 \text{ см}$. Максимальный радиус частиц a_m в зоне формирования планет-гигантов Юпитера и Сатурна получается того же порядка, возможно, даже чуть больше, чем в зоне Земли, с учетом похожего интервала значений σ_d и меньшей плотности содержащих лед пористых частиц $\rho_s \sim 1 \text{ г/см}^3$. При таких значениях параметров получается время оседания пыли $\sim 10^3$ кеplerовских периодов обращения вокруг Солнца, т. е. $10^3\text{--}10^4$ лет для зон Земли и Юпитера (Сафронов, 1969). В результате оседания пылевых частиц в средней плоскости образуется тонкий слой (субдиск) с высокой концентрацией частиц. Продолжающееся оседание частиц приводит к такому утонению и уплотнению слоя (до $\rho_d \sim 100\rho_g$), что его самогравитация становится больше гравитации Солнца. В результате слой распадается на пылевые сгущения, которые постепенно под действием своей гравитации сжимаются и уплотняются, образуя твердые допланетные тела — планетезимали километровых или более крупных размеров. В этом сценарии учитывается и радиальный дрейф пылевых частиц в сторону Солнца из-за трения о газ, вращающийся с меньшей угловой скоростью (так как сила притяжения газа к Солнцу

ослаблена радиальной компонентой градиента газового давления). Однако до начала гравитационной неустойчивости радиальное смещение частиц не превышает $0,2r_0$, где r_0 — радиальная координата, на которой начинает оседание и радиальный дрейф рассматриваемая пылевая частица.

Последующие исследования показали, что процесс эволюции пылевого компонента вещества усложняется двумя разными механизмами турбулентности: глобальной турбулентностью, вероятно, длительное время существовавшей по всей толщине диска, и турбулентностью, связанной с образованием пылевого слоя. Оба механизма препятствуют возникновению гравитационной неустойчивости пылевого слоя и образованию пылевых сгущений.

Как показали наблюдения молодых звезд, сходных по массе с Солнцем, а именно классических звезд Т Тельца (раздел 2.1), диски и после завершения стадии коллапса остаются аккреционными: из них идет аккреция вещества на центральную звезду. Для осуществления переноса массы из диска на звезду и одновременного переноса углового момента на периферию диска, приводящего к увеличению его радиуса, необходима высокая вязкость диска, а наиболее вероятным ее источником является турбулентность. Возможные механизмы поддержания турбулентности обсуждались в разделе 2.2, где было отмечено, что вопрос о пространственном распределении и продолжительности существования турбулентности в диске остается не вполне ясным. Наблюдается много «активных», турбулизованных аккреционных дисков вокруг молодых звезд с возрастными до нескольких миллионов лет, но есть и «пассивные», с низким или нулевым темпом аккреции на центральную звезду.

При изучении образования и эволюции пылевого слоя (субдиска) в турбулентном диске следует учитывать, что турбулентная вязкость в диске зависит от соотношения между ρ_d и ρ_g . Такая зависимость была рассмотрена в работах (Колесниченко 2000, 2001; Колесниченко, Маров, 2006). В них получено выражение для турбулентной вязкости газопылевых дисков, которое обобщает на случай произвольного соотношения между ρ_d и ρ_g (в частности, $\rho_d/\rho_g > 1$) выражение (2.9) для α -модели турбулентной вязкости, выведенное для дисков с $\rho_d/\rho_g \ll 1$ (Шакура, 1972; Shakura, Sunyaev, 1973).

В протопланетном диске, в котором движение газопылевой смеси турбулизовано, пылевые частицы не могут осесть к средней плоскости, пока не вырастут при взаимных столкновениях до таких крупных размеров, чтобы отделиться от движения газовых потоков. В зависимости от величин и пространственного распределения скоростей турбулентного движения газа оседание частиц начинается при их радиусах $a \sim 1-10$ см (Макалкин, Дорофеева, 1989; Макалкин Зиглина, 2004; Cuzzi, Weidenschilling, 2006), причем, чем крупнее частицы, тем более тонкий слой (пылевой субдиск) они могут образовать (Dubrulle et al., 1995). При максимальной вероятности слипания частиц $\beta = 1$ рост пылевых частиц до размеров 1–10 см

в зоне образования планет земной группы и планет-гигантов происходит за $10^2 - 10^3$ лет, а затем за время того же порядка — их оседание и образование пылевого слоя. Короткая шкала роста частиц до оседания обеспечивается высокими относительными скоростями частиц в турбулентной среде (Makalkin, 1980; Völk et al., 1980). Таким образом, образование пылевого слоя в случае турбулентных движений в диске происходит приблизительно за такое же время, как и при ламинарном движении газа. При этом в турбулентном диске частицы, осевшие в пылевой слой, могут иметь размеры $a \sim 10$ см, т. е. на порядок больше, чем в отсутствие турбулентности.

Из-за недостаточной изученности коагуляции (агрегации) частиц на ранних этапах эволюции протопланетного диска, размер частиц, оседающих в субдиск, остается не очень определенным. Можно лишь с достаточно высокой степенью уверенности считать, что в субдиск не могли осесть мелкие пылинки размером существенно меньше 1 мм, так как этому препятствует даже очень слабая турбулентность.

Какие физические процессы обеспечивают образование тел дециметровых размеров из пылевых частиц? Согласующиеся между собой результаты экспериментов и численного моделирования столкновений частиц в условиях протопланетного диска с низкими значениями давления газа и силы тяжести показывают следующую картину. Вначале под действием поверхностных сил исходные частицы субмикронных и микронных размеров слипаются при скоростях соударений $V_c < 1$ м/с, образуя очень рыхлые пылевые агрегаты с фрактальной размерностью $D_f \approx 1,4-1,9$. При столкновениях таких агрегатов, имеющих размеры $a \sim 10-100$ мкм, их слипание происходит при скоростях $V_c \leq 0,2$ м/с, а при значениях $V_c \geq 1$ м/с они разрушаются. Когда размеры агрегатов достигают $a \sim 1$ см, они уплотняются (D_f приближается к 3) и превращаются в компактные частицы. Для тел размерами $a \sim 1-10$ см слипание оказалось возможным только при столкновениях со скоростями $V_c < 1$ см/с при дополнительных условиях, типа покрытых инеем поверхностей (Supulver et al., 1997). При более высоких скоростях соударения агрегатов друг с другом или отдельными мелкими частицами могут приводить к их слипанию благодаря диссипации энергии за счет уплотнения агрегатов (Wurm et al., 2005). После того как уплотнение приведет к образованию достаточно плотных, хотя и пористых, частиц (с фрактальной размерностью $D_f \approx 3$), ресурс дальнейшей диссипации энергии при столкновении оказывается исчерпанным, и начинается сначала потеря отдельных частиц, составляющих агрегат, а затем его полное разрушение и фрагментация (Dominik, Tielens, 1997; Blum, Wurm, 2000).

В целом экспериментальные и теоретические результаты по слипанию частиц в протопланетном диске свидетельствуют о том, что вероятность слипания частиц понижается ($\beta < 1$), когда их размеры становятся больше $a \sim 0,1-1$ см, а при увеличении размеров до $a \gg 10$ см эта вероятность стремится к нулю ($\beta \rightarrow 0$). Таким образом, образуются тела

с радиусами $a \gtrsim 1-10$ см, по размеру похожие на гальку или булыжник. Дальнейший рост таких тел за пределы $a \sim 0,1-1$ м при столкновениях едва ли возможен. Поэтому не следует ожидать, что объединение частиц при столкновениях может привести к образованию крупных валунов размером $a \sim 1-10$ м (Sekiya, Takeda, 2003, 2005; Chiang, 2004). Поверхностные молекулярные силы уже не работают при таких масштабах размеров и скоростей, а самогравитация еще не работает из-за малости этих тел. Она начинает работать только для тел размером более 100 м, которые благодаря ей могут удерживать на своей поверхности более мелкие тела и частицы (Сафронов, 1969; Витязев и др., 1990; Weidenschilling, 1997). Однако образование стометровых планетезималей при парных столкновениях более мелких тел не обеспечивается гравитационными силами из-за их малости по сравнению с силами взаимодействия этих тел с окружающим газом — силами лобового сопротивления (Макалкин, Дорофеева, 1989).

Еще один важный аргумент против образования планетезималей путем прямого роста при парных столкновениях частиц — это быстрый дрейф тел к Солнцу в результате потери углового момента при их торможении газом. Торможение происходит из-за несколько большей скорости обращения тел вокруг Солнца по сравнению с аналогичной скоростью газа (так как сила притяжения газа к Солнцу ослаблена радиальной составляющей градиента газового давления). Наибольшую скорость дрейфа к Солнцу имеют тела с радиусом $a \sim 1$ м; в результате они с радиального расстояния $r = 1$ а. е. приближаются к Солнцу за промежуток времени ~ 100 лет, очень короткий по сравнению со временем их объединения в планетезимали.

Поэтому, вероятно, единственным путем образования планетезималей, из которых затем образуются планеты, является гравитационная неустойчивость пылевого слоя и образование пылевых сгущений в средней плоскости протопланетного диска. Слой, который для простоты называют пылевым, на самом деле является пылегазовым, однако массовое содержание газа нем гораздо меньше массового содержания пыли и, следовательно, $\rho_g/\rho_d \ll 1$.

Проблема заключается в достижении плотностью пыли τ_d необходимого критического значения $\rho_{cr}(r)$, описываемого формулой

$$\rho_{cr} = \frac{k_1 M_*}{r^3}, \quad (2.23)$$

где M_* — масса центральной звезды (молодого Солнца). Коэффициент $k_1 = 0,5-0,62$ (Сафронов, 1969, 1994; Youdin, Shu, 2002; Sekiya, Takeda, 2003). Соотношение (2.23) непосредственно связано с критерием гравитационной неустойчивости (2.20), в котором фигурирует поверхностная плотность вместо объемной распределенной плотности.

Даже если глобальная турбулентность в протопланетном диске со временем становится слабой, пылевой слой, образовавшийся в средней плоскости, не может стать настолько тонким, чтобы достичь критической

плотности ρ_{cr} , вопреки предположению, сделанному в работах (Сафронов, 1969; Goldreich, Ward, 1973). Препятствием для необходимого утонения слоя является турбулизация течения газа на границах пылевого слоя и внутри него. Это течение увлекает твердые частицы и не позволяет им продолжить оседание.

Причина возникновения сдвигового течения, генерирующего турбулентность в пылевом слое, заключается в следующем. Пылевой слой (субдиск) после достаточного увеличения в нем массового содержания и распределенной плотности пылевого вещества ($\rho_d/\rho_g \gg 1$) вращается с кеплеровской угловой скоростью Ω и, соответственно, с кеплеровской круговой скоростью $V_K = \Omega r$. В то же время газопылевая диск, который после оседания пыли становится практически газовым, вращается с меньшей скоростью V_g из-за присутствия в радиальном балансе сил не только гравитационной и центробежной сил, но и радиальной составляющей градиента газового давления (Weidenschilling, 1977). Для разности скоростей $\Delta V = V_K - V_g$ выполняется соотношение

$$\Delta V \approx \frac{c_i^2}{V_K}, \quad (2.24)$$

где $c_i = (R_g T/m)^{1/2}$ — изотермическая скорость звука. Из-за слабой радиальной зависимости $\Delta V \propto T_m(r)r^{1/2}$, в областях образования планет земной группы, Юпитера и Сатурна на стадии существования пылевого слоя $\Delta V \sim 100$ м/с (Cuzzi, Weidenschilling, 2006).

Между пылевым субдиском и примыкающими слоями газового диска имеется градиент скорости $dV_\varphi/dz < 0$, приводящий к образованию турбулентного пограничного слоя и возникновению неустойчивости Кельвина—Гельмгольца. Турбулентность, генерируемая сдвиговыми напряжениями

$$P_{z\varphi} = \frac{\rho_g \nu dV_\varphi}{dz},$$

где ν — турбулентная вязкость, препятствует дальнейшему уплощению пылевого слоя и останавливает процесс оседания. Турбулентные движения газа увлекают и ускоряют пылевые частицы. В результате турбулентной диффузии частицы располагаются в гораздо более толстом слое (с полутолщиной h_d), чем необходимо для достижения критической плотности, т. е.

$$\rho_d = \frac{\sigma_d}{2h_d} < \rho_{\text{cr}}. \quad (2.25)$$

Именно этот эффект, обнаруженный Вайденшиллинггом (Weidenschilling, 1980, 1984), привел его к предположению, поддержанному некоторыми учеными, что пылевые частицы могли вырасти до размеров планетезималей в результате объединения (слипания) при взаимных столкновениях. Однако, как показано выше, такой сценарий маловероятен. Это привело

к необходимости поиска других путей уплотнения пылевого слоя и достижения им гравитационной неустойчивости, помимо оседания пыли, т. е. сжатия слоя в вертикальном направлении. Поскольку утонению слоя препятствует турбулентность, то альтернативным механизмом уплотнения пылевого слоя является его сжатие в радиальном направлении в процессе дрейфа частиц, расположенных внутри слоя, к центральной звезде (молодому Солнцу), если с приближением к ней скорость дрейфа уменьшается (*Makalkin*, 1980, 1994; *Макалкин, Зиглина*, 2004; *Youdin, Chang*, 2004). Сам дрейф вызван потерей углового момента частицами внутри пылевого слоя в результате сдвиговых напряжений на его границе, возникающих из-за того, что слой вращается быстрее, чем окружающий газ, который тормозит вращение слоя. В результате нарушается радиальный баланс гравитации и центробежной силы, и частицы слоя приближаются к Солнцу (*Goldreich, Ward*, 1973). Распределение сдвиговых напряжений по радиусу слоя зависит от распределения поверхностной плотности и температуры газопылевого протопланетного диска, а также скорости оседания пылевых частиц к его средней плоскости. Был предложен похожий механизм радиального сжатия пылевого субдиска (*Youdin, Shu*, 2002), но в нем не учитывается коллективное взаимодействие пылегазовой среды субдиска с газовой средой окружающего диска, а рассматривается только лобовое сопротивление газа индивидуальному движению частиц внутри слоя. Еще одна возможность для уплотнения субдиска возникает в случае, если турбулентность, интенсивная у его поверхности, не достигает средней плоскости и не может воспрепятствовать оседанию пыли в экваториальном слое субдиска, охватывающем среднюю плоскость (*Витязев и др.*, 1990); однако это условие достигалось, вероятно, только в транснептуновой области (*Макалкин, Зиглина*, 2004).

При радиальном сжатии пылевого слоя увеличивается его поверхностная плотность. Как следует из (2.25), для достижения в слое критической плотности ρ_{cr} необходимо достичь значения поверхностной плотности слоя $\sigma_d = \sigma_{cr}$, равного

$$\sigma_{cr} = 2\rho_{cr}h_d. \quad (2.26)$$

Полутолщина слоя h_d , зависящая от r , определяется сдвиговой турбулентностью в слое и с точностью до множителя порядка единицы выражается формулой (*Goldreich, Ward*, 1973; *Cuzzi et al.*, 1993)

$$h_d \approx \frac{\Delta V}{\Omega \text{Re}^*}, \quad (2.27)$$

где Re^* — критическое значение числа Рейнольдса, которое для условий протопланетного диска оценивается как $\text{Re}^* \approx 50-100$ (*Cuzzi et al.*, 1993). Толщина слоя $2h_d$ является минимальной при данном r ; пылевой слой не может стать еще тоньше, так как этому препятствует незатухающая турбулентность, обусловленная большим вертикальным перепадом плотности и орбитальной скорости.

Подставляя в уравнение (2.26) ρ_{cr} и h_d из уравнений (2.23) и (2.27) с учетом соотношения (2.24), получим соотношение для $\sigma_{cr}(r)$:

$$\sigma_{cr} \approx \frac{2k_1 R_g T_m}{G \text{Re}^* \mu r}, \quad (2.28)$$

где $\mu = 2,4$ — средняя молекулярная масса газа в диске, а температура в средней плоскости T_m рассчитывается без учета возможного дополнительного нагрева в субдиске.

В следующем разделе мы оценим нагрев пылевых частиц в турбулентном пылевом слое (субдиске). Температуры, достигаемые внутри пылевого слоя, влияют на химический состав допланетного вещества.

2.4.2. Расчет температуры в пылевом слое.

Постановка задачи и основные уравнения

Условия теплопереноса, следовательно, и вертикальное распределение температур в плотном пылевом, точнее пылегазовом слое (субдиске) имеет свои особенности. В данном разделе рассматривается задача численного моделирования процессов эволюции пылевого слоя, находящегося в средней плоскости околосолнечного газопылевого диска.

Как следует из уравнения (2.27), полутолщина слоя в области образования Земли стабилизируется на уровне $2,5 \times 10^8$ см, что в 2×10^3 раз меньше полутолщины протопланетного диска $h = c/\Omega$. Такого же порядка отношение h_d/h имеет место и в зоне образования Юпитера и Сатурна. Поэтому строение газопылевого диска за пределами пылевого слоя можно рассчитывать в предположении $h_d = 0$, т. е. не учитывать пылевой слой при расчете структуры диска. Затем структуру пылевого слоя можно рассчитывать, взяв температуру на его поверхности равной температуре в средней плоскости диска (T_m). Влияние существования пылевого слоя на диск проявляется только в уменьшении непрозрачности диска из-за того, что значительная (но не вполне определенная) доля пыли уходит в пылевой слой. Кроме того, пылевые частицы в процессе эволюции могут значительно вырасти, причем не только те, которые, становясь больше других, оседают в субдиск, но и частицы вне субдиска. Поэтому непрозрачность частиц в диске (вне субдиска) является в нашей задаче важнейшим входным варьируемым параметром. Остальные входные параметры те же, что и всегда: темп аккреции вещества (газа) через диск на Солнце \dot{M} , параметр вязкости диска α , светимость молодого Солнца L_* . Рассматриваются два случая для непрозрачности:

- (1) Случай частиц малых размеров (≤ 10 мкм), непрозрачность зависит от температуры. В этом случае используется модель непрозрачного аккреционного диска (Макалкин, Дорофеева, 1995, 1996, 2006).
- (2) Случай более крупных частиц, когда непрозрачность не зависит от температуры (Макалкин, Дорофеева, 2006).

Из уравнения неразрывности, проинтегрированного по толщине протопланетного диска (2.3), для квазистационарного (медленно эволюционирующего) состояния диска, когда можно пренебречь частной производной поверхностной плотности по времени, и уравнения для вязкости (2.9) следует соотношение между распределением поверхностной плотности и температуры, совпадающее с уравнением (2.10) при равенстве единице входящей в него дроби Λ/l . Данная дробь отражает влияние на полный аккреционный поток (темп аккреции) \dot{M} падения вещества на диск из аккреционной оболочки. Предполагается, что на рассматриваемой стадии существования пылевого слоя этот процесс уже завершился. По этой причине во всех других уравнениях, на которые будут приведены ссылки ниже в этом разделе, также предполагается $\Lambda/l = 1$.

Уравнение для температуры в средней плоскости диска имеет вид:

$$T_m^{5-\beta} - T_s^{4-\beta} T_m = \frac{3}{2^9 \pi^2} \frac{\mu}{\sigma_{SB} R_g \gamma} (4 - \beta) \chi \kappa_0 \frac{\dot{M}^2}{\alpha} \Omega^3 q_s^2. \quad (2.29)$$

Оно выводится так же, как аналогичное уравнение (2.17), но с добавлением множителя q_s^2 . Поправочный коэффициент

$$q_s = 1 - \frac{4}{3\kappa_s \Sigma} \quad (2.30)$$

(где κ_s — непрозрачность на излучающей поверхности диска) обращается в нуль на таком расстоянии от Солнца r , где излучающая поверхность спускается до средней плоскости, т. е. диск становится оптически тонким, прозрачным для собственного излучения и не может уже нагреваться изнутри. Этот множитель, равный единице на стадии до начала роста и оседания пылевых частиц, может быть гораздо меньше единицы на рассматриваемой стадии, когда пылевые частицы стали крупными и в основном находятся в тонком слое в средней плоскости диска, а за его пределами их, возможно, осталось очень мало.

Уравнение (2.29) справедливо тогда, когда нет фазовых границ внутри диска. Для случая, когда внутри диска проходит фронт испарения льда, нужно использовать уравнение, аналогичное уравнению (II.30) из книги (Дорофеева, Макалкин, 2004), но с правой частью, содержащей множители q_s^2 и χ .

Зависимости коэффициентов κ_0 и показателя β от температуры в (2.28) такие же, как в разделе 2.3.2, аппроксимируют данные из работы (Pollack et al., 1994).

Для расчета вертикального профиля температуры в случае крупных пылевых частиц ($a > 5 \times 10^{-3}$ см) аналогично уравнению (2.19) получается уравнение, содержащее q_s :

$$T^4 = T_s^4 + \frac{3}{2^7 \pi^2} \frac{\mu}{\sigma_{SB} R_g \gamma} \kappa \frac{\dot{M}^2}{\alpha} \frac{\Omega^3}{T_m} (q_s^2 - q^2). \quad (2.31)$$

Из него получается соотношение для температуры в средней плоскости диска:

$$T_m^5 - T_s^4 T_m = \frac{3}{2^7 \pi^2} \frac{\mu}{\sigma_{\text{SB}} R_g \gamma} \kappa \frac{M^2}{\alpha} \Omega^3 q_s^2. \quad (2.32)$$

Температура на поверхности диска T_s вычисляется помощью уравнения (2.14) без второго члена в правой части, равного нулю после исчезновения аккреционной оболочки.

Модель распределения температуры внутри пылевого слоя рассчитывается с помощью формул, аналогичных приведенным выше, но в качестве входных параметров используются непрозрачность вещества пылевого слоя κ_d , отличающаяся от непрозрачности вещества вне слоя, и поверхностная плотность слоя, находящегося на границе гравитационной неустойчивости $\sigma_d = \sigma_{\text{cr}}$, рассчитанная по формуле (2.28)

Давление и плотность газа внутри пылевого слоя практически не изменяются по его толщине и равны значениям P_m и ρ_m для модели диска, которую мы строим согласованно с моделью пылевого слоя.

Температура внутри пылевого слоя определяется по формуле — аналогу формулы (2.16) для диска.

$$T^d = T_{s(d)}^4 + \frac{3}{32} \frac{W \Omega}{\sigma_{\text{SB}}} k_d \sigma_{\text{cr}}^2 (1 - q_d^2), \quad (2.33)$$

$$T_{m(d)}^4 = T_{s(d)}^4 + \frac{3}{32} \frac{W \Omega}{\sigma_{\text{SB}}} k_d \sigma_{\text{cr}}^2, \quad (2.34)$$

где нижний индекс d означает, что данный параметр относится к пылевому слою, $T_{s(d)}$ и $T_{m(d)}$ — температуры на поверхности и в средней плоскости пылевого слоя. Температуру на поверхности слоя из-за его малой толщины можно принять равной температуре в средней плоскости диска, не содержащего пылевого слоя. Обозначим ее T_d :

$$T_m = T_{s(d)} = T_d.$$

Произведение $W \Omega$ в уравнениях (2.33) и (2.34) характеризует удельную диссипацию энергии турбулентности в пылевом слое. С учетом того, что объемное содержание пыли очень мало даже внутри пылевого слоя ($s_d \leq 10^{-7}$), предполагается, что вглубь пылевого слоя проникает сдвиговая турбулентность, генерируемая на поверхностях слоя и в нем самом, а также глобальная турбулентность, существующая в диске, если она к этому времени не прекратилась. Поэтому при рассмотрении всех вопросов, связанных с турбулентностью, важно помнить, что слой не просто пылевой, а пылегазовый. Входящий в уравнения (2.33) и (2.34) параметр W имеет вид

$$W = \frac{9}{4} \alpha c_s^2 + \Delta V^2. \quad (2.35)$$

В уравнении (2.35) слагаемое $\frac{3}{4}\alpha c_s^2$ характеризует диссипацию энергии глобальной, общедисковой турбулентности, а параметр турбулентной вязкости α определяется соотношением (2.9) Слагаемое ΔV^2 в уравнении (2.35), характеризующее диссипацию энергии излучения турбулентности внутри пылевого слоя, определяется формулой (2.24).

Непрозрачность субдиска, входящая в уравнения (2.33), (2.34), можно записать в виде, аналогичном соотношению (2.18)

$$\kappa_d = \frac{3Q_d\chi_d X_d}{4\rho_s a_d}, \quad (2.36)$$

Q_d и X_d имеют те же значения, что и в формуле (2.18); обогащение пылевого слоя пылью по отношению к протосолнечной пропорции $\chi_d = f_d/X_d$ составляет $\chi_d \approx 10^4$, a_d — радиус частиц в субдиске (1–10 см); ρ_s — плотность вещества частиц с учетом пористости. Значения a_d и ρ_s во внутренней и периферийной областях $r < r_w$ и $r \geq r_w$ берутся как входные параметры, различающиеся по своим значениям в каждой из этих областей. Как уже отмечалось выше, мы принимаем $\rho_s = \rho_{s1} = 2,5 \text{ г/см}^3$ во внутренней области и $\rho_s = \rho_{s2} = 0,9$ (значения 0,9 и 2,5 г/см³ приняты с учетом высокой пористости вещества). Радиус частицы во внешней зоне a_{d2} связан с радиусом частицы во внутренней зоне a_{d1} соотношением $a_{d2} = a_{d1} (f_1 \rho_{s1} / \rho_{s2})^{1/3}$.

2.4.3. Результаты моделирования T–P-условий в пылевом слое протопланетного диска

Результаты расчета температур и давлений в моделях протопланетного диска, дающих граничные условия для построения моделей пылевого слоя (субдиска), показаны на рис. 2.5 и 2.6.

Кривые 1 и 2 соответствуют моделям протопланетного диска с аккреционным потоком на Солнце $\dot{M} = 3 \times 10^{-8} M_\odot/\text{год}$. Такие величины потоков характерны для звезд типа Т Тельца. Для параметра вязкости α принято значение $\alpha = 10^{-3}$ на основании аргументов, изложенных в разделе 2.2. Кривая 1 соответствует непрозрачности, зависящей от температуры, что характерно для дисков, которые содержат мелкие пылевые частицы. В модели 1 принято содержание пыли, в пять раз меньше космического, т. е. массовая доля пыли составляет $X_d \approx 0,001$ на расстоянии Земли (предполагается, что остальная часть пыли находится в пылевом слое). В модели 2 предполагается, что пылевые частицы в диске на рассматриваемой стадии выросли до достаточно больших размеров ($a \geq 5 \times 10^{-3}$ см). В этом случае непрозрачность не зависит от температуры, и принятая величина непрозрачности $\kappa = 0,2$ соответствует лишь умеренному (примерно в 2 раза) обеднению диска пылью по сравнению космическим содержанием. Модель 3 соответствует прозрачному диску (так как все твердые частицы опустились в субдиск). Радиальное распределение температуры в средней плоскости диска, совпадающее с ее распределением на поверхности

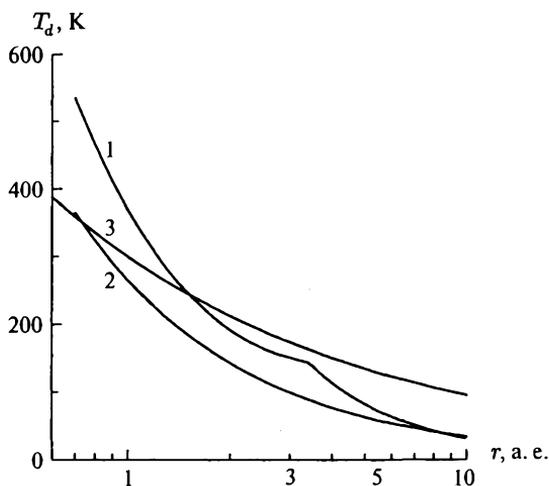


Рис. 2.5. Распределение температуры в средней плоскости протопланетного диска (на поверхности пылевого слоя) для трех моделей. Пояснения в тексте

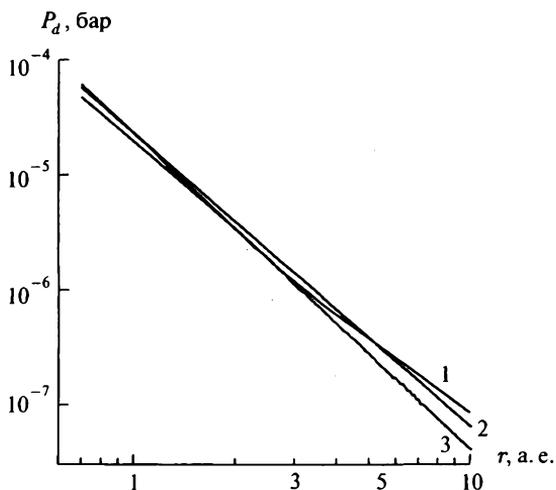


Рис. 2.6. Распределение давления в средней плоскости протопланетного диска для трех моделей. Пояснения в тексте

субдиска, в этом случае имеет вид: $T_d = T_m = 300(r/1 \text{ а. е.})^{-0.5}$ К, а распределение давления $P_d = P_m = 2,3(r/1 \text{ а. е.})^{-2.75}$ бар.

Отметим, что существование пылевого слоя практически не влияет на давление газа в средней плоскости из-за очень низкой объемной (рас-

предельной) плотности пылевого вещества. Поэтому давления, рассчитанные в диске (без пылевого слоя), характеризуют барические условия и внутри слоя.

Как видно из рис. 2.5 и 2.6, все модели дают довольно близкие значения температур и давлений, но отличаются зависимостью температуры от радиальной координаты. Модели 2 соответствует показатель $q = 0,9$ в степенном распределении температуры $T = T_1(r/1 \text{ а. е.})^{-q}$. При этом, чтобы удовлетворить уравнению (2.10), в распределении поверхностной плотности газа в диске $\Sigma \approx \Sigma_0 = \Sigma_1(r/1 \text{ а. е.})^{-p}$ должно быть $p = 0,6$. Как показали результаты моделирования динамической эволюции субдиска (Макалкин, Зиглина, 2004), при такой комбинации p и q в диске субдиск не достигает гравитационной неустойчивости. Возможно, предпочтительной является модель 3, соответствующая аккреционному диску, свободному от пыли. Такая ситуация могла бы реализоваться в случае, если к этому времени пылевые частицы, вырастая до значительных размеров, практически все опустились в субдиск.

Расчет температуры внутри субдиска был проведен с граничными температурами $T_{s(d)} = T_d$, соответствующими модели 3. Из рис. 2.7 видно, что радиус частиц сильно влияет на температуру. Это связано с тем, что, согласно соотношению (2.18), для крупных частиц непрозрачность обратно пропорциональна их радиусу. Наконец, нагрев зависит от мощности источника. Таких источников два. Первый находится в самом субдиске: это диссипация турбулентности, вызванной сдвиговым касательным напряжением из-за вертикального изменения орбитальной скорости ($S = \rho_g \nu dV/dz \sim \rho_g \nu \Delta V/h_d$). Этот источник есть всегда, когда существует субдиск. Второй источник нагрева — диссипация глобальной турбулентности с известной α -параметризацией вязкости по (2.9). Она не связана с существованием пылевого слоя, а вызвана дифференциальным вращением диска по радиальной координате ($S \sim \rho_g \nu r \partial\Omega/\partial r$).

Действовал ли этот источник во всем диске на всем протяжении его эволюции или он был локализован и ограничен по времени, до сих пор не ясно. В пользу универсальности этого источника свидетельствует тот факт, что многие диски вокруг молодых звезд являются аккреционными, следовательно, вязкими. Поэтому и протопланетный диск Солнца, вероятно, был аккреционным (Marov, Kolesnichenko, 2003; Дорофеева, Макалкин, 2004; Макалкин, 2004; Колесниченко, Маров, 2006). Как обсуждалось в разделе 2.2, одним из вероятных источников турбулентности диска было его дифференциальное вращение (Zel'dovich, 1981; Фридман, 1989; Richard, Zahn, 1999; Klahr, Bodenheimer, 2003). Однако пока неясно, насколько долго действовал этот механизм. Наблюдаются довольно много «пассивных» околовзвездных дисков, в которых аккреция на звезду очень мала или отсутствует. В связи с этим ряд авторов считает, что на стадии оседания пыли и эволюции субдиска глобальная турбулентность является слабой или отсутствует (Youdin, Chiang, 2004; Weidenschilling, 2006).

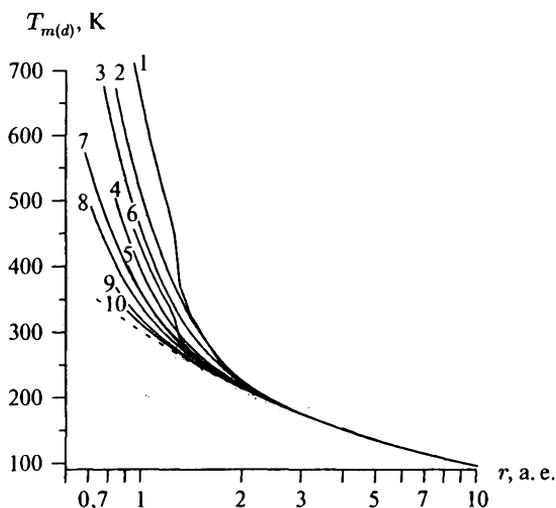


Рис. 2.7. Температуры в средней плоскости субдиска при различных радиусах составляющих его частиц при наличии глобальной турбулентности в диске (кривые 1–5) и в ее отсутствие (кривые 6–10). Номера кривых соответствуют различным радиусам частиц: $a = 0,1$ см (кривые 1 и 6), $a = 0,25$ см (кривые 2 и 7), $a = 0,5$ см (кривые 3 и 8), $a = 1$ см (кривые 4 и 9), $a = 2,5$ см (кривые 5 и 10). Штриховая кривая — температура на поверхности субдиска

Поэтому расчет нагрева пылевого слоя был проведен как с учетом глобальной турбулентности с параметром вязкости $\alpha = 10^{-3}$ в уравнении (2.35) (модели 1–5 на рис. 2.7), так и без нее, т. е. при $\alpha = 0$ (модели 6–10 на рис. 2.7).

Из проведенных расчетов следует, что вклад глобальной турбулентности в нагрев субдиска значителен, но и без нее эффект не мал, если частицы имеют размеры ≤ 1 см. Нагрев твердых частиц на стадии эволюции субдиска может быть достаточно велик, причем он увеличивается к концу существования субдиска и максимален на стадии его распада на сгущения. Температура в пылевом субдиске тем выше, чем мельче частицы. В то же время из сравнения лучистого и турбулентного потоков энергии (Макалкин, Дорофеева, 1995) получается, что эти потоки сопоставимы при радиусе частиц $a \approx 0,2$ см. При меньшем радиусе частиц нужно учитывать понижение температуры за счет турбулентного выноса тепла, не включенного в данные расчеты.

Из рис. 2.7 видно, что внутренний нагрев пылевого слоя довольно велик только в области образования Венеры и Земли, становится незначительным в области образования Марса и отсутствует в областях образования Юпитера и Сатурна. В последних двух областях нагрев пылевого слоя определяется исключительно внешними по отношению к этому слою

источниками: солнечным излучением и диссипацией глобальной турбулентности, если такая турбулентность еще сохранилась, а температуры в субдиске определяются температурами в диске, показанными на рис. 2.5.

2.4.4. Образование пылевых сгущений и допланетных тел

Согласно теоретическим результатам (Гуревич, Лебединский, 1950; Сафронов, 1969; Goldreich, Ward, 1973), после превышения плотностью ρ_p критического значения ρ_{cr} в результате гравитационной неустойчивости субдиска образуются сгущения твердых частиц, так называемые «пылевые» сгущения (Сафронов, 1969). Их массы с учетом возможного радиального сжатия и уплотнения пылевого слоя можно записать в виде $m_0 \approx 4\sigma_{cr}/\rho_{cr}^2$, где значения ρ_{cr} и σ_{cr} определяются с помощью соотношений (2.23) и (2.28). Единственный свободный параметр, который необходимо задать для расчета масс сгущений, это температура в пылевом слое. На основании наших расчетов температурных условий, представленных на рис. 2.5 и 2.7, а также в книге (Дорофеева, Макалкин, 2004), на расстоянии Земли на стадии образования пылевых допланетных сгущений можно взять значение температуры $T_{m(d)} \approx 600$ К, а для зоны образования Юпитера и Сатурна $T_{m(d)} = 140$ К и $T_{m(d)} = 60$ К соответственно. С такими значениями температур получаем начальные массы допланетных пылевых сгущений $m_0 \approx 4,5 \times 10^{20}$, 8×10^{20} и 4×10^{20} г в зонах Земли, Юпитера и Сатурна соответственно, т. е. почти совпадающие между собой (с точностью до множителя 2). Рассчитанные температуры, представленные на рис. 2.5 и 2.7, предполагают возможность их понижения (в зоне Земли) или повышения (в зоне Сатурна). При изменении температуры в 2 раза массы сгущений будут изменяться в 8 раз. Расчеты проводились при значении критического числа Рейнольдса $Re^* = 100$. При возможном уменьшении Re^* в 2–2,5 раза (Cuzzi, Weidenschilling, 2006) начальные массы сгущений увеличатся еще на порядок. Таким образом, с учетом неопределенностей, возможные начальные массы сгущений охватывают интервал m_0 от 10^{19} г до 10^{23} г. Начальные радиусы сгущений $R_0 \approx \sigma_d/\rho_{cr}$ (Сафронов, 1969) при $\sigma_d = \sigma_{cr}$ в том же интервале радиальных координат составляют от 10^9 см до 10^{10} см.

Полученные массы первичных сгущений m_0 охватывают интервал масс астероидов, имеющих радиусы от 10 до 200 км. В то же время радиусы первичных сгущений по порядку величины совпадают с радиусами планет-гигантов. Это означает, что плотности таких сгущений очень малы; они всего лишь приблизительно в 2 раза превышают критическую плотность ρ_{cr} (на расстоянии орбиты Земли $\rho_{cr} \approx 3 \times 10^{-7}$ г/см³).

Эволюция пылевых сгущений недостаточно изучена. Возможно, стадия сгущений длится достаточно долго (до 10^5 лет в зоне Земли и на два порядка дольше в зоне Юпитера), при этом сгущения при взаимных столкновениях объединяются и в 10^3 – 10^4 раз увеличивают свои начальные массы (Витязев и др., 1990). В то же время многие зарубежные ученые счи-

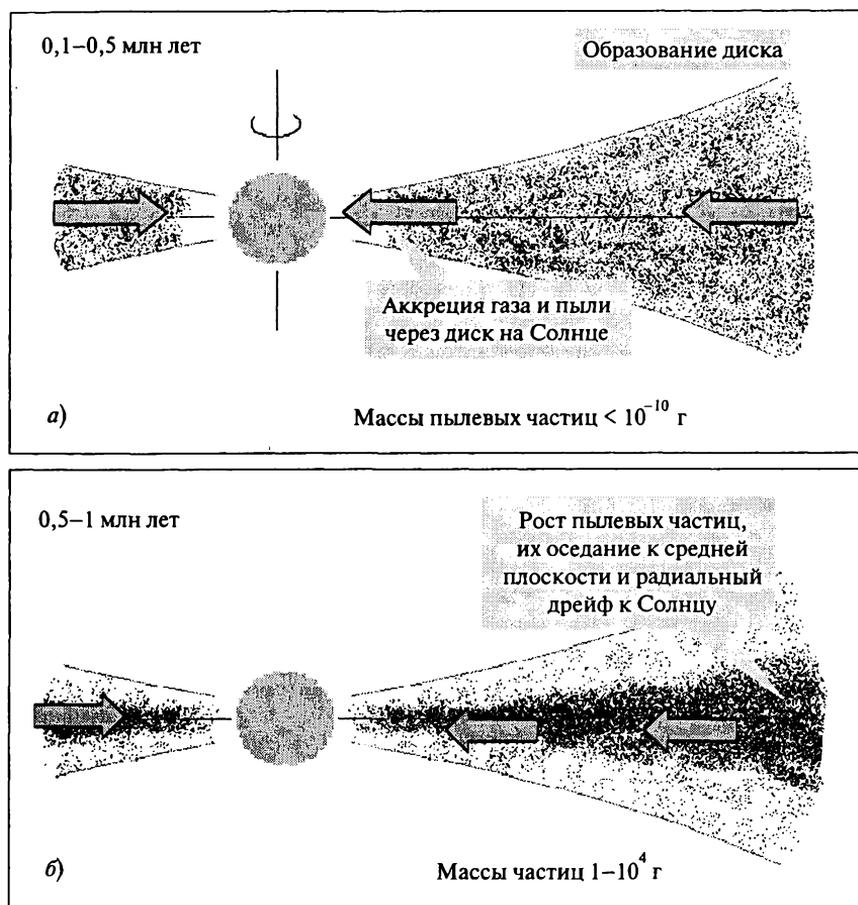


Рис. 2.8 а, б. Схематическое изображение формирования и эволюции газопылевого протопланетного околосолнечного диска (а) и эволюции субдиска, состоящего из твердых частиц, осевших к средней плоскости диска (б). Показаны характерные времена соответствующих этапов эволюции. (На основе рисунка из книги (Дорофеева, Макалкин, 2004))

тают, что процесс уплотнения пылевых сгущений и образование из них планетезималей проходил очень быстро (Goldreich, Ward, 1973; Cuzzi, Weidenschilling, 2006). В настоящее время лишь известно, что образование первых родительских тел метеоритов произошло через 1–3 млн лет после начала образования Солнечной системы (образования CAI).

Общая схема эволюции газопылевого допланетного диска и твердого допланетного вещества в нем показана на рис. 2.8.

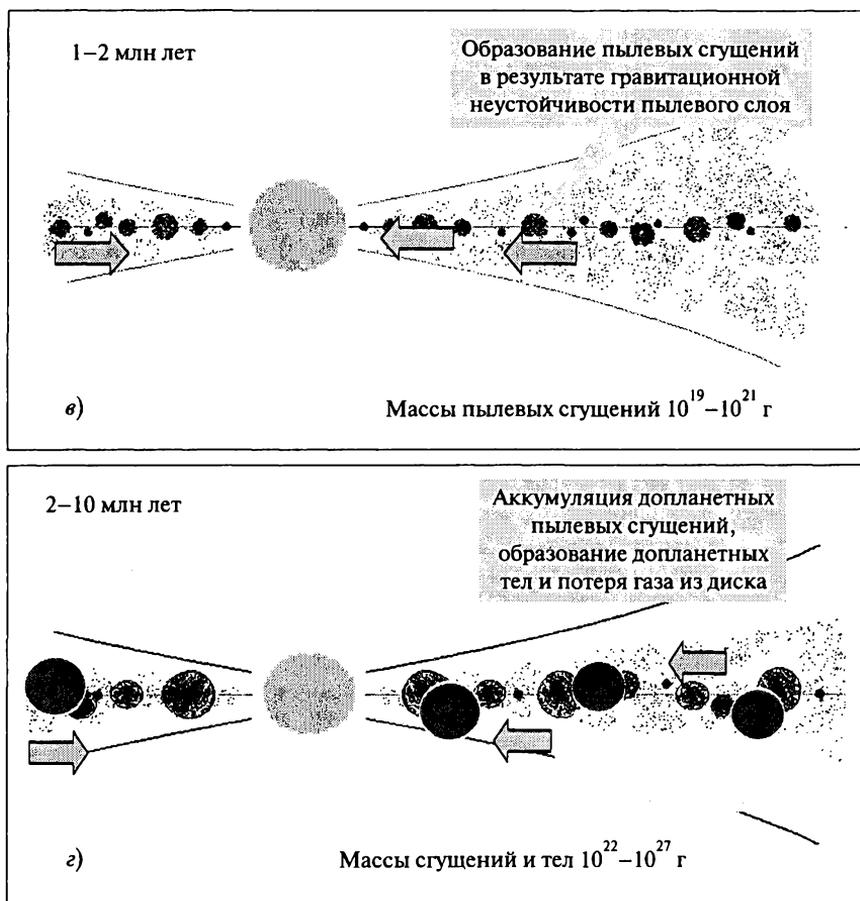


Рис. 2.8 в, г. Схематическое изображение образования сгущений (кластеров) твердых частиц в результате гравитационной неустойчивости субдиска при достижении в нем критической плотности (в) и последующего их объединения и уплотнения с образованием допланетных тел (з). Показаны характерные времена соответствующих этапов эволюции. (На основе рисунка из книги (Дорофеева, Макалкин, 2004))

2.4.5. Рост допланетных тел и образование планет

После образования планетезималей в Солнечной системе происходил рост допланетных тел и образование планет. По современным представлениям, этот процесс шел по сценарию, который в общих чертах совпадает с тем, который был предложен В. С. Сафроновым (1969), отличаясь от него лишь в деталях, иногда, правда, весьма существенных.

В результате сжатия допланетных сгущений образовались тела (планетезимали), которые на гелиоцентрических расстояниях от 1 до 10 а. е., согласно результатам, представленным в предыдущем разделе, имели радиус от десяти километров и выше. Гравитационное взаимодействие между парами допланетных тел приводило к возмущению их орбит, которые изначально были практически круговыми (т. е. кеплеровскими). Все другие взаимодействия, включая электромагнитные и трение тел о газ, играли второстепенную роль по сравнению с парным гравитационным взаимодействием. Планетезимали продолжали расти, объединяясь при парных столкновениях. В процессе роста крупнейшие тела становились планетными зародышами, на которые шла аккреция окружающих планетезималей. Скорость роста допланетного тела, включая зародыш планеты, определяется массой M и радиусом R этого тела/зародыша, среднеквадратичной относительной скоростью планетезималей относительно растущего тела/зародыша V (называемой также дисперсией относительных скоростей планетезималей) и поверхностной плотностью планетезималей σ_p . Параметр σ_p выражается через объемную распределенную плотность планетезималей ρ_p аналогично тому, как поверхностная плотность пыли σ_d выражается через ее объемную распределенную плотность ρ_d согласно определению, данному в разделе 2.4.1. При этом в выражении (2.21) нужно ρ_d заменить на ρ_p , а вместо s_d поставить s_p (объемное содержание планетезималей).

В предположении, что все столкновения планетезималей с зародышем являются абсолютно неупругими, темп аккреции допланетного тела/зародыша определяется уравнением (Сафронов, 1969; Рускол, Сафронов, 1998):

$$\frac{dM}{dt} = \pi R^2 \xi \sigma_p \Omega \left(1 + \frac{V_e^2}{V^2}\right) \left(1 - \frac{M}{Q}\right). \quad (2.37)$$

Здесь, как и везде выше, Ω — кеплеровская угловая орбитальная скорость; $V_e^2 = 2GM/R$ — квадрат второй космической скорости — скорости убегания с поверхности растущего тела/зародыша. Множитель $(1 + V_e^2/V^2)$ показывает увеличение сечения столкновения тела благодаря его гравитационному полю; поправочный множитель $\xi \sim 1$ учитывает распределение сталкивающихся тел по размерам и анизотропию скоростей планетезималей в протопланетном диске. В (2.37) Q — окончательная масса планеты (или, в случае планет-гигантов, твердого планетного ядра); множитель $(1 - M/Q)$ показывает замедление роста массы планеты на заключительной стадии, когда значительная часть планетезималей уже вычерпана растущей планетой (или ее твердым зародышем).

Из уравнения (2.37) видно, что скорость роста зародыша планеты тем больше, чем больше поверхностная плотность σ_p , пропорциональная суммарной массе твердых тел, находящихся в зоне питания растущей планеты. При заданных значениях σ_p и V скорость роста планеты тем больше, чем она ближе к Солнцу, поскольку $\Omega \propto r^{-3/2}$.

Эволюция распределения тел по размерам определяется гравитационным увеличением их сечения столкновения, описываемого множителем $(1 + V_e^2/V^2)$, который показывает, что быстрее растут тела с большими массами и меньшими относительными скоростями. Пока относительные скорости тел V малы по сравнению со скоростью убегания V_e с поверхности крупнейшего тела в ансамбле, т. е. зародыша ($V \ll V_e$), выполняется приближенное соотношение $dM/dt \propto R^4$, т. е. зародыш растет намного быстрее других тел и отрывается от них по массе — это стадия ускоренного роста зародыша. Тенденция к выравниванию кинетической энергии хаотического движения допланетных тел приводит к уменьшению относительных скоростей зародышей по сравнению со скоростями более мелких планетезималей, в результате чего, согласно уравнению (2.37), они чаще сталкиваются и объединяются (Wetherill, Stewart, 1989). Эта стадия заканчивается после того, как крупнейшие зародыши поглотят все сближающиеся с ними тела, включая соседние зародыши. В результате оставшиеся зародыши оказываются изолированными друг от друга на непересекающихся округленных орбитах.

Массы тел к концу этой стадии можно оценить по формуле (Lissauer, 1993)

$$M_{\text{iso}} = \frac{(8\pi\sqrt{3}r^2\sigma_p)^{3/2}}{(3M_*)^{1/2}}. \quad (2.38)$$

Если принять для зоны $r = 1$ а. е. значение $\sigma_p \sim 10$ г/см², которое получается, если распределить массу планет земной группы по всей зоне их образования (Сафронов, 1969), то для этой зоны получается $M_{\text{iso}} \sim 0,07M_{\oplus}$. Из уравнения (2.38) видна сильная зависимость M_{iso} от радиального расстояния ($M_{\text{iso}}(r) \propto r^3$), поэтому для зон образования Юпитера и Сатурна на расстояниях $r \approx 5,2$ а. е. и 9,6 а. е. при значениях $\sigma_p \sim 10$ г/см² и 3 г/см² (Pollack et al., 1996) из соотношения (2.38) получаем близкие значения M_{iso} , в 140–150 раз большие, чем в зоне Земли, т. е. $M_{\text{iso}} \sim 10M_{\oplus}$ в обеих зонах. Такая масса уже достаточна для начала аккреции газа планетой (Pollack et al., 1996; Hubickyi et al., 2005). Длительность стадии ускоренного роста зародыша, на которой достигаются массы зародыша $\sim 10M_{\oplus}$, составляет < 1 млн лет в зоне Юпитера и ~ 2 млн лет в зоне Сатурна; после этого идет стадия медленной аккреции газа на твердое ядро 5–8 млн лет для Юпитера и на 2 млн лет больше для Сатурна, а затем стадия быстрой аккреции газа $\sim 10^5$ лет, на которой аккумулируется основная доля массы каждой из планет (Pollack et al., 1996). В результате весь процесс образования Юпитера и Сатурна укладывается в 10 млн лет — удовлетворяющий наблюдательным ограничениям промежуток времени до удаления газа из протопланетного диска.

Для зоны планет земной группы ситуация иная. Массы изолированных зародышей M_{iso} , достигаемые за время < 1 млн лет, на порядок меньше окончательных масс Земли и Венеры и в ~ 100 раз меньше мини-

мальных масс, при которых начинается аккреция газа на зародыши планет. Поэтому зародыши планет земной группы после достижения ими масс $M_{\text{iso}} \sim 0,07 M_{\oplus}$ переходят в стадию медленного «упорядоченного» роста, на которой зародыши, содержащие основную часть массы допланетного роя тел, удваивают свои массы приблизительно за одинаковое время. Допланетные тела на этой стадии должны взаимными гравитационными возмущениями постепенно настолько изменить свои орбиты, чтобы они стали пересекающимися, что соответствует существенному увеличению средней относительной скорости допланетных тел V . На этой стадии относительные скорости становятся сравнимы со скоростью убегания с поверхности зародыша ($V \sim V_e$). За счет уменьшения множителя $(1 + V_e^2/V^2)$, ответственного за гравитационную фокусировку, и множителя $(1 - M/Q)$, учитывающего исчерпание массы планетезималей из зоны питания растущей планеты, рост планеты, описываемый уравнением (2.37), сильно замедляется. Весь процесс образования планет земной группы занимает $\sim 10^8$ лет в соответствии с ранними теоретическими оценками (Сафронов, 1969) и недавними результатами численного моделирования (Chambers, 2001).

2.5. Заключение

В главе рассмотрены современные представления об образовании и эволюции околосолнечного газопылевого протопланетного диска, в значительной мере основанные на современных астрономических наблюдениях, прежде всего молодых звезд солнечного типа с дисками, а также внесолнечных планетных систем. Весь комплекс наблюдений подтверждает два важнейших для космохимии факта:

- (1) образование Солнца и окружающего его протопланетного диска происходило совместно, в едином процессе из единой массы газопылевого вещества;
- (2) процесс планетообразования начинался в газопылевом диске.

Современные наблюдательные данные позволяют также получить ограничения на основные физические характеристики диска вокруг молодого Солнца, являющиеся входными параметрами математических моделей его внутренней структуры, а именно: начальное значение углового момента $J \approx (1 \div 4) \times 10^{52} \text{ г} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$; массу диска $M_d \sim 0,05\text{--}0,25 M_{\odot}$, полный аккреционный поток массы на диск на стадии его формирования вокруг протосолнца $\dot{M}_d \sim 10^{-5}\text{--}10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$; темп аккреции из диска на молодое Солнце во время прохождения им стадии Т Тельца $\dot{M} \sim 10^{-7}\text{--}10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$ (при среднем значении $\sim 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$). Из наблюдений дисков вокруг молодых звезд солнечного типа следует, что за время ≤ 1 млн лет в околосолнечном газопылевом диске пылевые частицы вырастали от субмикронных размеров межзвездных частиц до сантиметровых размеров и оседали к средней плоскости диска.

В главе изложены основные принципы построения моделей аккреционного газопылевого околосолнечного диска. В качестве эффективного механизма, обеспечивающего перераспределение в нем массы и углового момента, рассматривается турбулентность, хотя механизм ее возникновения до конца не ясен. Показано, что модели, использующие α -параметризацию турбулентной вязкости (*Шакура*, 1972; *Shakura, Sunyaev*, 1973), при $\alpha \sim 10^{-3}$ дают распределения термодинамических параметров, удовлетворяющие ограничениям, основанным на физических и космохимических данных о телах Солнечной системы и наблюдениях дисков вокруг молодых звезд солнечного типа.

Результаты расчета радиального распределения температур в околосолнечном протопланетном диске показали, что в зонах образования Юпитера и Сатурна конденсация льда H_2O возможна через $t > 1,5$ млн лет от начала эволюции Солнечной системы, а на заключительных этапах ее образования ($t > 6$ млн лет) в этом регионе возможно образование льдов и других летучих соединений: CO_2 , NH_3 , H_2S и даже CH_4 .

Рассчитаны распределения поверхностной плотности в диске с учетом ограничений на этот параметр, полученных из моделей образования Юпитера и согласованных с его внутренним строением и химическим составом.

Проанализированы современные представления о механизмах роста пылевых частиц, образования пылевых сгущений, их последующего уплотнения и формирования 10–100-километровых допланетных тел.

Рассмотрена эволюция основных параметров газопылевого диска, в результате которой происходило образование вблизи его экваториальной плоскости турбулентного пылевого слоя (субдиска). Представлена математическая модель, позволяющая рассчитать радиальное распределение температуры и давления в этом слое. Выявлено большое влияние на температуру внутри субдиска размера пылевых частиц. Оказалось, что при миллиметровых-сантиметровых размерах частиц, образующих пылевой слой, его внутренний нагрев довольно велик в области образования земных планет, в особенности в зоне Венеры и Земли, однако отсутствует в областях образования Юпитера и Сатурна. Вся совокупность построенных моделей позволяет оценить общую картину эволюции температурных условий в протопланетном диске: на фоне постепенного охлаждения газа и пыли по мере эволюции диска, оседания пыли и уплотнения пылевого слоя, происходило его постепенное нагревание до стадии образования пылевых сгущений. Эти выводы позволяют по-новому оценить температурные условия аккумуляции протопланетных тел в зоне Земли, которые обусловили полное отсутствие в них летучих и значительный дефицит умеренно летучих компонентов вещества протопланетного диска. Полученные результаты делают особенно актуальным поиск эффективных источников компонентов атмосферы и гидросферы Земли во внешней части Солнечной системы, некоторые из которых были описаны в гл. 1.

Юпитер и Сатурн.

Строение, состав атмосфер, источники летучих

3.1. Атмосферы Юпитера и Сатурна: состав, строение, особенности

Модели внутреннего строения и образования Юпитера и Сатурна и их атмосфер самым непосредственным образом связаны с валовым химическим составом этих планет-гигантов, который, в свою очередь, определяется из данных по составу и строению их атмосфер.

Наибольшее количество данных к настоящему времени получено о составе атмосферы самой крупной планеты Солнечной системы — Юпитера, расположенной на расстоянии около 5 а. е. от Земли. Сатурн по размерам и массе уступает Юпитеру (табл. 1.1). Начало исследованиям состава атмосферы Юпитера было положено Льюисом Резерфордом (Lewis Morris Rutherford, 1816-1892) американским астрофизиком, который первым оборудовал телескоп аппаратурой для фотографирования небесных объектов. В 1863 г. он обнаружил в спектре атмосферы планеты неизвестные линии, но лишь через 50 лет они были идентифицированы как линии аммиака и метана. Присутствие в атмосфере соединений водорода, а также низкая плотность Юпитера дали основание ученым уже в начале прошлого века полагать, что его атмосфера по составу близка к солнечному и содержит в основном H_2 и He с небольшой добавкой остальных элементов (см. табл. 1.9). Однако экспериментально присутствие водорода в атмосфере Юпитера было установлено лишь в 1960 г. (Kieff *et al.*, 1960) путем наземных наблюдений, а гелия в 1974 г. в результате прямых измерений с помощью КА «Пионер-10» (Judge, Carlson, 1974). По аналогии такое же заключение было сделано и относительно состава атмосферы Сатурна.

Визуально атмосфера Юпитера состоит из чередующихся темных (пояса) и светлых (зоны) полос, расположенных параллельных экватору. Полосы имеют разнообразную окраску и сложную изменчивую структуру. Временами они исчезают, а затем восстанавливаются с цикличностью ~ 4 года. На границе между поясами и зонами наблюдаются атмосферные вихри. Один из них, так называемое «Большое красное пятно», — гигантский долгоживущий вихрь, диаметр которого превышает диаметр

Земли. В этой области облака поднимаются на несколько километров над окружающим облачным слоем.

Аналогичное строение имеет и атмосфера Сатурна, с той лишь разницей, что в ней существует «Большое белое пятно» — гигантский вихрь, который, вероятно, состоит из замерзшего аммиака и имеет период жизни ~ 27 –30 лет.

Систематические исследования состава атмосфер Юпитера и Сатурна начались с конца 70-х гг. XX в. Они проводились путем наземных спектроскопических наблюдений и с помощью приборов, установленных на борту самолетов и спутников Земли, а также космическими экспедициями «Пионер-10», «Пионер-11» (1972–1973) и «Вояджер-1», «Вояджер-2» (1979–1981). Отметим, что в результате миссии «Вояджера-2» были получены еще и спектры атмосфер Урана и Нептуна. Но наибольшее количество данных относительно состава атмосферы Юпитера удалось получить в ходе осуществления миссии «Галилео» (1995–2003), когда химический состав атмосферы по многим компонентам был исследован от внешнего уровня с $P = 0,5$ бар вглубь до уровня с $P = 21$ бар. Состав атмосферы Сатурна и Титана изучается миссией «Кассини».

Полученные данные прежде всего показали, что помимо макрокомпонентов водорода и гелия и микрокомпонентов — метана, аммиака, воды и сероводорода — в верхней атмосфере Юпитера в чрезвычайно малых (ppb) количествах присутствуют такие соединения, как окись углерода (CO), фосфин (PH₃), германид (GeH₄), арсин (AsH₃) и некоторые другие (Bezard *et al.*, 2002; Atreya, 1999; Irwin, 1999). Согласно термодинамическим моделям в условиях атмосферы Юпитера эти соединения могут образоваться только при высоких T и P , которые существуют на внутренних, глубоких уровнях, поэтому указанные соединения являются индикаторами динамических процессов в атмосфере планеты-гиганта (Lunin, Hunten, 1987). Интенсивность вертикального переноса такова, что химические равновесия в системах CO—CH₄, P₂O₅—PH₃ и т. п. не успевают установиться за время их транспорта в верхние холодные слои атмосферы (Fegley, Lodders, 1994; Borunov, Dorofeyeva, 1995a и др.).

Однако, несмотря на глубокую конвекцию, существующую в атмосферах Юпитера и Сатурна, состав наблюдаемых верхних слоев не всегда отражает состав более глубоких и горячих уровней и потому не может непосредственно характеризовать валовый состав атмосфер планет-гигантов. Действительно, данные миссии «Галилео» показали, что лишь относительное содержание метана — основного углеродсодержащего соединения атмосферы Юпитера — остается постоянным вплоть до весьма глубоких уровней и составляет $\text{CH}_4/\text{H}_2 = (2,1 \pm 0,4) \times 10^{-3}$ (Niemann, 1998). Позднее в результате повторной калибровки было получено уточненное значение $\text{CH}_4/\text{H}_2 = (2,37 \pm 0,57) \times 10^{-3}$ (Wong, 2004).

В то же время относительное содержание аммиака, воды, сероводорода и других компонентов атмосфер меняется с высотой, поскольку

в ее верхних слоях происходит их конденсация с образованием облачных слоев (Irwin, 1999). Предполагается, что на уровнях, расположенных выше уровня с $P \approx 10$ бар, существует по крайней мере четыре различных типа облачных слоев. Согласно термодинамическим моделям (Atreya et al., 1999), самый глубокий уровень облаков отвечает конденсации $\text{H}_2\text{O}_{(\text{газ})}$ (5 бар и 273 К). Выше него располагаются облака, состоящие из H_2S (2,2 бар и 210 К), затем облака NH_4SH ($P < 1,4$ бар) и, наконец, в самых верхних слоях атмосферы ($P < 0,7$ бар) располагается облачный слой NH_4OH (de Pater, Massie, 1985). Более подробно эти вопросы рассмотрены в статье (Дорофеева, Борунов, 1990).

В верхней стратосфере Юпитера миссии «Пионер» и «Вояджер» обнаружили легкую облачную дымку, состоящую из мельчайших аэрозолей конденсированных органических соединений. Они, вероятнее всего, образовались в результате фотохимических реакций с участием метана, аммиака, воды и других компонентов атмосферы (West et al., 1986). Так, на уровнях $P < 10$ мбар обнаружены такие соединения, как C_2H_2 , C_2H_6 , C_2H_4 , C_3H_8 , N_2H_4 , CO и др.

Таким образом, чтобы получить значения валовых содержаний азота, кислорода, фосфора и других элементов в атмосферах планет-гигантов, необходимо определить относительные содержания¹⁾ их основных соединений — аммиака, воды, фосфина на уровнях, ниже уровня их конденсации. Так, валовое содержание азота в атмосфере Юпитера было оценено, когда в результате миссии «Галилео» для уровней с $P = 8,6\text{--}11,7$ бар было измерено среднее значение отношения $\text{NH}_3/\text{H}_2 = (7,1 \pm 3,2) \times 10^{-4}$ (Atreya et al., 2003), после уточнения $\text{NH}_3/\text{H}_2 = (6,64 \pm 2,54) \times 10^{-4}$ (Wong et al., 2004).

Впервые по данным «Галилео» в атмосфере Юпитера экспериментально были обнаружены серосодержащие компоненты. Соединения серы были идентифицированы при анализе химического состава выбросов горячего газа (fireballs) с уровней, расположенных между аммиачными и водяными облаками, при столкновении Юпитера с фрагментами кометы Шумейкера—Леви 9. Среди них преобладали восстановленные формы серы — H_2S , CS, CS_2 , S_2 , но в незначительных количествах присутствовали и S_2O , SO, SO_2 , COS. В работах (Borunov et al., 19956, Drossart et al., 1995) это явление было изучено с помощью моделей, в которых наряду с термодинамическими учитывались и кинетические аспекты проблемы.

Было установлено, что относительное содержание наибольшего по обилию серосодержащего компонента H_2S меняется по высоте атмосферы Юпитера. На уровнях с $P < 3,8$ бар $\text{H}_2\text{S}/\text{H}_2 < 10^{-6}$, $\approx 0,7 \times 10^{-5}$ при $P = 8,7$ бар и, наконец, $\text{H}_2\text{S}/\text{H}_2 = (7,7 \pm 0,5) \times 10^{-5}$ при $P > 15$ бар (Niemann, 1998). После повторной калибровки было получено несколько

¹⁾ Здесь и далее под относительным содержанием подразумеваются молярные соотношения рассматриваемого компонента и молекулярного водорода H_2 (в англоязычной литературе обозначаемые как «mixing ratio»).

большее значение $\text{H}_2\text{S}/\text{H}_2 = (8,9 \pm 2,1) \times 10^{-5}$ для уровней 12–15,5 бар (Wong et al., 2004).

Но наиболее сложной и нерешенной до сегодняшнего дня задачей остается определение валового содержания кислорода и его основного соединения — воды — на планетах-гигантах и в их атмосферах. Этот параметр является определяющим в моделях образования Юпитера и Сатурна. Причин этому несколько. Водяной пар не только конденсируется на уровнях с $P < 5$ бар, но и участвует в образовании других твердых соединений, например клатрата аммиака. Кроме того, было установлено, что $\text{H}_2\text{O}_{(\text{газ})}$ неравномерно распределен по регионам Юпитера: пояса обеднены им по сравнению с зонами примерно в 3 раза (Drossart, Encrenaz, 1982). Объясняя это различие, некоторые авторы (Kunde et al., 1982; Bjoraker et al., 1986) предположили, что зоны соответствуют тем областям конвективных ячеек атмосферы Юпитера, где в восходящих остывающих потоках происходит конденсация водяного пара и образование облаков. В то же время пояса соответствуют областям нисходящих «сухих» потоков, содержащих лед H_2O , испарение которого происходит только ниже уровня с $P \approx 4$ бар. Все это отражается в существующей большой неопределенности содержания $\text{H}_2\text{O}_{(\text{газ})}$ в атмосфере Юпитера, которое по разным данным оценивается как $\text{H}_2\text{O}/\text{H}_2 = (5,6 \pm 2,5) \times 10^{-4}$ при $P = 19$ бар (Niemann et al., 1998), $(4,7 \pm 1,5) \times 10^{-5}$ при $P = 11$ –11,7 бар и $(4,9 \pm 1,6) \times 10^{-4}$ при $P = 17,6$ –20,9 бар (Wong et al., 2004).

В районе «Красного пятна» $\text{H}_2\text{O}/\text{H}_2 = (8,1 \pm 1,16) \times 10^{-4}$ при $P > 8$ бар (Folkner et al., 1998) и $(6,0^{+3,9}_{-2,8}) \times 10^{-4}$ при $P \approx 19$ бар с тенденцией увеличения с повышением давления (Atreya et al., 2003). В целом эти значения соответствуют О/Н в атмосфере Юпитера $\sim 30\%$ от солнечного отношения. В то же время существует альтернативная точка зрения на интерпретацию экспериментальных данных «Вояджер» IRIS (Carlson et al., 1992, 1993), которая позволяет авторам предположить полуторное превышение над солнечным значением $\text{H}_2\text{O}/\text{H}_2$ для зоны «Красного пятна», а возможно, даже и десятикратное (Irwin, 1999). Авторы (de Pater et al., 2005) вообще полагают, что имеются веские аргументы ожидать, что содержание H_2O в атмосфере Юпитера в 10–20 раз выше солнечного. Эти соображения чрезвычайно важны при рассмотрении моделей образования атмосферы Юпитера (подробно этот вопрос обсуждается в разделе 3.4).

Тем не менее имеющиеся экспериментальные данные позволяют оценить средний состав атмосферы Юпитера по ее основным компонентам. Такое обобщение было сделано в работе (Atreya et al., 2003), повторено в монографии «Jupiter», гл. 4 (Taylor et al., 2004), результаты частичной ревизии данных GPMS «Галилео» опубликованы (Wong et al., 2004). Информация, представленная в табл. 3.1–3.2, учитывает эту последнюю коррекцию.

На основании экспериментальных данных по составу атмосферы Юпитера и Сатурна (табл. 3.1) были получены значения относительных

Таблица 3.1

Экспериментальные данные по составу атмосферы Юпитера и Сатурна
(даны значения для уровней ниже уровня конденсации)

п	Газообразная частица, X	Юпитер, X/H ₂	Сатурн, X/H ₂
1	Водород, H ₂	1,00	1,00
2	Гелий, ⁴ He	0,1574 ± 0,004 (1)	0,034 ± 0,028 × 10 ⁻³ (11)
	Неон, ²⁰ Ne	2,46 ± 0,24 × 10 ⁻⁵ (1)	
	Аргон, ³⁶ Ar	1,81 ± 0,36 × 10 ⁻⁵ (2)	
	Криптон, ⁸⁴ Kr	8,70 ± 1,72 × 10 ⁻⁹ (2)	
	Ксенон, ¹³² Xe	8,761,68 × 10 ⁻¹⁰ (2)	
3	Метан, CH ₄	(2,1 ± 0,4) × 10 ⁻³ (1) (2,0 ± 0,2) × 10 ⁻³ (3, 4) (2,4 ± 0,6) × 10 ⁻³ (5)	4,4 ± 1,2 × 10 ⁻³ (12) 5,1 ± 1 × 10 ⁻³ (13) 4,3 ± 1 × 10 ⁻³ (14)
4	Аммоний, NH ₃	(7,1 ± 3,2) × 10 ⁻⁴ (3, 4) (6,6 ± 2,5) × 10 ⁻⁴ (5)	5 ± 1 × 10 ⁻⁴ (15)
5	Сероводород, H ₂ S	(7,7 ± 0,5) × 10 ⁻⁵ (2) (8,9 ± 2,1) × 10 ⁻⁵ (5)	2,2 ± 0,3 × 10 ⁻⁴ (15)
6	Вода	(5,6 ± 2,5) × 10 ⁻⁴ (1) (4,9 ± 1,6) × 10 ⁻⁴ (5)	
7	Фосфин, PH ₃	(7,7 ± 0,2) × 10 ⁻⁷ (6)	8,5 ± 2,9 × 10 ⁻⁶ (16) 4,4 × 10 ⁻⁶ (17)
8	Арсин, AsH ₃	(7 ± 2) × 10 ⁻¹⁰ (7)	3,4 ± 1,1 × 10 ⁻⁹ (16)
9	Германид, GeH ₄	(2,2 ± 1,1) × 10 ⁻¹⁰ (8)	
10	Окись углерода, CO	0,75 × 10 ⁻⁹ (P < 0,2бар) (9) 5 × 10 ⁻⁹ (P > 0,2бар) (9)	1 ± 0,3 × 10 ⁻⁹ (16)
11	Двуокись углерода, CO ₂	Следы (10)	3 × 10 ⁻¹⁰ (17)

(1) *Niemann et al.*, 1998; (2) *Mahaffy et al.*, 2000; (3) *Atreya et al.*, 2003; (4) *Taylor et al.*, 2004; (5) *Wong et al.*, 2004; (6) *Irwin*, 1998; (7) *Kunde et al.*, 1982; (8) *Noll, Larson*, 1990; (9) *Bezard et al.*, 2002; (10) *Kunde et al.*, 2004 (следы CO₂ обнаружены в районе южного полюса и центральных регионов, предположительно имеют ударное происхождение, связанное с кометой Шумейкера—Леви); (11) *Conrath Gautier*, 2000; (12) *Lellouch et al.*, 2001; (13) *Flasar et al.*, 2005; (14) *Orton et al.*, 2005; (15) *Briggs, Sackett*, 1989; (16) *Noll, Larson*, 1991; (17) *de Graauw et al.*, 1997.

Таблица 3.2

Относительные содержания летучих элементов в атмосферах Юпитера и Сатурна по отношению к солнечным значениям: $(X/H)/(X/H)_{\text{Solar}}$ (AG-89 — $(X/H)_{\text{Solar}}$ по (Anders, Grevesse, 1989), L-03 — $(X/H)_{\text{Solar}}$ по (Lodders, 2003))

	Юпитер/Солнце			Сатурн/Солнце		
	AG-89	L-03	Лит.*	AG-89	L-03	Лит.
$^4\text{He}/\text{H}$	$0,81 \pm 0,02$	$0,82 \pm 0,02$	(1)	$0,17 \pm 0,14$	$0,17 \pm 0,14$	(11)
$^{20}\text{Ne}/\text{H}$	$0,10 \pm 0,01$	$0,14 \pm 0,01$	(1)			
$^{36}\text{Ar}/\text{H}$	$2,5 \pm 0,5$	$2,2 \pm 0,4$	(2)			
$^{84}\text{Kr}/\text{H}$	$2,7 \pm 0,5$	$1,9 \pm 0,4$	(2)			
$^{132}\text{Xe}/\text{H}$	$2,6 \pm 0,5$	$2,0 \pm 0,4$	(2)			
C/H	$2,9 \pm 0,6$	$3,6 \pm 0,7$	(1)	$6,1 \pm 1,7$	$7,6 \pm 2,1$	(12)
	$2,8 \pm 0,2$	$3,4 \pm 0,3$	(3, 4)	$7,1 \pm 1,4$	$8,8 \pm 1,7$	(13)
	$3,3 \pm 0,8$	$4,1 \pm 1,0$	(5)	$6,0 \pm 1,4$	$7,4 \pm 1,7$	(14)
N/H	$3,2 \pm 1,4$	$4,4 \pm 1,9$	(3, 4)	$2,2 \pm 0,5$	$3,1 \pm 0,6$	(15)
	$3,0 \pm 1,1$	$4,1 \pm 1,6$	(5)			
S/H	$2,0 \pm 0,1$	$2,1 \pm 0,1$	(2)	$5,6 \pm 0,7$	$6,0 \pm 0,8$	(15)
	$2,3 \pm 0,5$	$2,4 \pm 0,6$	(5)			
O/H	$0,33 \pm 0,15$	$0,48 \pm 0,22$	(1)			
	$0,29 \pm 0,09$	$0,42 \pm 0,14$	(5)			
P/H	$1,03 \pm 0,03$	$1,12 \pm 0,03$	(6)	$11,4 \pm 3,9$	$12,4 \pm 4,2$	(16)
				5,6	6,4	(17)

* Литературные ссылки те же, что и в табл. 3.1.

содержаний летучих элементов в атмосфере Юпитера. Их сопоставление с солнечными содержаниями представлено в табл. 3.2. Следует отметить, что в литературе такое сопоставление проводится, как правило, с данными по солнечным обилиям (Anders, Grevesse, 1989), а в последние годы с данными (Lodders, 2003) (см. табл. 1.9), что и было учтено при составлении табл. 3.2.

Обобщая приведенные выше данные, можно заключить, что атмосфера Юпитера обогащена по сравнению с солнечными пропорциями всеми летучими тяжелее неона в 1,5–4 раза (рис. 3.1). Обогащение атмосферы Сатурна не столь равномерно: от 2–3-кратного по азоту до 7–9-кратного по углероду. Из этого следует ряд важных выводов.

1. Образование Юпитера и Сатурна было невозможно путем прямой аккумуляции газопылевого вещества протопланетного диска, поскольку

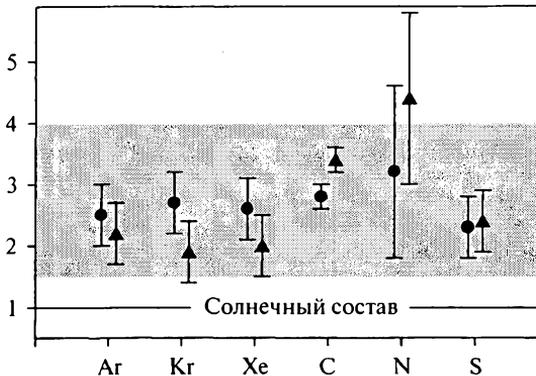


Рис. 3.1. Степень обогащения основных летучих элементов в атмосфере Юпитера по сравнению с солнечными пропорциями: ● соответствуют данным для солнечных обилий по (Anders, Grevesse, 1989); ▲ — по (Lodders, 2003)

в этом случае все элементы, включая летучие, находились бы в солнечной пропорции (см. гл. 1). Наблюдаемое в атмосферах планет-гигантов увеличение в несколько раз относительного содержания всех летучих элементов тяжелее неона могло возникнуть только при их дополнительной аккреции.

- Вероятным источником обогащения летучими атмосферы Юпитера и Сатурна были ледяные планетезимали, образовавшиеся в зоне питания планет или на более дальних радиальных расстояниях и содержавшие в своем составе помимо льда H_2O также Ar, Kr, Xe и соединения C, N и S в твердом состоянии (подробнее см. раздел 3.2). Эти планетезимали, скорее всего, были аккрецированы на заключительной стадии образования планет, когда температуры в протопланетном диске опустились до минимальных значений.
- Равномерное обогащение летучими атмосферы Юпитера указывает на то, что ледяные планетезимали, аккрецированные планетой, содержали все летучие тяжелее Ne в пропорциях, близких к солнечной. Этот состав в процессе образования планеты менялся незначительно. Температуры аккумуляции указанных элементов служат индикатором температурных условий как в регионе образования планетезималей, так и в зоне Юпитера на заключительном этапе его образования.
- Неравномерное обогащение летучими атмосферы Сатурна может свидетельствовать о том, что либо содержание основных летучих элементов в ледяных планетезималиях, аккрецированных планетой, отличалось от солнечных пропорций, либо о том, что их состав значительно менялся в ходе образования планеты.

3.2. Состав ледяных планетезималей в зоне образования планет-гигантов

Аккумуляция Юпитером и Сатурном ледяных ($\text{H}_2\text{O}_{\text{лед}}$) планетезималей, содержащих летучие элементы или их соединения в твердом состоянии — единственный сценарий, обсуждаемый в настоящее время в литературе, объясняющий экспериментально наблюдаемое обогащение летучими атмосфер этих планет (*Gautier et al.*, 2001a, б; *Hersant et al.*, 2004; *Alibert et al.*, 2005 с; *Mousis et al.*, 2006a и др.).

Возможные формы нахождения химически активных летучих в газовой фазе протопланетного диска в условиях термодинамического равновесия показаны на рис. 3.2. Из него следует, что основными соединениями углерода в ней были CO и CH_4 . В условиях равновесия окись углерода преобладает при высоких температурах: при $T > 700$ К ($P = 10^{-4}$ бар) — сплошные линии и при $T > 500$ К ($P = 10^{-7}$ бар) — пунктирные линии. Метан преобладает при низких температурах: при $T < 700$ К, если $P = 10^{-4}$ бар и при $T < 500$ К, если $P = 10^{-7}$ бар. Азот также находился в основном в двух формах: при высоких T в молекулярной форме (N_2), а при низких T в форме аммиака (NH_3). Основная масса газообразной серы содержалась в сероводороде (H_2S). Однако количественные соотношения между CO— CH_4 и N_2 — NH_3 при низких температурах, характерных для региона образования планет-гигантов, определяются не только термодинамическим равновесием, но и кинетическими особенностями протекания реакций:



Изучение кинетики этих реакций показало (*Lewis, Prinn*, 1980; *Mendybaev et al.*, 1984), что при давлениях, характерных для протопланетного диска (10^{-3} – 10^{-5} бар) они ингибированы даже в присутствии катализатора. Время достижения химического равновесия при $T \approx 700$ К составляет $\sim 10^{13}$ с, т.е. $\sim 10^7$ лет, что соизмеримо со временем жизни самого протопланетного диска. Кроме того, было показано, что при охлаждении системы отклонение соотношения CO/ CH_4 от равновесного значения происходит уже при $T \sim 1350$ К, а при $T \sim 750$ К в форме метана находится не 50 % углерода, как это следует из равновесной термодинамики, а только ~ 10 % (*Мендыбаев и др.*, 1985).

Аналогичные заключения были сделаны и в отношении реакции (3.2). Таким образом, химический состав газовой фазы протопланетного диска почти по всему радиусу, в особенности в низкотемпературных регионах образования Юпитера и Сатурна, был неравновесным по отношению к углерод- и азотсодержащим соединениям.

Из этих результатов вытекает ограничение на содержание в системе воды / водяного льда, которое необходимо учитывать при построении мо-

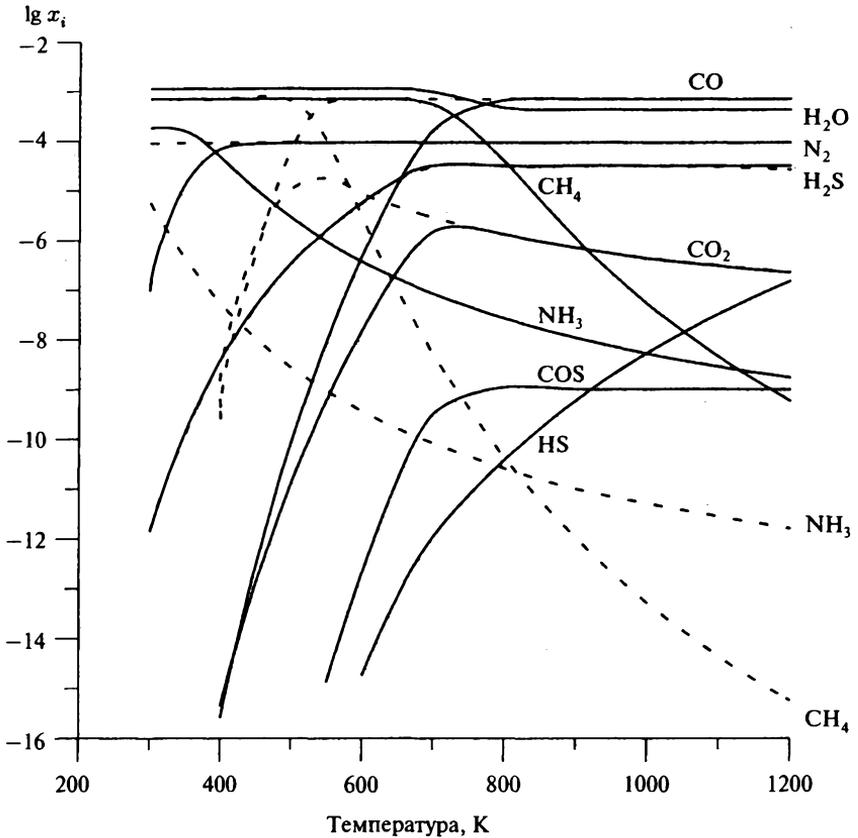


Рис. 3.2. Равновесный состав газовой фазы протопланетного газопылевого диска при различных температурах (образование конденсированных фаз при расчете учитывалось) и при двух значениях общего давления: $P = 10^{-3}$ бар — сплошные линии и $P = 10^{-7}$ бар — пунктир. Валовый химический состав по (Lodders, Fegley, 1998). Рассчитано по программе EQUILIBRIUM (Дорофеева, Ходаковский, 1981). Термодинамические данные по: Термодинамические свойства индивидуальных веществ / Под ред. В. П. Глушко и др. 1978–1982

делей образования атмосфер планет-гигантов. Дело в том, что кислород в газовой фазе протопланетного газопылевого диска распределен в основном между молекулами CO, CO₂ и H₂O. Но поскольку содержание CO и CO₂ неизвестно, то нельзя однозначно рассчитать и относительное содержание воды, а следовательно, оценить массу водяного льда, которая потенциально была способна аккумулировать летучие. Можно лишь указать интервал вариаций этой величины, который, в соответствии с данными табл. 1.9–1.15, оказывается достаточно широким: от 11,9 моль H₂O/моль Si

в случае, когда мольное соотношение между углеродсодержащими газами $\text{CO}_2 : \text{CO} : \text{CH}_4 = 30 : 10 : 1$ (Gibb et al., 2004), до 16,5 моль H_2O /моль Si в случае, когда весь углерод находится в форме CH_4 .

Аккумуляция инертных газов и соединений химически активных летучих в ледяных планетезималях может происходить в различной форме — либо в виде чистых льдов, либо путем их сорбции аморфным льдом H_2O , либо в виде их химических соединений с $\text{H}_2\text{O}_{\text{лед}}$, называемых кристаллогидратами. Первый вариант был подробно рассмотрен в работе (Iro et al., 2003) и иллюстрируется рис. 3.3, на котором в координатах температура — давление (H_2) показаны условия конденсации из газовой фазы системы солнечного состава различных соединений химически активных элементов и инертных газов.

Из рисунка видно, что в интервале давлений, характерных для зоны образования Юпитера и Сатурна, конденсация CH_4 , Kr, CO, N_2 и Ar происходит при столь низких температурах, которые вообще вряд ли достигались в протопланетном диске. Кроме того, наблюдательные данные для трех комет облака Оорта, образование которых связывается с регионом образования планет-гигантов (см. гл. 1), свидетельствуют, что их вещество значительно обеднено N_2 относительно содержания в нем CO. Так, для комет deVico, Hale—Bopp, и 153 P/Ikeya—Zhang $\text{N}_2/\text{CO} = (1 \div 5,5) \times 10^{-4}$

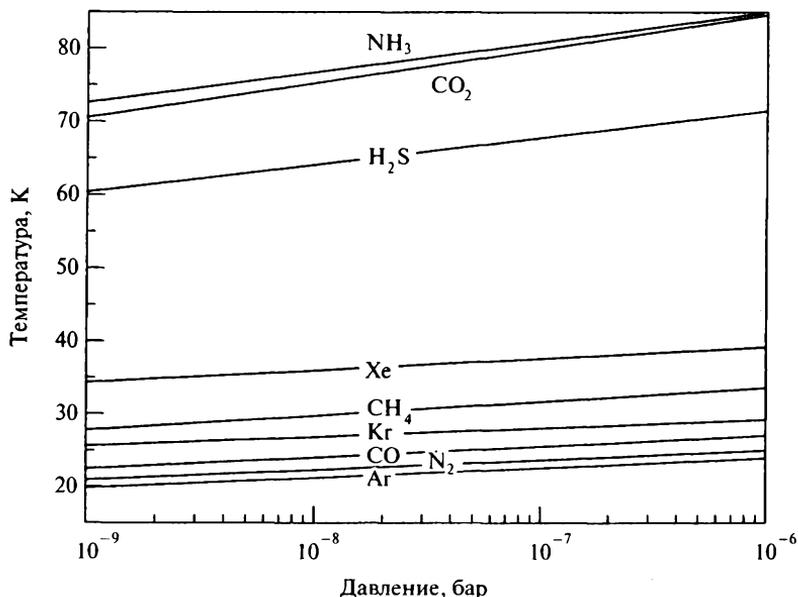


Рис. 3.3. Кривые конденсации газов в системе солнечного состава (Anders, Grevesse, 1989). Отношения CO/CH_4 и N_2/NH_3 приняты равными 5 и 10 соответственно

(Cochran et al., 2000; Cochran, 2002), в то время как солнечное $N_2/CO = 0,16$. Этот факт невозможно объяснить в рамках модели конденсации чистых фаз, поскольку, как это следует из рис. 3.2, $P-T$ -условия образования $N_{2(\text{конд})}$ и $CO_{(\text{конд})}$ очень близки. И хотя, как отмечалось выше, реальное значение N_2/CO в газовой фазе протопланетного диска существенно отличалось от равновесного, но предположение о значительном преобладании CO и, следовательно, малом содержании углерода в форме метана и CO_2 противоречит данным по составу атмосферы Титана (см. гл. 14).

Аккумуляция летучих с участием льда воды может происходить двумя способами. Первый заключается в том, что при низких температурах (< 75 К) образуется аморфный лед H_2O , обладающий большим количеством пор и способный удержать в них летучие компоненты. Экспериментально этот процесс применительно к условиям протопланетного диска был изучен в работах (Bar-Nun, Laufer, 2003; Bar-Nun, Notesco, Owen, 2007 и др.).

Результаты экспериментов показали, что при достаточно быстром охлаждении газовой смеси, содержащей водород, водяной пар и инертные газы, и образовании аморфного льда со скоростью роста слоев 1 мкм/мин он сорбирует Ar, Kr и Xe в исходной пропорции при $T = 50-55$ К. Однако изучение влияния скорости роста слоев льда и ее экстраполяция на условия протопланетного диска (~ 1 мкм/млн лет) показали, что в этом случае образование льдов, содержащих солнечные пропорции Ar, Kr и Xe, происходило только при $T \approx 22-27$ К, которая, как отмечалось выше, вряд ли достигалась в протопланетном диске в присутствии газовой фазы даже на радиальных расстояниях Юпитера и Сатурна.

Аккумуляция летучих аморфным льдом представляется маловероятной еще и потому, что такой лед вряд ли преобладал в околосолнечном диске. В работах (Kouchi et al., 1994; Gautier, Hersant, 2005) было показано, что в небуле присутствовал только кристаллический лед. Этот же лед наблюдается в околозвездных дисках (Malfait et al., 1998) и в комете Hale—Bopp (Lellouch et al., 1998). В работе (Lellouch et al., 1998) отмечалось, что аморфный лед не соответствует дальним ИК спектрам комет, полученным с помощью ISO в интервале 46–65 мкм.

Поэтому в настоящее время при моделировании образования вещества комет, атмосфер планет-гигантов и их ледяных спутников рассматривается аккумуляция летучих в ледяных планетезималиях путем образования их твердых соединений с участием молекул льда воды в кристаллической форме — клатратов (Kouchi et al., 1994; Mousis et al., 2000; Iro et al., 2003; Gautier et al., 2001a; Hersant et al., 2004; Alibert et al., 2005c и др.). Такой сценарий рассматривался еще в работе (Delsemme, Swings, 1952) применительно к кометам.

Таким образом, второй механизм аккумуляции летучих с участием воды — это образование клатратов — соединений, представляющих собой кристаллический лед, в дефекты решетки которого захватываются молекулы различных газов. Для газов, образующихся при охлаждении газопы-

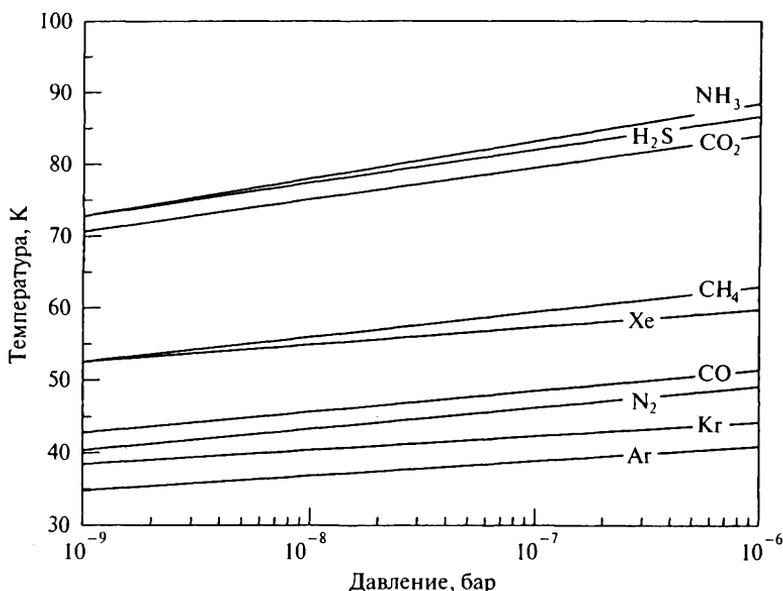


Рис. 3.4. P - T -кривые стабильности клатратов H_2S , CH_4 , Xe , CO , N_2 , Kr и Ar . Значения мольных отношений CO/CH_4 и N_2/NH_3 в газовой фазе протопланетного диска приняты равными 5 и 10, соответственно. Приведена также кривая стабильности гидрата аммония — $\text{NH}_3 \cdot \text{H}_2\text{O}$ и кривая конденсации льда CO_2

левого протопланетного диска, рассматриваются две возможные структуры кристаллогидратов — $\text{X} \cdot 5,75\text{H}_2\text{O}$ и $\text{X} \cdot 5,66\text{H}_2\text{O}$. Первой структурой обладают молекулы кристаллогидратов CH_4 , CO , Xe и H_2S , второй — кристаллогидраты N_2 , Kr и Ar . Термодинамические условия образования этих соединений, рассчитанные с использованием коэффициентов в уравнении $\log P = A/T + B$ (Lunine, Stevenson, 1985), представлены на рис. 3.4. Здесь, как и на рис. 3.3, под давлением понимается давление H_2 — преобладающего компонента газовой фазы протопланетного диска (см. гл. 1). На этом же рисунке показаны также условия образования гидрата аммония $\text{NH}_3 \cdot \text{H}_2\text{O}$. Область существования любого клатрата располагается ниже соответствующей кривой. Модель (Lunine, Stevenson, 1985) была рассчитана в предположении, что любое из рассматриваемых газообразных соединений является единственным для данного элемента. Поскольку по отношению к углероду и азоту это предположение неверно, то при расчете делается соответствующая поправка, зависящая от значений мольных соотношений CO/CO_2 , CO/CH_4 и N_2/NH_3 , которые в данном случае приняты равными 10, 5 и 10 соответственно. Выбор указанных значений достаточно произволен, но всегда варьируется в интервале, характерном для составов межзвездных льдов, в которых величина $\text{CO}/\text{CH}_4 = 1-40$ (Alla-

mandola et al., 1999; *Gibb et al.*, 2000). Значения CO/CO_2 и N_2/NH_3 для межзвездных льдов вообще не определены, предположительно $\text{N}_2/\text{NH}_3 = 1-8$ (*Allamandola et al.*, 1999). В разделе 3.5 будет показано, что выбор численных значений указанных соотношений является критическим параметром при построении моделей образования атмосфер Юпитера и Сатурна.

Из рис. 3.4 видно, что образование даже самых низкотемпературных клатратов аргона и криптона происходит при температурах не ниже 35 К ($P = 10^{-8}-10^{-7}$ бар), что вполне соответствует условиям образования планет-гигантов (см. гл. 2). Аккумуляция газов в процессе охлаждения протопланетного диска в интервале изменения давления $P = 10^{-8}-10^{-7}$ бар начинается с азота в форме гидрата аммония $\text{NH}_3 \cdot \text{H}_2\text{O}$ и серы в форме кристаллогидрата сероводорода $\text{H}_2\text{S} \cdot 5,75\text{H}_2\text{O}$ (77–82 К). Углерод сначала образует чистую конденсированную фазу CO_2 (75–87 К), затем кристаллогидрат метана $\text{CH}_4 \cdot 5,75\text{H}_2\text{O}$ (56–60 К), и, наконец, кристаллогидрат $\text{CO} \cdot 5,75\text{H}_2\text{O}$ (46–48 К). В близких P – T -условиях образуется кристаллогидрат второго основного азотсодержащего соединения — молекулярного азота (41–43 К) — $\text{N}_2 \cdot 5,66\text{H}_2\text{O}$.

Таким образом, одно из необходимых условий выбора численных значений отношений CO/CH_4 и N_2/NH_3 в газовой фазе протопланетного диска в моделях, описывающих образование атмосферы Юпитера, — это обеспечение в конденсированной (ледяной) фазе отношения валовых содержаний углерода и азота $\left(\frac{\sum C_{\text{конд}}}{\sum N_{\text{конд}}} \right)$ близкого к солнечному и равного, согласно последним оценкам (см. табл. 1.9), от 3,23 (*Anders, Grevesse*, 1989) до 3,63 (*Lodders*, 2003). Кроме того, оно не должно противоречить экспериментальным данным по составу атмосферы Титана и составу комет облака Оорта.

3.3. Внутреннее строение Юпитера и Сатурна.

Ограничения на валовый химический состав планет-гигантов

Как уже отмечалось выше, для более четкого понимания условий образования Юпитера и Сатурна, а также их спутников важно иметь представление о валовом химическом составе и внутреннем строении планет-гигантов. Очевидно, что имеющиеся экспериментальные данные, которые характеризуют состав верхних атмосфер и их существенное обогащение летучими компонентами, не могут быть автоматически распространены на состав планет в целом. Ограничения на валовый состав Юпитера и Сатурна получаются из моделей внутреннего строения этих планет.

В основе таких моделей лежат уравнения состояния (зависимости плотности от давления и температуры) основных компонентов, из которых состоят планеты, а в качестве ограничений используются данные наблюдений и экспериментов. Такими ограничениями для моделей внутреннего

строения Юпитера и Сатурна являются масса, экваториальный радиус, период вращения, два гравитационных момента планеты (J_2 и J_4), характеризующие отклонение гравитационного поля жидкой вращающейся планеты от сферической симметрии, массовое отношение водорода к гелию, второму по обилию элементу в этих планетах, а также температура при $P = 1$ бар, поскольку именно с этого уровня рассчитываются модели строения планет-гигантов.

Наиболее обильным компонентом состава Юпитера и Сатурна, как известно, является водород, уравнение состояния которого лежит в основе построения моделей внутреннего строения этих планет. Теоретические уравнения проверяются и уточняются с помощью экспериментов, среди которых большую роль играет ударно-волновое сжатие вещества до давлений 10 Мбар, в том числе с помощью мощных лазеров. Описание экспериментальных результатов и сравнение их с теоретическим уравнением состояния водорода можно найти в работах (Guillot et al., 2004; Saumon, Guillot, 2004; Копышев, Урлин, 2000).

И теоретически, и экспериментально было показано, что при высоких давлениях как твердый, так и жидкий водород должен переходить из молекулярного диэлектрического состояния в одноатомное металлическое (Wigner, Huntington, 1935; Трубицын, 1971; Saumon et al., 1995). В твердом водороде этот переход, согласно теоретическим расчетам, должен происходить резко, как фазовый переход первого рода, со скачком плотности и энтропии. Совокупность современных экспериментальных данных (Фортв и др., 1999; Loubeyre et al., 2002; Nellis, 2000; Filinov et al., 2001) и их теоретическая интерпретация (Швец и др., 2007) позволяют сделать вывод, что переход жидкого водорода из молекулярного состояния в одноатомное металлическое происходит в интервале давлений 1–3 Мбар. Вопрос о том, происходит ли этот переход плавно, в широком диапазоне давлений, или резко, как фазовый переход первого рода, остается дискуссионным, однако присутствие гелия в космической пропорции должно размывать резкий фазовый переход. Поскольку толщина переходной зоны не определена, при построении моделей Юпитера и Сатурна задают условное давление перехода внутри указанного выше интервала (Жарков и др., 1974а; Gudkova, Zharkov, 1999; Saumon, Guillot, 2004).

Основываясь на современных данных, модели внутреннего строения Юпитера и Сатурна показывают, что оболочки этих планет, на которые приходится не менее 97 % и 77 % массы планет соответственно, более чем на 85 % (по числу атомов) состоят из водорода. Поэтому адиабату водорода используют для получения распределения температуры в недрах планет. Согласно уравнению адиабаты для H_2 , $T \sim 5000\text{--}10\,000$ К достигаются в интервале давлений 1–10 Мбар, которые и характеризуют глубокие недра Юпитера и Сатурна. Эти температуры существенно выше температуры плавления водорода в этом же интервале давлений (900–1600 К), то же относится и к гелию (Guillot et al., 2004; Stevenson, Salpeter, 1977), что

свидетельствует о жидком состоянии недр этих планет-гигантов (*Hubbard*, 1968). Указанный факт отмечался в работах (*Жарков, Трубицын*, 1969; *Жарков и др.*, 1971), в которых была построена теория фигуры и гравитационного поля жидких вращающихся планет. В пользу жидкого конвективного состояния недр Юпитера и Сатурна говорят и осесимметричный характер гравитационных полей обеих планет, и их мощные дипольные магнитные поля, которые, подобно магнитному полю Земли, генерируются механизмом гидромагнитного динамо.

Присутствие гелия накладывает важные ограничения на модели внутреннего строения этих планет по следующим причинам. Во-первых, наблюдаемое отношение массовой доли гелия (Y) к суммарной массовой доле водорода и гелия ($X + Y$) в атмосфере Юпитера составляет $Y/(X + Y) = 0,238 \pm 0,005$ (*von Zahn et al.*, 1998), а в атмосфере Сатурна $Y/(X + Y) = 0,215 \pm 0,035$ (*Conrath, Gautier*, 2000). Эти значения существенно ниже, чем в протосолнце и протопланетном диске, для которого $Y_0/(X_0 + Y_0) \approx 0,2805 \pm 0,01$ (*Bahcall et al.*, 1995; *Boothroyd, Sackmann*, 2003); по другой оценке $Y_0/(X_0 + Y_0) \approx 0,2785$ (*Lodders*, 2003). Отношение $Y/(X + Y)$ в планете в целом должно совпадать с таковым в протопланетном диске, поскольку, согласно теории атмосфер, большие планеты не могут потерять за время жизни Солнечной системы сколь-нибудь заметную долю даже самых легких газов. Поэтому экспериментально наблюдаемое обеднение гелием атмосфер обеих планет должно компенсироваться повышением его содержания в более глубоких слоях.

Согласно теоретическим данным (*Stevenson*, 1982; *Hubbard, DeWitt*, 1985; *Guillot et al.*, 2004), наименьшая растворимость гелия в водороде имеет место в области перехода последнего из молекулярного состояния в металлическое. Поэтому естественно считать, что именно в этой области образуются капли гелия, которые оседают в область металлического водорода. Конвективное перемешивание внешней оболочки, содержащей молекулярный водород, обеспечивает постоянное поступление гелия к ее основанию. В результате происходит понижение концентрации гелия во всей внешней оболочке, приводя к наблюдаемому понижению его концентрации в атмосфере. При этом во внутренней оболочке, в которой водород находится в металлическом состоянии, концентрация гелия возрастает, если растворимость гелия в ней выше, чем в слое над ней (*Guillot et al.*, 2004). Конвективное перемешивание может приводить к выравниванию концентрации гелия по всей толщине внутренней оболочки; если же выравнивание не достигается, то имеет место увеличение концентрации гелия с глубиной.

Эти соображения приводят к выводу (*Guillot et al.*, 2004), что модели Юпитера и Сатурна должны состоять как минимум из трех слоев:

- (1) Внешняя часть оболочки (внешняя оболочка), содержащая водород в молекулярной форме и обедненная гелием, концентрация которого определяется данными по атмосферам этих планет.

- (2) Внутренняя часть оболочки, совпадающая с областью металлического водорода и обогащенная гелием в такой степени, чтобы обеспечить валовое отношение масс гелия и водорода в планете, совпадающее с отношением в протопланетном диске.
- (3) Центральное ядро, состоящее из льдов и горных пород в неизвестной пропорции. Совокупность льдов и горных пород будем называть тяжелым компонентом вещества, его массовую долю во всей оболочке, включая внешнюю и внутреннюю части, обозначим через Z , а во всей планете, включая ядро — через Z_{tot} . Оценка Z и Z_{tot} — одна из задач построения моделей планет-гигантов.

В моделях Юпитера и Сатурна (Guillot et al., 2004; Saumon, Guillot, 2004) предполагается, что планеты состоят из перечисленных трех слоев, каждый из которых однороден. В моделях (Guillot et al., 2004) искомым параметров три: масса ядра M_c , а также массовая доля тяжелого компонента (льды + горные породы) во внешней (молекулярной) оболочке (Z_{mol}) и во внутренней (металлической) оболочке (Z_{met}). А в моделях (Saumon, Guillot, 2004) искомым параметров всего два — M_c и Z , поскольку в ней предполагается одинаковое содержание тяжелого компонента во внешней и внутренней оболочках ($Z = Z_{\text{mol}} = Z_{\text{met}}$). По найденным значениям M_c и Z массы каждого из трех компонентов оболочки M_X , M_Y и M_Z определяется из условий: масса оболочки $M_c = M_p - M_c$ (где M_p — масса планеты), отношение X/Y известно (для внешней оболочки — по атмосферным данным, для совокупности двух оболочек — по протосолнечным данным), $X + Y + Z = 1$ (по определению).

Разумеется, такие модели упрощенно показывают реальное внутреннее строение этих планет и не позволяют оценить возможные радиальные градиенты концентрации гелия и более тяжелых веществ внутри внешней и внутренней оболочек, а также возможное расслоение ядра. Однако эти упрощения вынужденные, они вызваны тем, что входные параметры содержат неопределенности. Самая существенная из них, перекрывающая все остальные вместе взятые, — это неопределенность в уравнении состояния водорода, которая оказывает решающее влияние на модели. Авторы используют семь модификаций уравнения состояния водорода, причем для каждой модификации получаются модели, существенно различающиеся по массе ядра и содержанию тяжелого компонента в оболочке.

Более детальные модели Юпитера и Сатурна (Zharkov, Gudkova, 1991; Gudkova, Zharkov, 1999) состоят из пяти слоев. В них предполагается двухслойная структура внешней оболочки, состоящей из молекулярного водорода. Внешний слой обеднен гелием и льдами и не содержит горных пород; внутренний слой обогащен этими веществами. Введение еще одного дополнительного (пятого) слоя обусловлено предположением, что в металлическом водороде происходит оседание гелия из-за его недостаточной смесимости, в согласии с ранней моделью (Smoluchowski, 1967) и новой моделью (Fortney, Hubbard, 2003). В результате образуется внешнее ядро,

Таблица 3.3

Оценки массы тяжелого компонента (M_Z) в оболочках Юпитера и Сатурна для различных масс их ядер (M_c) по модели (Saumon, Guillot, 2004) (в единицах масс Земли, M_\oplus)

Юпитер		Сатурн	
Масса ядра (M_c)	Масса тяжелого компонента в H_2 –He оболочке (M_Z)	Масса ядра (M_c)	Масса тяжелого компонента в H_2 –He оболочке (M_Z)
0	8–39	9	3–6
5	3–22	15	1–8
11	5–15	22	3–6

в состав которого, в отличие от внутреннего ядра, входят не только льды и горные породы, но и гелий. Из рассчитанных моделей с варьируемым химическим составом отбираются те, которые удовлетворяют ограничениям по гравитационному полю (наблюдаемым значениям моментов J_2 и J_4).

Отметим, что, несмотря на различия в степени детализации строения Юпитера и Сатурна в моделях (Gudkova, Zharkov, 1999) и (Saumon, Guillot, 2004), рассчитанный в них химический состав планет согласуется достаточно хорошо с учетом неопределенности в уравнении состояния водорода, о которой говорилось выше.

Результаты расчета массы тяжелого компонента в водородно-гелиевой оболочке Юпитера и Сатурна (M_Z) для различных значений масс ядер планет представлены в табл. 3.3. В качестве единицы измерения принята масса Земли M_\oplus .

Из этих результатов оценивается массовая доля тяжелого компонента Z в оболочках обеих планет $Z = M_Z / (M_p - M_c)$. Для приведенных выше значений M_c и M_Z получим диапазон Z от 0,01 до 0,12 для Юпитера и от 0,01 до 0,10 для Сатурна с довольно близкими средними значениями $\bar{Z} \approx 0,05$ –0,06 для обеих планет. При распространенности в солнечной фотосфере $Z = 0,015$ (Lodders, 2003), полученные значения \bar{Z} соответствуют обогащению оболочек этих планет тяжелым компонентом (по массе) в 3,3–4 раза, что коррелирует с обогащением летучими атмосфер Юпитера и Сатурна (см. раздел 3.1).

Полученные ограничения на валовый химический состав Юпитера и Сатурна представлены в табл. 3.4. Полная масса тяжелого компонента в планете равна $M_{Z_{tot}} = M_Z + M_c$, а массовая доля тяжелого компонента во всей планете $Z_{tot} = M_{Z_{tot}} / M_p$. В Юпитере $M_{Z_{tot}}$ находится в интервале от 8 до $39M_\oplus$, а значение Z_{tot} — в интервале от 0,025–0,12; интервалы значений $M_{Z_{tot}}$ и Z_{tot} в Сатурне — от 13 до $28M_\oplus$ и 0,14–0,29 соответственно. Эти значения Z_{tot} соответствуют обогащению планет тяжелым

Таблица 3.4

Ограничения на валовый химический состав Юпитера и Сатурна

	Юпитер	Сатурн
Полная масса тяжелого компонента в планете ($M_{Z_{\text{tot}}}$), M_{\oplus}	8–39	13–28
Массовая доля тяжелого компонента во всей планете (Z_{tot})	0,025–0,12	0,14–0,29
Обогащение планет тяжелым компонентом по отношению к протосолнечному содержанию по (Boothroyd, Sackmann, 2003, где $Z_0 = 0,020$), β	1,3–6	7–14
Обогащение планет тяжелым компонентом по отношению к протосолнечному содержанию по (Lodders, 2003, где $Z_0 = 0,0150$), β	1,7–8	9–19

компонентом по отношению к протосолнечному содержанию $\beta = Z_{\text{tot}}/Z_0$, показанному в табл. 3.4.

Обогащение β , соответствующее моделям (Gudkova, Zharkov, 1999), составляет $\beta = 3–6$ для Юпитера и $\beta = 12–15$ для Сатурна, т. е. находится в хорошем согласии с данными табл. 3.4. Из полученных модельных расчетов (Saumon, Guillot, 2004) следует, что массовая доля Z тяжелого компонента в оболочке Сатурна в среднем (по разным моделям) чуть меньше, чем в оболочке Юпитера, несмотря на то что полная массовая доля тяжелого компонента Z_{tot} в Сатурне в среднем в 3 раза больше, чем в Юпитере. К сожалению, соотношения между массовыми долями ледяного и скального (породообразующего) компонентов, тем более соотношения между массами отдельных льдов (H_2O , NH_3 , CH_4 и др.) пока не поддаются определению.

Схематическое изображение внутреннего строения Юпитера и Сатурна (Gudkova, Zharkov, 1999; Saumon, Guillot, 2004) представлено на рис. 3.5. Отмечены характерные особенности строения, а также существующие неопределенности. Внешняя часть оболочки, простирающаяся от уровня $P = 1$ бар до давлений ~ 2 Мбар, состоит из газоидного молекулярного водорода (H_2) в смеси с гелием и более тяжелыми элементами. Вся она (или ее верхний слой) имеет наблюдаемое в атмосфере содержание гелия, которое меньше, чем во внутренней части оболочки. Внутренняя часть оболочки состоит в основном из жидкого водорода в металлическом состоянии (H) и гелия, массовое содержание которого выше, чем в молекулярной части оболочки. Она также обогащена тяжелым компонентом. Возможно, что из-за размывания ядра конвективными движениями в этой части оболочки концентрация тяжелого компонента увеличивается с глубиной. Массовая доля тяжелого компонента — льдов и пород, рас-

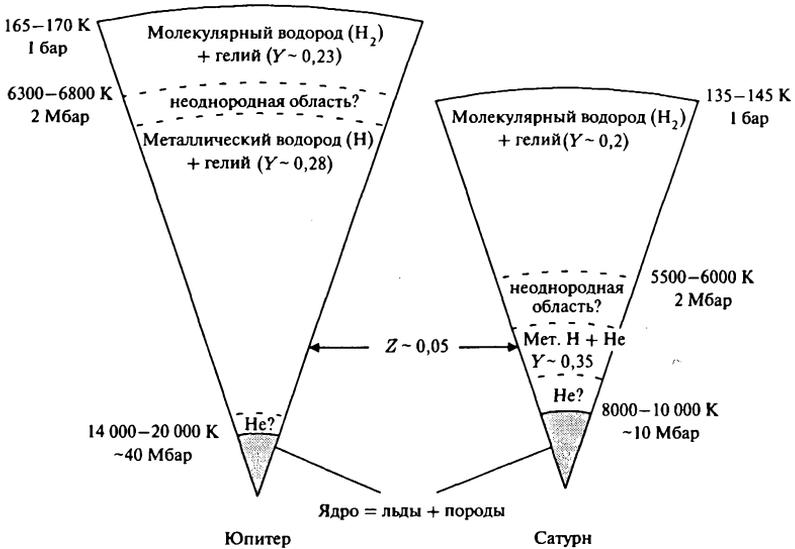


Рис. 3.5. Схематическое изображение внутреннего строения Юпитера и Сатурна. Показаны температуры и давления на нескольких уровнях, массовые доли гелия (Y) в молекулярной и металлической частях оболочки. Массовая доля тяжелого компонента (со средним значением $Z \sim 0,05$) приблизительно одинакова во внешней и внутренней частях оболочки в обеих планетах. При построении рисунка использованы модели (*Gudkova, Zharkov, 1999; Saumon, Guillot, 2004*)

творенных во всей оболочке (Z), в несколько раз больше, чем в солнечной и протосолнечной пропорции. На рис. 3.5 для обеих планет показано Z , близкое к среднему значению по разным моделям ($Z \approx \bar{Z}$).

Переход от молекулярного к металлическому состоянию водорода происходит либо скачком, либо (что более вероятно) плавно в некотором интервале давлений с серединой вблизи 2 Мбар. Вблизи перехода между молекулярным и металлическим водородом расположен неоднородный слой с пониженной растворимостью гелия в водороде, но определить его точное положение и толщину в настоящее время не представляется возможным. В этом слое образуются капли гелия, опускающиеся в гравитационном поле в направлении ядра. В случае Сатурна этот слой может достигать ядра.

Ядро Юпитера и Сатурна состоит из тяжелого компонента неопределенного состава, в котором недостаточно ясно отношение между массами льдов и пород. Вероятно, оно соответствует составу планетезималей в зоне формирования Юпитера (Сатурна) и напоминает отношение этих компонентов в крупных спутниках этих планет. Возможно, что ядро не имеет четкой границы и является частично размытым, и растворенным в вышележащей оболочке. Для Юпитера температуры на границе ядра оцениваются

в $\sim 14\,000$ – $20\,000$ К, а в центре планеты $\sim 16\,000$ – $21\,000$ К. Для Сатурна получены температуры ~ 8000 – $10\,000$ К на границе ядра и ~ 9500 – $10\,500$ К в центре. Давления на границе ядра и в центре обеих планет составляют ~ 40 и ~ 50 Мбар для Юпитера и ~ 10 и ~ 20 Мбар для Сатурна.

Возможно, что оседание гелия (*Stevenson, Salpeter, 1977*) создает радиальный градиент его концентрации и приводит в обеих планетах к образованию гелиевого или обогащенного гелием слоя на поверхности ядра (*Zharkov, Gudkova, 1991*). Образование такого слоя более вероятно в Сатурне, чем в Юпитере (*Fortney, Hubbard, 2003*). Этот слой (возможное внешнее ядро) обозначен на рис. 3.5 надписью «He» со знаком вопроса.

Таким образом, имеющиеся в настоящее время модели внутреннего строения Юпитера и Сатурна дают ограничения на массовую долю водорода (X), гелия (Y) и тяжелого компонента (Z) для всей планеты в целом, а также в ее водородно-гелиевой оболочке. Полная массовая доля тяжелого компонента в Юпитере находится в интервале $Z_{\text{tot}} = 0,025$ – $0,12$. Это означает, что Юпитер обогащен тяжелым компонентом по сравнению с составом протопланетного диска (с учетом неопределенности состава диска) как минимум в полтора раза, а максимум в 8 раз с более вероятным обогащением в 3–6 раз. В Сатурне, согласно построенным моделям, $Z_{\text{tot}} = 0,14$ – $0,29$, а обогащение элементами тяжелее гелия составляет от 7 до 19 раз по сравнению с протопланетной (протосолнечной) пропорцией. Эти результаты являются важными ограничениями при построении моделей образования Юпитера и Сатурна.

3.4. Образование Юпитера и Сатурна

Двум газовым планетам-гигантам, на которые приходится $\approx 92\%$ массы всей планетной системы, уделяется значительное внимание в теории образования планет.

Существуют две модели образования Юпитера и Сатурна. *Первая модель* — двухстадийная. Согласно этой модели сначала образуется твердое ядро планеты-гиганта, аналогично тому, как образуются планеты земной группы — путем объединения при парных неупругих столкновениях гравитационно взаимодействующих планетезималей (I стадия). Но после того как твердое ядро достигает достаточно большой массы (в несколько M_{\oplus}), оно становится центром гравитационного притяжения для аккреции большой массы газа из окружающей области протопланетного диска (II стадия). *Вторая модель* предполагает гравитационную неустойчивость газопылевого протопланетного диска (состоящего на 98–99% из газа), в результате которой диск разбивается на массивные газопылевые сгущения. Сгущения сжимаются под действием собственного тяготения и превращаются сначала в гигантские газовые протопланеты, а затем и в планеты-гиганты.

Вторая модель встречается со многими трудностями (*Lunine et al., 2004; Макалкин, 2004*), которые мы не будем перечислять. Остановимся

лишь на нескольких новых результатах, свидетельствующих против второй модели в пользу первой.

Некоторые из наблюдаемых внесолнечных планет-гигантов (см. раздел 2.1) могли бы образоваться путем гравитационной неустойчивости протопланетного диска, однако такой путь образования требует, чтобы диски имели крайне нетипичные, экстремальные свойства (Rafikov, 2005). Например, необходима температура выше 10^3 К на расстоянии 10 а. е., при этом образуются протопланеты с массами больше 10 масс Юпитера (M_{Jup}), плохо согласующимися с наблюдениями экзопланет.

Из наблюдения тел, движущихся в пределах нескольких астрономических единиц вокруг звезд солнечного типа, следует, что существует ярко выраженный минимум в распределении тел по массам в интервале 5–50 M_{Jup} (Marcy et al., 2004). Это свидетельствует о том, что подавляющее большинство наблюдаемых внесолнечных планет, имеющие массы меньше 5 M_{Jup} , образовались иным путем, чем звезды, в том числе и коричневые карлики, которые образуются в процессе коллапса плотных ядер молекулярных облаков (см. раздел 2.1).

Более прямое указание на образование внесолнечных планет по двухстадийной модели заключается в том, что у звезд с повышенной металличностью, т. е. повышенным Z (см. раздел 2.1), гораздо чаще наблюдаются планеты, чем у звезд с низким значением тяжелого компонента (частота пропорциональна квадрату числа атомов Fe) (Fischer, Valenti, 2005). Это хорошо согласуется с двухстадийной моделью (Ida, Lin, 2004), в которой скорость роста твердой планеты (или твердого ядра газовой планеты-гиганта) пропорциональна поверхностной плотности твердого вещества (Сафронов, 1969). Напротив, высокая металличность создает препятствия образования протопланет в модели гравитационной неустойчивости протопланетного диска, так как приводит к повышению непрозрачности диска и препятствует его охлаждению, необходимому для сжатия гигантских газовых сгущений.

Важные аргументы в пользу образования планет-гигантов по двухстадийной схеме дает и Солнечная система. Обогащение Юпитера и Сатурна тяжелым компонентом (повышение Z) по отношению к протосолнечному значению однозначно следует из моделей внутреннего строения этих планет (см. предыдущий раздел). Особенно велико это обогащение для Сатурна: оно может достигать почти 20, но и для Юпитера его величина (до 8) значительна. Однако важнее, что для Сатурна минимальная величина обогащения в 7 раз выше по сравнению с протосолнечным значением Z , и наличие массивного ядра (не менее $\approx 10 M_{\oplus}$) является веским свидетельством в пользу аккреции газа на массивный твердый зародыш планеты в согласии с двухстадийной моделью.

Точность расчета моделей внутреннего строения не позволяет сделать столь же уверенный вывод о пути образования Юпитера, поскольку имеющиеся ограничения на его модели не позволяют исключить отсутствие

ядра, а минимальное обогащение Юпитера (в 1,5 раза) тяжелым компонентом едва ли можно считать значимым с учетом неопределенностей входных параметров моделей. Однако если предположить, что Юпитер образовался путем сжатия гигантской газовой протопланеты, а Сатурн, весьма похожий на Юпитер по составу (см. предыдущий раздел) и находящийся менее чем в 2 раза дальше от Солнца, образовался путем аккреции газа на планетный зародыш с массой $\geq 10 M_{\oplus}$, то это приводит к несовместимым ограничениям на параметры протопланетного диска, на условия и время образования этих планет.

Кроме того, необходимо учитывать, что есть еще Уран и Нептун, которые на 85–95 % по массе состоят из тяжелого компонента (льды+породы) и лишь на 5–15 % из водорода и гелия (Guillot, 2005). Эти планеты, безусловно, образовались из планетезималей, подобно планетам земной группы, но в отличие от них Уран и Нептун сначала набрали массы твердого вещества $\sim 12\text{--}15 M_{\oplus}$, а затем захватили еще $\sim 2 M_{\oplus}$ газа из протопланетного диска по схеме двухстадийного образования. Таким образом, вывод относительно образования Урана, Нептуна, Сатурна и, в меньшей степени Юпитера можно сделать на основании данных об их химическом составе, и для всех четырех планет-гигантов — на основании наблюдательных и теоретических данных о внесолнечных планетных системах и околозвездных протопланетных дисках. Весь комплекс данных свидетельствует об образовании планет-гигантов в Солнечной системе, как и планет-гигантов вокруг звезд солнечного типа, по двухстадийной схеме.

При разработке двухстадийной модели образования Юпитера и Сатурна особое внимание уделялось стадии аккумуляции твердого зародыша — ядра планеты, которая занимает наиболее длительный промежуток. Согласно расчетам, выполненным для такой модели (Pollack et al., 1996; Рускол, Сафронов, 1998), сначала за длительный период времени, составляющий около 8 млн лет для Юпитера и 10 млн лет для Сатурна, аккумуляровалось твердое ядро планеты с массой $\approx 15 M_{\oplus}$, окруженное газовой атмосферой приблизительно такой же массы. После достижения ядром и газовой оболочкой суммарной массы $\approx 30 M_{\oplus}$, начинается стадия быстрой классической аккреции газа. Чтобы произошла аккреция массы газа, необходимо для образования Юпитера и Сатурна, процесс аккреции должен уложиться в период 10 млн лет от начала эволюции протопланетного диска, пока в нем, согласно данным наблюдений дисков у звезд солнечного типа, еще могло оставаться достаточно много газа. Поскольку именно стадия образования твердого ядра планеты имеет наибольшую продолжительность, то необходимы такие параметры протопланетного диска, которые обеспечили бы образование Юпитера и Сатурна за 10 млн лет. Таким параметром является начальная поверхностная плотность твердого вещества (планетезималей) σ_p в соответствующих зонах протопланетного диска.

Из уравнения (2.38) видно, что темп аккумуляции зародыша (скорость роста его массы dm/dt) пропорционален поверхностной плотности σ_p .

В области образования Юпитера необходимое значение $\sigma_p \approx 10 \text{ г/см}^2$ при $\sigma_g \approx 700 \text{ г/см}^2$, в области Сатурна $\sigma_p \approx 3 \text{ г/см}^2$ при $\sigma_g \approx 210 \text{ г/см}^2$. Эти значения соответствуют примерно трех–пятикратной «минимальной массе» диска (т.е. массе планет с добавлением летучих, недостающих до солнечного состава). В книге (Сафронов, 1969) взято значение $\sigma_p \approx 20 \text{ г/см}^2$ на 5 а.е. Более быстрый рост зародыша Юпитера и Сатурна в работе (Pollack et al., 1996) по сравнению с (Сафронов, 1969) связан с учетом стадии резко выраженного опережающего роста зародыша планеты (runaway). Во время стадии аккреции газа, длившейся $\leq 10^6$ лет (Рускол, Сафронов, 1998; Papaloizou, Nelson, 2005), после того, как Юпитер и Сатурн набрали значительную часть своей массы, они своим мощным гравитационным полем настолько сильно возмущают движение тел, находящихся в их зонах, что выбрасывают их из Солнечной системы и (в небольшой степени) на ее периферию, тем самым уменьшая массу твердых тел и частиц в протопланетном диске. Меньшая, но значительная часть твердых тел падает на Юпитер и Сатурн. В зависимости от размера, эти тела полностью или частично растворяются в оболочке, увеличивая массовую долю Z тяжелого компонента в ней; не растворившаяся часть опускается в ядро. Тела, падающие на планеты, имеют широкий спектр размеров, радиусы крупнейших тел достигают $\approx 1000 \text{ км}$ в зоне Юпитера и в несколько раз меньшего значения в зоне Сатурна (Дорофеева, Макалкин, 2004).

В новых моделях внутреннего строения Юпитера и Сатурна, согласующихся с данными наблюдений (Gudkova, Zharkov, 1999; Saumon, Guillot, 2004), получены меньшие массы ядер, особенно у Юпитера, ядро которого по массе не превышает $12 M_\oplus$, но может быть и менее $5 M_\oplus$. Эти результаты, а также укороченная шкала времени существования газопылевых околосветных дисков 3–10 млн лет (Haisch et al., 2001), стимулировали построение новых численных моделей образования Юпитера и Сатурна. Они учитывают уменьшение непрозрачности атмосферы из-за коагуляции и оседания пылевых частиц (Hubickyj et al., 2005), миграцию растущих планет (Alibert et al., 2005b) и эволюцию параметров протопланетного диска (солнечной небулы), включая уменьшение концентрации планетезималей в окрестности зародыша планеты в результате их вычерпывания соседними зародышами (Alibert et al., 2005b; Hubickyj и др., 2005). В этих моделях получены ядра Юпитера и Сатурна с массами $< 10 M_\oplus$, выросшие за 3–5 млн лет при начальной поверхностной плотности твердого вещества диска σ_p от 7 до 25 г/см^2 на 5 а.е.

Последующая аккреция газовых оболочек на эти ядра продолжалась от 10^4 – 10^5 лет (Рускол, Сафронов, 1998; Magni, Coradini, 2004; Coradini, Magni, 2006) до 10^6 лет (Alibert et al., 2005a, b; Papaloizou, Nelson, 2005a); за это время планеты могли получить почти всю свою массу. Однако процесс аккреции, особенно на последней стадии, мог происходить с замедлением по нескольким причинам. Первая и, возможно, важная из них —

фотоиспарение газа из околосолнечного диска, вызванное ультрафиолетовыми фотонами молодого Солнца, проходившего классическую стадию Т Тельца (*Shu et al.*, 1993; *Clarke et al.*, 2001). Этот процесс приводил к удалению водорода, увеличению отношения масс пыли и газа в небуле и уменьшению потока газа к планетам-гигантам с характерным временем 10 млн лет. Не исключено, что фотоиспарение диска происходило гораздо быстрее, за $\sim 10^5$ лет (*Alexander et al.*, 2006), после стадии существования диска 3–10 млн лет.

Другими возможными механизмами замедления аккреции газа на Юпитер и Сатурн являются пульсационная неустойчивость внешних слоев оболочки растущей планеты, перегрев оболочки падающими планетези-малями в процессе миграции планеты (*Magni, Coradini*, 2004; *Coradini, Magni*, 2006). Образование в зоне питания планеты кольца, обедненного газом из-за приливного взаимодействия планеты и диска, по результатам численного моделирования не приводит к существенному замедлению аккреции газа на планеты-гиганты (ссылки в работе *Canup, Ward*, 2002).

До удаления газа из протопланетного диска ультрафиолетовым излучением аккреция газа и аккумуляция твердых частиц и тел по мере вычерпывания вещества из ближайшей зоны могла идти за счет дальних зон протопланетного диска. Эти процессы могли продолжаться, замедляясь, в течение еще нескольких миллионов лет (*Safronov, Ruskol*, 1982; *Макалкин и др.*, 1999) или $< 1-2$ млн лет, если фотоиспарение газа существенно сократило время существования протопланетного диска. Последняя оценка длительности стадии медленной аккреции газа в настоящее время, возможно, более предпочтительна с учетом данных наблюдений околосолнечных дисков, позволяющих оценить верхний предел времени жизни газопылевого околосолнечного диска в пределах 10 млн лет (*Макалкин*, 2004).

3.5. Особенности формирования атмосфер планет

Основными параметрами моделей, количественно описывающих образование атмосфер Юпитера и Сатурна, являются (1) — состав летучих в ледяных планетези-малях, который зависит от $P-T$ -условий в регионе образования этих тел, и (2) — потенциальная масса льда воды, которая определяет возможную максимальную массу аккрецированных летучих. Она, как отмечалось выше, определяется значением H_2O/H_2 , которое, в свою очередь, зависит от принятых значений отношений CO/CH_2 и CO/CH_4 в газовой фазе протопланетного диска.

Так, в моделях (*Hersant et al.*, 2001) предполагалось, что планетези-мали, состав которых был сходен с составом комет, поступали с радиальных расстояний $\sim 20-40$ а. е. из региона пояса Койпера. Их существенный недостаток состоял в том, что они не объясняли обогащения атмосфер планет-гигантов инертными газами, поскольку при $T > 30$ К, характерных для указанного региона, водяной лед не мог аккумулировать инертные

газы в солнечной пропорции (Owen, Bar-Nun, 2001). Это обстоятельство учитывалось в моделях (Owen et al., 1999; Notesco et al., 2003), в которых предполагалось, что аккумуляция газов происходит за счет их сорбции аморфным льдом, при еще более низких температурах ($T < 30$ К) и на еще более дальних радиальных расстояниях ($r > 50$ а. е.). Но тогда возникла другая проблема — время образования и радиального транспорта ледяных планетезималей с $r > 50$ а. е. не должно было превышать время образования самого Юпитера, которое, согласно современным представлениям, было ~ 8 – 10 млн лет.

«Двухстадийный» механизм транспорта планетезималей из облака Оорта за время, соизмеримое со временем образования Юпитера, был предложен в работе (Ip, Fernandez, 2001). Согласно этой модели, предполагается, что ледяные тела образовались в облаке Оорта ($r > 50$ а. е., $T < 30$ К), затем попали в пояс Койпера, благодаря гравитационному влиянию растущего Урана и особенно Нептуна, а уже оттуда в зону питания Юпитера.

По мнению Оуэна (Owen et al., 1999), возможны следующие варианты решения этой проблемы:

- (1) Юпитер образовался на $r \sim 30$ а. е., а потом мигрировал до его теперешней позиции. Отчасти эти представления реализовались, например, в модели (Alibert et al., 2004).
- (2) Околосолнечный диск на $r \sim 5$ а. е. был значительно холоднее, чем это следует из современных P – T -моделей.
- (3) Ледяной материал сформировался в межзвездной среде при $T \sim 25$ К и попал в околосолнечный диск в зону питания Юпитера без потери всех содержащихся в нем летучих, включая инертные газы. Такой сценарий применительно к формированию комет как возможного источника летучих на Земле и Марсе обсуждается в работе (Notesco et al., 2003). В то же время в ряде работ (Lunine et al., 1991; Chick and Cassen, 1997), высказываются сомнения, что аморфный лед, образованный вне протопланетного диска, мог сохраниться, во-первых, при выпадении на его поверхность, а во-вторых, в самом диске, в котором на ранних стадиях эволюции на радиальных расстояниях ≤ 30 а. е. температуры превышали 30 К.

По-иному решается проблема образования ледяных планетезималей, содержащих летучие, в работах (Supulver, Lin, 2000; Gautier et al., 2001а, б; Hersant et al., 2004). В них предполагается, что такие планетезимали образовались непосредственно в зоне Юпитера. Так, в работе (Gautier et al., 2001) авторы, сообразуясь с условиями стабильности кристаллогидратов H_2S , Xe , CH_4 , N_2 , CO , Kr , Xe и Ar , а также гидрата NH_3 (Lunine, Stevenson, 1985), использовали P – T -модель допланетного диска (Hersant et al., 2001), согласно которой на радиальных расстояниях Юпитера в заключительный период его образования давления и температуры изменялись в пределах $P = 10^{-7}$ – 10^{-8} бар и $T = 50$ – 20 К.

Чтобы получить необходимое трехкратное обогащение углеродом и азотом, авторам модели (*Gautier et al.*, 2001) пришлось предположить, что в газовой фазе диска в зоне питания Юпитера (~ 5 а. е.) находилась лишь половина от общего содержания азота и 60 % углерода. Азот присутствовал в форме NH_3 , соотношение $\text{CO}/\text{CH}_4 = 5$, а CO_2 отсутствовал вообще. Предполагалось, что остальной азот и углерод входили в состав твердых органических соединений (углерод присутствовал также в виде микроскопических графитовых зерен), которые захватывались льдом. В результате в модели было получено, что для Юпитера соотношение $\text{H}_2\text{O}/\text{H}_2$ в 9 раз превышает солнечное, а это, в свою очередь, требует более чем двукратного обогащения водой протопланетного диска в области образования Юпитера. Отметим, что в модели (*Wong et al.*, 2004), основанной на предположении, что планетезимали, состоявшие из аморфного льда, образовались при $T < 40$ К (*Owen et al.*, 1999), также было получено обогащение атмосферы Юпитера водой, но в три раза меньшее.

Если в модели образования атмосферы Юпитера (*Gautier et al.*, 2001) для получения соответствия с экспериментальными данными варьировалось валовое содержание углерода и азота в газовой фазе в зоне питания планеты, то в модели образования атмосферы Сатурна этих же авторов (*Hersant et al.*, 2004) особенности ее состава объяснялись дефицитом воды. Более чем двукратное обеднение водой (в форме кристаллического льда H_2O) в зоне питания Сатурна, приводило, по мнению авторов, к тому, что клатраты CO и N_2 не образовывались, и аккумуляция летучих растущим Сатурном проходила только за счет аккреции клатратов CH_4 и H_2S , гидрата NH_3 , а также льда CO_2 . В результате был сделан вывод, что C/H на Сатурне должно в 15 раз превышать солнечное C/H , что, как оказалось впоследствии, противоречит экспериментальным данным «Кассини» о семикратном обогащении атмосферы Сатурна углеродом (*Flasar et al.*, 2005).

Аналогичная проблема возникла и с азотом. С одной стороны, если предположить, что в форме клатратов, помимо NH_3 , захватывался и N_2 , то получится обогащение Сатурна в 15 раз по сравнению с солнечным N/H , а обогащение Xe — в 17 раз. Поэтому авторы (*Hersant et al.*, 2004) полагали, что клатраты N_2 в зоне Сатурна из-за дефицита воды не образуются вовсе, но из этого предположения также следует, что атмосфера Сатурна практически не должна содержать инертные газы тяжелее Kg , что противоречит наблюдательным данным.

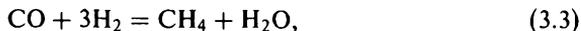
Близкие результаты были получены в работе (*Iro et al.*, 2003), согласно которым зона допланетного диска, где происходило образование Юпитера, должна была быть вдвое обогащена водой по сравнению с солнечной пропорцией, а зона питания Сатурна, напротив, должна была содержать только 40 % воды от солнечного. При этом предполагается 10-кратное обогащение атмосферы Юпитера водой относительно солнечной величины, а для атмосферы Сатурна — ≈ 6 -кратное обогащение. Близкое к последнему значению для обогащения атмосферы Сатурна водой было

получено в модели (*Visscher, Fegley, 2005*). В ней авторы рассчитали значение $\text{H}_2\text{O}/\text{H}_2$, используя равновесные расчеты и кинетические ограничения для микрокомпонентов атмосферы Сатурна — CO , PH_3 , и SiH_4 . Расчеты проводились для каждой системы в отдельности. В результате был получен интервал значений обогащения атмосферы Сатурна водой примерно в 2–6 раз по сравнению с солнечным обилием ($\text{H}_2\text{O}/\text{H}_2 = 8,96 \times 10^{-4}$), при этом суммарное обилие кислорода на Сатурне оценивается в 3,2–6,4 раза выше по сравнению с солнечным обилием, т. е. ниже, чем экспериментально определенное для С.

Таким образом, модели, в которых предполагается образование ледяных планетезималей непосредственно в зоне питания планет, предполагают неравномерное распределение содержания воды (льда H_2O) в протопланетном диске на $r > 5$ а. е., что делает их весьма уязвимыми для критики.

Эта проблема была частично преодолена в модели образования Юпитера (*Alibert et al., 2005c*), в которой также используется идея аккумуляции летучих соединений в форме клатратов ледяными планетезималями. Образование из этих планетезималей ядра планеты предполагается на $r \sim 9\text{--}14$ а. е., выбор значения r определяется принятой скоростью миграции зародыша планеты по направлению к Солнцу. Изменение $T\text{--}P$ -условий в эволюционирующем протопланетном диске, скорость роста планетезималей и их состав оценивались по модели (*Alibert et al., 2005d*). Авторы (*Alibert et al., 2005c*) также предположили, что на столь значительных расстояниях от Солнца состав газовой фазы газопылевого околозвездного диска не менялся и соответствовал среднему составу межзвездной молекулярной среды (*Gibb et al., 2004*): $\text{CO}_2 : \text{CO} : \text{CH}_4 = 30 : 10 : 1$ и $\text{N}_2 : \text{NH}_3 = 1$. Допущение, что CO_2 является основным углеродсодержащим соединением, образующим собственную конденсированную фазу при $T = 70\text{--}80$ К (рис. 3.4), позволяет существенно уменьшить массу аккрецированного Юпитером льда H_2O , которое необходимо для обеспечения экспериментально наблюдаемого обогащения атмосферы планеты углеродом. Она составила $11,3M_\oplus$ при общей массе аккрецированных льдов $25,4M_\oplus$ и суммарной массе тяжелых компонентов в Юпитере $42,3M_\oplus$, что согласуется с оценкой, полученной в модели внутреннего строения планеты (*Guillot et al., 2004*).

Тем не менее за счет дополнительного образования молекул H_2O при восстановлении аккрецированных CO_2 и CO в недрах планеты по реакциям



в итоге получается пятикратное, или, с учетом данных (*Wong et al., 2004*), четырехкратное обогащение Юпитера водой. Эта величина хоть и вдвое

меньше, чем в модели (Gautier et al., 2001), но пока экспериментально также не подтверждена.

Для аккумуляции указанного количества летучих в модели (Alibert et al., 2005c) необходимо двукратное обогащение О/Н газовой фазы протопланетного диска по сравнению с солнечной пропорцией, что также является слабым местом модели. Кроме того, в модели (Alibert et al., 2005c) суммарная масса льдов по отношению к массе породообразующих компонентов (лед/порода) составляет 1,5, что противоречит составу ледяных спутников Юпитера — Ганимеда и Каллисто, в которых массовое отношение лед/порода близко к единице (Kuskov, Kronrod, 2001, 2005).

В последние годы в связи с результатами миссии «Кассини—Гюйгенс» появились модели образования планет-гигантов, учитывающие не только экспериментальные данные по составу их атмосфер, но и информацию о составе атмосферы крупнейшего спутника Сатурна — Титана, а также последние данные по составу кометного вещества (см. гл. 1 и 14).

Одна из таких моделей — модель образования Сатурна (Hersant et al., 2008). В ней, как и в предшествующих работах этих авторов (Gautier et al., 2001; Hersant et al., 2004), рассматривается трехстадийная модель аккумуляции планеты-гиганта (Pollack et al., 1996) с дополнениями (Magni, Coradini 2004). Радиальное распределение P - T -условий в протопланетном диске определялось по (Hersant et al., 2001), а их изменение во времени по (Makalkin, Dorofeyeva, 1991). Состав газовой фазы протопланетного диска оценивался по данным о составе комет (Bockelée-Morvan et al., 2004; Gibb et al., 2003): $\text{CO}/\text{CH}_4 = 10$, $\text{CO}/\text{CO}_2 = 3$; $\text{N}_2/\text{NH}_3 = 10$, распределение серы между твердой и газовой фазами $S_{\text{летучая}}/S_{\text{тв.}} = 0,5$, а H_2S — основная содержащая серу газообразная частица. Предполагалось, что ледяные планетезимали, содержащие летучие, образовались в зоне образования Сатурна. В их состав, помимо льда H_2O , входили клатраты CH_4 , H_2S и AsH_3 , гидрат NH_3 , лед CO_2 . Молекулы CO и N_2 в состав планетезималей не входили, и поэтому были захвачены вместе с водородом на стадии гравитационного коллапса газа на ядро планеты. Полученные результаты в пределах погрешности соответствуют экспериментальным данным по обогащению атмосферы Сатурна углеродом, азотом, серой и мышьяком в соответствии с данными табл. 3.2. Кроме того, было получено обогащение Хе с фактором обогащения 19, при солнечном содержании Ag и Кг.

Оценка массы воды и значения О/Н на Сатурне проводилась с учетом реакций (3.3) и (3.4). Полагая, что на Сатурне отношение лед/порода = 1, авторы получили массу тяжелых элементов, равную 24,6 земных масс, что согласуется с моделями внутреннего строения Сатурна (см. раздел 3.3). Была также получена оценка нижнего предела обогащения О/Н, которое составляет 11,6 по отношению к солнечной пропорции, в предположении, что значение О/Н постоянно по всей толщине планеты. Расхождение полученной оценки О/Н с оценкой (Visscher, Fegley, 2005) авторы объясняют неопределенностью внутренней структуры Сатурна.

В основу модели образования атмосферы Сатурна (*Mousis et al.*, 2006a) были положены те же принципы, что и в модели (*Alibert et al.*, 2005a). В ней предполагалось, что образование ядра планеты происходит на $t \sim 12$ а.е. с последующей его миграцией в процессе аккреции планеты до $t = 9,8$ а.е. В модели принято $\text{CO}_2 : \text{CO} : \text{CH}_4 = 30 : 10 : 1$ и $\text{N}_2 : \text{NH}_3 = 1$, а лед/порода = 0,7, что вдвое ниже, чем в модели образования Юпитера (23 мас. % льдов по сравнению с 60 мас. %).

Чтобы обеспечить обогащение атмосферы Сатурна углеродом и азотом в $3,4 \pm 0,9$ и $3,1 \pm 0,6$ раз соответственно (как это было установлено наземными наблюдениями (*Kerola et al.*, 1997; *Briggs, Sackett*, 1989), солнечные обилия по (*Lodders*, 2003)), в процессе образования Сатурна необходимо было аккрецировать $5,6M_{\oplus}$ льдов, включая $2,5M_{\oplus}$ водяного льда. В результате этого $\text{O}/\text{H} = 5,4 \text{ O}/\text{H}_{\text{Solar}}$. Для остальных летучих, включая серу, предсказано обогащение \sim в 2,0–2,6 раза.

Отметим, что в рамках этой модели не удастся объяснить неравномерное обогащение атмосферы Сатурна углеродом и азотом, как это было установлено в результате эксперимента «Кассини». Обогащение С в 8,8 раза (*Flasar et al.*, 2005) приводит к обогащению всеми остальными летучими, включая азот, в 5–6,5 раз, а O/H возрастает в 13,9 раза по сравнению с солнечным отношением. Обеспечение такого количества летучих требует аккреции по крайней мере $14,4M_{\oplus}$ льдов, включая $6,6M_{\oplus}$ водяного льда, что превышает максимальную массу тяжелых элементов в оболочке (до $10M_{\oplus}$), по модели (*Saumon, Guillot*, 2004). Единственную возможность согласования наблюдательных данных и модельных расчетов авторы видят в предположении, что часть кислорода (воды) из-за несмесимости О и Н в процессе эволюции планеты оседало из оболочки в ядро, как это было предположено в работе (*Fortney, Hubbard*, 2003). В ней авторы предположили, что из-за возможной пониженной растворимости (частичной несмесимости) тяжелых элементов (здесь, как и в моделях внутреннего строения, под тяжелыми элементами подразумеваются элементы тяжелее Н и He) в области металлического водорода, они могут отделяться от водородно-гелиевой смеси и опускаться в ядро. Этот процесс в работе (*Fortney, Hubbard*, 2003) промоделирован на примере отделения и седиментации С, N и О, остающаяся в оболочке масса этих элементов благодаря конвекции однородно распределяется по всей толщине оболочки, включая молекулярную и металлическую части. В силу их наибольшего обилия, кислород и углерод считаются наиболее вероятными кандидатами для такой сепарации, поскольку вероятность выделения в отдельную фазу (отделение от водород-гелиевой смеси) экспоненциально зависит от концентрации отделяемого элемента.

Из представленного обзора видно, что пока не удастся создать численную модель, адекватно описывающую экспериментальные данные по внутреннему строению и составу атмосфер Юпитера и Сатурна и не противоречащую моделям внутренней структуры и динамики протопланетного

диска. Возможно, получение в ближайшие годы дополнительной информации о составе атмосфер Сатурна и его спутников Титана и Энцелада с помощью миссии «Кассини» в какой-то мере поможет в решении этого вопроса. Но уже сейчас очевидно, что модели образования Юпитера и Сатурна должны быть согласованы между собой, с моделями образования их регулярных спутников и комет. Все это делает задачу чрезвычайно сложной и требующей большого количества новой экспериментальной информации, и в первую очередь данных по содержанию воды в атмосферах планет-гигантов.

3.6. Заключение

Глава посвящена самым большим планетам Солнечной системы — двум газовым гигантам — Юпитеру и Сатурну. В первом разделе приведен обзор экспериментальных данных по составу атмосфер этих планет, полученных путем наземных наблюдений, но главным образом в результате космических экспедиций «Пионер-10», «Пионер-11», «Вояджер-1», «Вояджер-2», «Галилео» и «Кассини». Помимо основных компонентов — водорода и гелия, составляющих до 98 % атмосфер планет, в них обнаружены микрокомпоненты — метан, аммиак, вода, сероводород и некоторые другие. Экспериментальные исследования показали, что атмосфера Юпитера в 2–4 раза обогащена всеми летучими тяжелее неона. Обогащение атмосферы Сатурна не столь равномерно: от 2–3-кратного по азоту до 7–9-кратного по углероду относительно исходного («солнечного») состава допланетного диска. Такое обогащение не могло возникнуть в случае образования Юпитера и Сатурна путем прямой аккумуляции газопылевого вещества допланетного диска. Наиболее вероятным источником обогащения летучими атмосфер этих планет были ледяные планетезимали, содержавшие в своем составе в твердом состоянии, помимо льда H_2O , Ar, Kr, Xe, а также соединения C, N и S.

В разделе 3.2 подробно исследуется вопрос о возможном составе этих ледяных планетезималей и P – T -условиях их образования. Приводятся аргументы в пользу гипотезы клатратной формы аккумуляции в них летучих.

Следующий раздел посвящен моделям внутреннего строения Юпитера и Сатурна, которые позволяют получить ограничения на валовый состав планет. Имеющиеся экспериментальные данные характеризуют состав лишь верхних атмосфер, но их существенное обогащение летучими компонентами не может быть автоматически распространено на состав планет в целом. Анализ существующих моделей позволил заключить, что полная масса тяжелого компонента в Юпитере находится в интервале от 8 до $39 M_{\oplus}$, а массовая доля тяжелого компонента во всей планете — в интервале от 0,025–0,12. Это означает, что Юпитер обогащен тяжелым компонентом по сравнению с составом протопланетного диска (с учетом

неопределенности состава диска) как минимум в полтора раза, а максимум в 8 раз с более вероятным обогащением в 3–6 раз по сравнению с солнечной пропорцией.

В Сатурне, согласно построенным моделям, полная масса тяжелого компонента составляет $(13\text{--}28) M_{\oplus}$, его массовая доля 0,14–0,29, а обогащение элементами тяжелее гелия — от 7 до 19 раз по сравнению с солнечной пропорцией.

Эти результаты являются важными ограничениями при построении моделей образования Юпитера и Сатурна. В разделе 3.4 были рассмотрены альтернативные модели образования Юпитера и Сатурна. Согласно первой (двухстадийной) модели, сначала образуется твердое ядро планеты-гиганта, которое по мере своего роста становится центром гравитационного притяжения для аккреции большой массы газа из окружающей области протопланетного диска. Вторая модель предполагает гравитационную неустойчивость газопылевого протопланетного диска, в результате которой он разбивается на массивные газопылевые сгущения. Затем, под действием собственного тяготения сгущения сжимаются, и превращаются сначала в гигантские газовые протопланеты, а затем и в планеты-гиганты. Наблюдательные и теоретические данные о Солнечной системе, внесолнечных планетных системах и околозвездных дисках приводят к выводу, что образование планет-гигантов в Солнечной системе, как и планет-гигантов вокруг звезд солнечного типа, вероятнее всего происходило по двухстадийной схеме.

В заключительном разделе главы рассмотрены модели формирования атмосфер Юпитера и Сатурна. Основными параметрами таких моделей являются состав летучих в ледяных планетезималиях, который зависит от $P\text{--}T$ -условий в регионе образования этих тел, и потенциальная масса льда воды, которая определяет возможную максимальную массу аккрецированных летучих. Показано, что в рамках существующих моделей пока не удается согласовать эти два параметра таким образом, чтобы они не противоречили ни экспериментальным данным по составу атмосфер, ни модельным представлениям о составе, внутренней структуре и динамике протопланетного диска. Подчеркивается, что в свете современных данных и представлений модели образования Юпитера и Сатурна должны быть согласованы не только между собой, но и с моделями образования их регулярных спутников, а также с моделями образования комет. Для решения этой чрезвычайно сложной задачи требуется большое количество новой экспериментальной информации, и в первую очередь данных по содержанию воды в атмосферах планет-гигантов.

Образование регулярных спутников Юпитера и Сатурна в околопланетных аккреционных дисках

4.1. Протоспутниковые аккреционные диски Юпитера и Сатурна. Обзор современных моделей. Обоснование выбора модели

Исследования систем Юпитера и Сатурна стали быстро развиваться после запусков космических аппаратов «Пионер» и «Вояджер». В последние годы мощный импульс к продолжению исследований дали полеты КА «Галилео» и «Кассини—Гюйгенс», которые позволили получить новые данные о химическом составе и физических полях этих планет и их спутников, а также новые данные для построения моделей их внутреннего строения. Современная информация о строении и составе регулярных спутников планет-гигантов изложена в последующих главах книги.

Новейшие исследования Юпитера и Сатурна с их спутниками дали новый импульс для исследования происхождения этих важных подсистем Солнечной системы, что является одной из фундаментальных проблем планетологии и планетной космогонии. Для решения этой задачи большое значение имеют также новые астрономические данные (см. гл. 2), полученные с помощью наблюдений газопылевых дисков вокруг молодых звезд солнечного типа и внесолнечных планетных систем. В силу наблюдательной селекции (связанной с техническими ограничениями) пока обнаружены только крупные внесолнечные планеты, масса которых в десять и более раз превышает массу Земли. Наблюдения околопланетных дисков и внесолнечных планет привели к построению теоретических моделей образования внесолнечных планетных систем и способствовали лучшему пониманию образования Солнечной системы в целом и планет-гигантов в ней. Они имели также большое значение для построения новых моделей образования систем регулярных спутников планет-гигантов в Солнечной системе, в особенности спутниковых систем Юпитера и Сатурна.

Об образовании галилеевых спутников Юпитера и регулярных спутников Сатурна в дисках вокруг своих планет с определенностью говорят их круговые орбиты, расположенные в экваториальной плоскости той и

другой планеты, совпадение направления их орбитального движения с направлением вращения планет и расстояния между орбитами спутников, регулярно возрастающие с удалением от планет. Именно за эти свойства спутники получили название *регулярных*.

На образование галилеевых спутников совместно с Юпитером указывает и распределение их средней плотности. Чем больше расстояние между планетой и спутником, тем меньше его средняя плотность (от $\sim 3,5$ г/см³ для Ио до $\sim 1,8$ г/см³ у Каллисто). В моделях, которые подробно рассматриваются в последующих главах книги, будет показано, что уменьшение плотности регулярных спутников связано с увеличением содержания в них воды — от нуля в безводной Ио, до 6–9 % в Европе и 46–48 % в Ганиমেде, и до 49–55 % в Каллисто (Kuskov, Kronrod, 2001, 2005).

У Сатурна, расположенного дальше от Солнца и имеющего меньшую массу, чем Юпитер, регулярные спутники, при отмеченных выше характерных особенностях орбит, не проявляют монотонного изменения плотности и содержания водяного льда с расстоянием от планеты.

По свойствам орбит, а для Юпитера и по регулярному увеличению содержания летучих с удалением от планеты, системы регулярных спутников очень напоминают уменьшенную Солнечную систему, что свидетельствует о сходстве процессов их образования.

Из моделей внутреннего строения галилеевых спутников Юпитера (Kuskov, Kronrod, 1998, 2003а, б; Kuskov, Kronrod, 2000, 2001, 2005), также следует одинаковое отношение содержаний железа и кремния (Fe/Si) во всех спутниках, которое меньше «солнечного», но близко к такому отношению в обыкновенных L/LL-хондритах. Для последних, как известно, характерно обеднение железом: отношение Fe/Si (по числу атомов) колеблется в пределах 0,5–0,6 (табл. 6.4) при солнечном Fe/Si $\sim 0,8$ –0,9 (табл. 1.8).

Основные особенности химического состава регулярных спутников должны найти отражение в моделях их образования. Кроме того, эти модели не должны вступать в противоречие с экспериментально определенными данными о составе атмосфер Юпитера и Сатурна, которые свидетельствуют о значительном их обогащении всеми элементами тяжелее неона (табл. 3.1, 3.2).

Такие модели, удовлетворяющие космохимическим ограничениям, согласованные с моделями внутреннего строения регулярных спутников Юпитера и с новыми данными по составу атмосферы Титана — крупнейшего спутника Сатурна, рассматриваются в данной главе наряду с особенностями поведения летучих в процессе образования вещества регулярных спутников Юпитера и Сатурна.

Было предложено несколько типов моделей образования регулярных спутников Юпитера и Сатурна. Общим для них является то, что во всех предполагается образование регулярных спутников в протоспутниковом диске, т. е. в уплощенном образовании, вращающемся вокруг планеты, содержащем пылевые частицы и (в большинстве, но не во всех моделях)

газ. Наибольшее количество авторов, и мы в том числе, придерживаемся модели, согласно которой протоспутниковый диск является аккреционным (понятие аккреционного диска в применении к протопланетным дискам рассмотрено во второй главе). Модели протоспутниковых аккреционных дисков Юпитера и Сатурна подробно рассматриваются ниже.

Среди моделей других типов одна (*Pollack, Reynolds, 1974; Korykansky et al., 1991*) предполагает, что планета (Юпитер или Сатурн), в процессе своей аккреции очень горячая и имеющая очень большой объем, начинает остывать и сжиматься уже после потери газа из протопланетного околосолнечного диска (солнечной туманности). По мере сжатия планеты, внешние экваториальные слои оболочки, имеющие наибольший удельный угловой момент, «сбрасываются», образуя вокруг планеты диск, который должен содержать достаточное количество тяжелого компонента (породообразующих соединений и льдов) для образования спутника. С учетом наблюдаемого трехкратного обогащения атмосферы Юпитера «ледяным» компонентом, масса диска должна составлять не менее 3 % массы Юпитера. Такой диск в современных терминах называют массивным (*Макалкин и др., 1999; Canup, Ward, 2002*). Однако модель массивного протопланетного диска сталкивается с трудностями (*Макалкин и др., 1999; Canup, Ward, 2002*), непреодолимыми на настоящий момент, как и аккреционные модели, приводящие к массивному диску. Трудности массивных моделей отмечаются ниже.

Еще одна модель — модель коаккреции — предполагает образование протоспутникового диска при соударениях планетезималей и более мелких тел внутри сферы гравитационного влияния планеты (ее сферы Хилла). Оценки (*Рускол, 2006*) показывают, что если в диске не было достаточно большого количества газа, то захват планетезималей в диск при соударениях не мог обеспечить необходимую массу спутников. Однако этот процесс, вероятно, был важен для захвата нескольких тел размерами не менее нескольких десятков километров, которые послужили зародышами или «ядрами», на которые затем происходила аккреция пыли и мелких планетезималей, приведшая к образованию спутников (*Рускол, 2006; Макалкин, Дорофеева, 2006*). Кроме того, процесс коаккреции, по-видимому, был основным механизмом образования нерегулярных спутников, расположенных дальше от планеты, чем регулярные спутники, и характеризующихся большими значениями эксцентриситетов и наклоном орбит (*Canup, Ward, 2002*).

Наконец, существует еще модель протоспутникового диска, образованного в результате мегаимпакта — соударения планеты с телом меньших, но тоже огромных планетных размеров. Возможно, что эта модель подходит для описания происхождения спутников Урана, но более других она разработана для образования Луны (*Canup, Ward, 2002*), хотя и здесь встречается с определенными трудностями (*Боярчук и др., 1998; Галимов, 1995, 2004а*), которые многократно возрастают при попытке применения этой модели для объяснения образования спутников Юпитера и Сатурна.

Наиболее разработанной и наиболее принятой научным сообществом в настоящее время является модель образования регулярных спутников Юпитера и Сатурна в аккреционном диске. Диск называют аккреционным, чтобы подчеркнуть, что на него шла аккреция газа и твердых частиц (пыли), увлекаемых газом, из окружающей области солнечной туманности и в то же время из него шла аккреция вещества на центральную планету — Юпитер или Сатурн. В этом смысле диски Юпитера и Сатурна были подобны протопланетному аккреционному диску вокруг молодого Солнца, рассмотренному во 2-й главе.

Одной из причин популярности модели протоспутникового аккреционного диска для описания формирования регулярных спутников Юпитера и Сатурна является упомянутое выше подобие свойств планетной и спутниковых систем. При этом аккреционная модель для протопланетного диска хорошо подтверждается наблюдениями протозвезд и молодых звезд солнечного типа с дисками — так называемых классических звезд типа Т Тельца, которые свидетельствуют об аккреции вещества из остаточной аккреционной оболочки на диск, а из диска на центральную звезду (*Calvet et al.*, 2000) (см. раздел 2.1). Это является дополнительным аргументом, наряду с другими (*Canup, Ward*, 2002), в пользу моделей протоспутниковых дисков Юпитера и Сатурна как аккреционных.

Первая модель аккреционного диска Сатурна была построена в работе (*Coradini, Magni*, 1984), в которой был предложен новый подход к построению моделей протоспутниковых дисков, развиваемый рядом авторов в последующих работах; однако рассчитанные температуры были слишком высокими из-за предполагавшегося авторами очень большого потока массы на диск из солнечной туманности (небулы). Затем этот подход был развит другими авторами при построении моделей аккреционных дисков Юпитера (*Макалкин и др.*, 1999; *Дорофеева, Макалкин*, 2003; *Canup, Ward*, 2002; *Mousis, Gautier*, 2004; *Alibert et al.*, 2005) и Сатурна (*Mousis et al.*, 2002; *Alibert, Mousis*, 2007). Во всех этих работах предполагается, что регулярные спутники образовались в аккреционном газопылевом диске, окружающем планету, на поздней стадии ее аккреции. В то же время имеется существенное различие в подходах.

В работах (*Coradini, Magni*, 1984; *Макалкин и др.*, 1999; *Canup, Ward*, 2002) предполагается, что аккреционный поток вещества через протоспутниковый диск на планету определяется темпом аккреции из окружающей зоны солнечной небулы в сферу Хилла (сферу гравитационного действия планеты), т. е. взаимодействием протопланетного и протоспутникового дисков. Такой подход предполагает, что планета с протоспутниковым аккреционным диском является открытой системой. Для обоснования открытости этой системы имеются веские аргументы. Характерные времена охлаждения и динамической (вязкой) эволюции протоспутникового диска, оценка которых приводится ниже, составляют порядка 10^3 лет для дисков Юпитера и Сатурна, а характерное время динамической эволюции

протопланетного диска в 100–1000 раз больше. Следовательно, протоспутниковые диски успевают прийти к тепловому и динамическому равновесию раньше, чем изменятся потоки массы на диск из окружающей области протопланетного диска (солнечной туманности). Это дает основания рассчитывать параметры диска в стационарном приближении, точнее, квазистационарном, поскольку оно позволяет учитывать медленное изменение потока массы на диск (Макалкин, Дорофеева, 2006). В протоспутниковом диске масса твердого вещества, содержащегося в пылевых частицах и планетезималиях в каждый момент времени, может быть существенно меньше массы спутников, которые должны образоваться в конце эволюции диска. Однако это не препятствует образованию спутников, поскольку скорость их аккреции определяется массой твердого (пылевого) вещества, поступающего в зону формирования каждого спутника в единицу времени, т. е. радиальным аккреционным потоком массы (темпом аккреции) твердого вещества (состоящего из пылевых частиц и более крупных тел) через диск на расстоянии r от планеты

$$\dot{M}_{db} = 2\pi r(\sigma_d V_{rd} + \sigma_b V_{rb}),$$

где σ_d и V_{rd} — поверхностная плотность и радиальная скорость пылевых частиц и мелких тел в протоспутниковом диске, двигающихся вместе с газом, σ_b и V_{rb} — те же характеристики, но для более крупных тел, имеющих более высокую скорость радиальной миграции. Основную долю твердого вещества, как показывают оценки (Рускол, 2006), в протоспутниковом диске составляют частицы и мелкие тела. Масса того или иного регулярного спутника M_s набирается в конце процесса аккреции длительностью τ_a , которая связана с потоком твердого вещества соотношением

$$\tau_a = \frac{M_{db}}{\xi \dot{M}_{db}}, \quad (4.1)$$

где ξ — коэффициент аккреции, представляющий вероятность аккреции частиц и тел растущим спутником ($\xi < 1$), M_{db} — суммарная масса твердого вещества (в виде мелких частиц и крупных тел), которая пошла на образование регулярных спутников. В M_{db} входит и масса водяного льда, не вошедшая в состав спутников из-за испарения в ударных процессах и во внутренней, более теплой части протоспутникового диска (последнее относится к диску Юпитера). Если приближенно положить

$$\dot{M}_{db} \equiv f \dot{M} \approx X_d \dot{M},$$

где \dot{M} — полный поток (темп аккреции) газа, т. е. предположить, что поступающее твердое вещество находится в стандартной космической пропорции с газом, то легко убедиться, что при потоке $\dot{M} \sim 10^{-7} M_p/\text{год}$, где M_p — масса Юпитера или Сатурна, за время $\tau_a \sim 10^6$ лет в регулярных спутниках успевает аккумулироваться масса, равная сумме масс регулярных спутников, даже при достаточно низком коэффициенте аккреции

$\xi \sim 0,2$, представляющем собой коэффициент полезного действия процесса образования (аккумуляции) спутников. Порядка 80 % массы твердого вещества, не вошедшие в состав спутников, в виде пыли и мелких планетезималей выпадают вместе с газом на планету, частично испаряясь вблизи нее.

Альтернативный подход (Coradini et al., 1995; Mousis et al., 2002; Mousis, Gautier, 2004; Alibert et al., 2005; Alibert, Mousis, 2007) предполагает, что на стадии формирования спутников аккреция вещества из солнечной туманности на протоспутниковый диск закончилась, так как газ из внутренней части туманности выпал на Солнце, а из остальной части был рассеян мощным ультрафиолетовым излучением молодого Солнца. После этого протоспутниковый диск (субнебула) эволюционирует как самостоятельный, изолированный вязкий диск, подобный вязким дискам вокруг звезд типа Т Тельца (Lynden-Bell, Pringle, 1974; Макалкин, Дорофеева, 1995). При этом из-за малости характерного времени охлаждения и времени вязкой эволюции ($\sim 10^3$ лет для дисков Юпитера и Сатурна) диск быстро теряет температуру и плотность, охлаждаясь на 100 К за 10^4 лет на расстоянии 20–30 планетных радиусов, как следует из моделей (Alibert et al., 2005; Alibert, Mousis, 2007). Это время в 10–100 раз меньше времени аккреции спутников τ_a в соответствии с оценками (Canup, Ward, 2002; Дорофеева, Макалкин, 2004). К тому же очень мала вероятность аккумулялировать необходимую массу вещества в таком спутнике, как Титан, тем более что космохимические ограничения, вытекающие из состава его атмосферы, обуславливают довольно узкий интервал температур его образования (подробнее эти ограничения рассматриваются ниже). Кроме того, простые оценки показывают, что в этих моделях, как и в более ранней модели (Mousis, Gautier, 2004), недостаточно массы твердого вещества для образования спутников.

Имеются данные о том, что при многих общих чертах процессы образования спутников в околопланетных дисках имели и существенные отличия от образования планет в околосолнечном протопланетном диске (Макалкин, Дорофеева, 2006; Рускол, 2006). Среди процессов планетообразования в протопланетном диске, рассмотренных в гл. 2 (разделе 2.4), важную роль играла гравитационная неустойчивость плотного пылевого слоя в средней плоскости диска, в результате которой слой разбился на пылевые сгущения, а из них в процессе объединения и постепенного сжатия образовались допланетные тела — планетезимали. В протоспутниковых дисках планет-гигантов пылевые сгущения не могли образоваться, так как не выполнялись два условия, необходимые для возникновения гравитационной неустойчивости пылевого слоя. Первое условие (Сафронов, 1969) — достижение критической плотности ρ_{cr} в пылевом слое. Оно не выполняется в дисках Юпитера и Сатурна из-за слишком большого значения этого параметра (например, в диске Сатурна $\rho_{cr} \approx 1,6 \times 10^{-4}$ г/см³ на расстоянии $20 R_{Sat}$), из которого следует чрезвычайно малая критическая толщина пылевого слоя: $H_{cr} \approx 20\text{--}1000$ м. Значительная неопределен-

ность в оценке $H_{cr} = \sigma_d / \rho_{cr}$ связана с неопределенностью поверхностной плотности пылевой компоненты вещества диска σ_d , которая из моделей, представленных ниже, получается в интервале $\sigma_d = 0,1-5 \text{ г/см}^2$. Второе условие, которое также не выполняется в протоспутниковых дисках, это уменьшение относительной скорости пылевых частиц до критического значения c_{cr} (Toomre, 1964) в пылевом слое. В диске Сатурна на расстоянии $20R_{Sat}$, например, получается $c_{cr} \approx 0,003-0,3 \text{ см/с}$. Отметим, что указанные значения H_{cr} и c_{cr} гораздо меньше таковых в протопланетном диске.

Эти критические значения H_{cr} и c_{cr} в протоспутниковых дисках не могли быть достигнуты, так как движение газа и частиц в них постоянно возмущалось планетезималиями и газопылевыми потоками, которые под действием гравитационного поля Юпитера или Сатурна с большой скоростью влетали в сферу Хилла планеты и падали на диск. В результате газ, пыль и мелкие тела тормозились веществом диска и захватывались, а крупные планетезимали пролетали сквозь диск. Эти процессы приводили к сильной турбулизации движений газа в диске, поэтому не только пылевые частицы, но даже крупные метровые тела не могли осесть к средней плоскости диска, в котором, следовательно, не могла произойти гравитационная неустойчивость и образоваться пылевые сгущения. Таким образом, в протоспутниковых дисках планетезимали не могли сформироваться из пылевых сгущений. Эксперименты и теория не подтверждают и образование планетезималей размером $R \geq 0,1 \text{ км}$ путем объединения более мелких тел при парных столкновениях (см. раздел 2.4).

Однако в протоспутниковые диски могли захватываться готовые планетезимали, образованные в протопланетном диске (солнечной туманности) (Safronov et al., 1986; Makalkin et al., 2005; Рускол, 2006). При столкновении двух крупных планетезималей в окрестности планеты большая часть энергии их движения переходит в тепло, часть тратится на дробление. При этом тела переходят с гелиоцентрических орбит на планетоцентрические и, пересекая диск на каждом обороте вокруг планеты, постепенно уменьшают наклон своей орбиты и захватываются диском. По оценке Е. Л. Рускол (2006), в диск Юпитера за 2×10^4 лет могло быть захвачено ~ 10 планетезималей диаметром $\sim 100 \text{ км}$, а в диск Сатурна за такое же время — лишь ~ 1 . При этом могло быть захвачено большее количество планетезималей меньших размеров. Важно, что суммарная масса крупных планетезималей, захваченных за все время образования спутников ($\leq 10^6$ лет) благодаря взаимным неупругим столкновениям, составляет лишь $\sim 1\%$ суммарной массы регулярных спутников Юпитера и $\sim 0,3\%$ суммарной массы регулярных спутников Сатурна.

Захваченные протоспутниковым диском крупные планетезимали, начиная от километровых размеров, были способны своим тяготением удерживать мелкие тела и пыль. Они играли большую роль в образовании зародышей спутников, поскольку были теми «ядрами конденсации», на которые затем происходила аккреция пыли и малых тел. Однако из-за малости

своей суммарной массы захваченные планетезимали не могли определять скорость аккреции спутников, их массы и химический состав. Масса спутников набиралась за счет пыли и мелких тел размерами не более нескольких метров. Вместе с газом эти частицы и тела падали на диск и захватывались им благодаря трению о газ, а затем в большом количестве поглощались планетезималиями и служили основным материалом для аккреции спутников (Canup, Ward, 2002; Рускол, 2006; Макалкин, Дорофеева, 2006). При этом скорость аккреции спутников определялось темпом поступления твердых тел и частиц в диск и выражалась формулой (4.1).

Этот результат не согласуется с предположением (Harris, Kaula, 1975), что спутники образовались полностью из планетезималей, захваченных в диск с гелиоцентрических орбит. Сценарий, в котором планетезимали захватывались в протоспутниковый диск не столько путем столкновений друг с другом («свободно-свободные» столкновения) и телами, принадлежащими диску («свободно-связанные» столкновения), сколько за счет торможения пылевых частиц и мелких тел газом, находящимся в диске (Макалкин, Дорофеева, 2006; Рускол, 2006), представляется более реальным.

После захвата в протоспутниковый диск зародышей дальнейший процесс аккреции спутников был подобен процессу аккреции планет в протопланетном диске. Протоспутниковые планетезимали объединялись при парных столкновениях. Сечение столкновения, увеличенное благодаря гравитационному полю сталкивающихся тел, было особенно большим при столкновении тел с крупнейшим из них — растущим зародышем спутника. В результате зародыши спутников росли быстрее других тел. Время аккреции составляет от 10^5 лет для Ио до 10^6 лет для Каллисто (Дорофеева, Макалкин, 2004). Эти времена по порядку величины оказываются меньше или совпадают с характерным временем изменения параметров протопланетного диска — солнечной небулы, т. е. масштабом времени его эволюции на завершающей стадии формирования Юпитера и Сатурна $\tau_{sn} \sim 10^5 - 10^6$ лет (Макалкин, Дорофеева, 1995, 1996; Дорофеева, Макалкин, 2004).

Поэтому полное время образования спутников определяется продолжительностью поступления в протоспутниковый диск пылевых частиц и небольших тел ($\lesssim 10$ м), которые поступали в диск из солнечной небулы вместе с газом и принесли в спутники основную долю их массы. Последнее же время определяется темпом поступления твердого вещества в диск и выражается уравнением (4.1) и длительностью такого поступления, совпадающего по порядку величины с характерным временем эволюции солнечной небулы $\tau_{sn} \sim 10^5 - 10^6$ лет.

Таким образом, в течение всего времени аккреции регулярных спутников, они вычерпывали мелкие тела и частицы, которые образовались в солнечной небуле — протопланетном диске. Затем вместе с газом и/или с его помощью они поступили (были захвачены) в протоспутниковый диск и претерпели там частичное (фракционное) испарение. Их первоначальный валовый химический состав определялся T – P -условиями

в протопланетном диске (подробнее см. гл. 3). Температуры в нем были к этому времени весьма низки (< 100 К), поэтому в состав захваченных частиц и тел, помимо порообразующих компонентов, входили еще и летучие, в том числе льды H_2O и CO_2 , твердый кристаллогидрат аммония $\text{NH}_3 \cdot \text{H}_2\text{O}$, клатрат сероводорода (рис. 3.3), а возможно, и другие. Попав в протоспутниковый диск, твердые частицы и тела, двигаясь вокруг планеты вместе с газом, из-за процессов трения о газ постепенно уменьшали радиус орбиты и приближались к планете. При этом диссипация турбулентности и другие источники энергии, подробно рассматриваемые в следующем разделе, приводили к нагреву газа и твердого вещества. В случае диска Сатурна нагрев твердых частиц и тел приводил к частичной или полной потере летучих, и прежде всего таких, как инертные газы, СО и метан, имеющих крайне низкие температуры устойчивости их клатратов (см. рис. 3.4). В случае диска Юпитера, вероятно, терялись все летучие, а во внутренних его зонах еще и лед H_2O .

Очевидно, что именно $T-P$ -условия в протоспутниковом диске в области образования регулярных спутников оказывали решающее влияние на содержание в твердых телах, выпадающих на зародыши спутников, летучих компонентов. В связи с этим чрезвычайно важны данные о химическом составе атмосферы Титана и водных плюмов Энцелада, полученные в ходе проведения миссии «Кассини—Гюйгенс» (подробнее см. гл. 14). Во-первых, они позволяют наложить ограничения на $T-P$ -условия в протоспутниковом диске Сатурна во время образования в нем этих спутников. Во-вторых, мы использовали их для уточнения ряда других параметров, позволяющих прояснить картину образования Сатурна с протоспутниковым диском.

Основные ограничения на модели протоспутникового диска Юпитера следуют из моделей внутреннего строения галилеевых спутников (*Kuskov, Kronrod, 2001, 2005*). Распределение содержания воды в спутниках позволяет оценить положение фронта конденсации водяного льда в протоспутниковом диске.

К сожалению, момент инерции Титана пока неизвестен, хотя продолжающаяся работа КА «Кассини» на орбите вокруг Сатурна, вероятно, позволит его рассчитать в ближайшие годы. Тем не менее уже сейчас данные о химическом составе атмосферы Титана позволяют наложить ограничения на интервал температур в области образования Титана, в отличие от диска Юпитера, для модели которого единственным температурным ограничением является кривая конденсации-испарения льда воды.

Так же как авторы многих работ, начиная с (*Harris, Kaula, 1975*), мы предполагаем, что регулярные спутники образовались в аккреционных дисках (субнебулах) Юпитера и Сатурна на поздней стадии аккреции планет. Такая модель была построена для диска вокруг молодого Юпитера (*Макалкин и др., 1999*) по аналогии с численными двумерными моделями аккреционного протопланетного диска вокруг молодого Солнца,

разработанными ранее (Макалкин, Дорофеева, 1995, 1996). Все эти модели подробно изложены в книге (Дорофеева, Макалкин, 2004). Позже была построена модель аккреционного диска Сатурна, удовлетворяющая космохимическим ограничениям на температуру в диске, полученным с помощью зонда «Гюйгенс» (Макалкин, Дорофеева, 2006).

В пользу того, что регулярные спутники Юпитера и Сатурна образовались именно на самой поздней стадии аккреции планет, имеются очень веские аргументы (Harris, Kaula, 1975; Coradini et al., 1995; Макалкин и др., 1999; Canup, Ward, 2002; Mousis et al., 2002; Alibert et al., 2005; Макалкин, Дорофеева, 2006; Alibert, Mousis, 2007). Один из аргументов — это вывод о выпадении на планету спутников, сформировавшихся в протоспутниковом диске на более ранней стадии аккреции планеты. Выпадение спутника на планету происходит в результате его радиальной миграции к планете согласно следующему механизму (миграция I типа). Спутник возбуждает волны плотности в резонансах Линдблада, реакция которых на спутник заключается в создании крутящего момента, вызывающего уменьшение орбитальной скорости и радиальную миграцию спутника к центру диска (Canup, Ward, 2002). Из приведенной в этой статье оценки выживания спутников Юпитера получается, что сохранившиеся спутники образовывались в аккреционном диске, когда планета набирала последние несколько процентов своей массы. Если предположить, что все аккрецируемое планетой вещество проходит через диск, то на стадии образования регулярных спутников планета набирает $\sim 2\%$ своей массы, что представляет собой оценку по минимуму.

В статье (Canup, Ward, 2002) приведены также очень веские аргументы против модели массивного протоспутникового диска, которая до недавнего времени была наиболее распространенной. В этой модели предполагалось, что в протопланетном диске в начале процесса аккреции спутников находилась масса твердого вещества, равная суммарной массе регулярных спутников или превышающая ее. К моделям этого типа относятся упоминавшиеся выше модели (Pollack, Reynolds, 1974; Korykansky et al., 1991), а также известные статические модели дисков (Prinn, Fegley, 1981; Lunine, Stevenson, 1982). К массивным моделям относится также модель второго типа (модель 2) (Макалкин и др., 1999; Дорофеева, Макалкин, 2003, 2004), в которой получены высокие температуры в диске. Все эти модели характеризуются высокой температурой, плотностью и давлением (≥ 1 бар) во внутренней части диска. Почти все основные недостатки массивных моделей, которые вынуждают отказаться от них, приведены в работе (Дорофеева, Макалкин, 2004; Canup, Ward, 2002). Остановимся лишь на некоторых из них. Среди основных проблем, стоящих перед массивной моделью — слишком быстрое образование спутников ($\lesssim 10^3$ лет) при очень большом времени вязкой эволюции диска ($> 10^6$ лет). За такое время спутники успевают мигрировать к центру диска по механизму миграции I типа, изложенному выше, который для массивных спутников

может подкрепляться механизмом II типа, и упасть на планету. Кроме того, известные механизмы рассеяния (диссипации) газа не позволяют удалить газ из такого массивного диска даже за время существования Солнечной системы (Макалкин, Рускол, 2003). Отметим еще, что фракционная потеря железа (зависящая от радиального расстояния) из массивного диска при высоких температурах, полученная в модели 2 (Дорофеева, Макалкин, 2003, 2004) не подтверждается изохимическими моделями состава галилеевых спутников (Кронрод, Кусков, 2006; Kuskov, Kronrod, 2001).

Астрономические наблюдения позволяют наложить ограничение сверху на длительность процесса образования спутников. Она не может быть больше или порядка времени жизни газопылевого протопланетного диска, которое, если ориентироваться по временам жизни газопылевых дисков вокруг молодых звезд солнечного типа, было от 3 до 10 млн лет (Haisch et al., 2001). Для околосолнечного протопланетного диска большинство исследователей считают предпочтительным время жизни ~ 10 млн лет, согласующееся с обнаружением аккреционных протопланетных дисков у звезд Т Тельца с таким возрастом (Muzerolle et al., 2000). Время жизни солнечной небулы ~ 10 млн лет согласуется также с продолжительностью аккреции планет-гигантов, которая по теоретическим данным и модельным расчетам, обсуждавшимся в разделе 3.4, составляет не менее 3–8 млн лет для Юпитера и 5–10 млн лет для Сатурна. Из сопоставления этих времен следует, что продолжительность образования регулярных спутников Юпитера и Сатурна едва ли может по порядку величины превышать 1 млн лет. Ограничение снизу на продолжительность процесса образования спутников, по мнению (Canup, Ward, 2002), получается из неполной дифференциации Каллисто, что предполагает время ее аккреции $\geq 10^5$ лет.

Ряд важных аспектов образования регулярных спутников Юпитера и Сатурна обсуждаются в квазистационарной модели (Mosqueira, Estrada, 2003), однако в них диск не рассматривается как аккреционный, не учитывается поток массы через диск, поэтому их трудно сопоставить с вышеупомянутыми моделями и согласовать с эволюцией солнечной небулы.

Кратко сформулируем основные особенности моделей протоспутникового аккреционного диска, рассматриваемые нами в данной книге.

1. Диск рассматривается как открытая система, параметры которой непосредственно зависят от величины полного потока массы газопылевого вещества, поступающего в диск из окружающей области солнечной небулы (протопланетного диска).
2. Включены четыре источника нагрева диска: вязкая диссипация, аккреция вещества на диск, излучение молодой планеты и тепловое излучение окружающей области солнечной небулы.
3. Учитываются космохимические ограничения на температуру и химический состав вещества в дисках Юпитера и Сатурна.

4. Учитывается зависимость непрозрачности от температуры диска, химического состава, различной степени обогащения пылью и размеров пылевых частиц.
5. Учитывается рост пылевых частиц через изменение непрозрачности вещества диска.
6. Производится расчет не только радиальной, но и вертикальной структуры диска.

4.2. Модели аккреционных протоспутниковых дисков Юпитера и Сатурна: основные уравнения и входные параметры

Ниже излагается математическая постановка задачи моделирования протоспутниковых аккреционных дисков Юпитера и Сатурна по работе (Макалкин, Дорофеева, 2006). Мы также анализируем важные исходные данные для построения моделей. Особую роль играют космохимические данные, позволяющие наложить ограничения на область возможных изменений параметров моделей.

В смысле математической постановки задачи модель протоспутниковых дисков Юпитера и Сатурна аналогична модели протопланетного диска, представленной в разделе 2.3.2.

При построении моделей строения протоспутникового диска будем использовать такие же обозначения, как и для протопланетного диска, но теперь они будут относиться к дискам Юпитера и Сатурна. Температура, давление и плотность в средней плоскости диска обозначаются нижним индексом m , т. е. T_m , P_m , ρ_m , а значения этих же параметров на излучающей поверхности диска, находящейся на малой оптической глубине $\tau_s = 2/3$, имеют нижний индекс s , т. е. T_s , P_s , ρ_s . Единственная замена в обозначениях параметров, входящих в уравнения модели — замена массы и радиуса молодого Солнца M_* и R_* массой и радиусом молодой планеты M_p и R_p . Согласно данным (Canup, Ward, 2002), которых придерживаемся и мы, процесс образования спутников относится к завершающей стадии аккреции планеты, когда планета набирала последние 2–5 % своей массы. Поэтому без большой погрешности можно брать значение массы планеты, равное ее современной наблюдаемой массе, т. е. для Юпитера $M_p = M_{\text{Jup}}$, для Сатурна $M_p = M_{\text{Sat}}$.

Для радиусов этих планет на стадии окончания их аккреции при возрасте $t \sim 5\text{--}8$ млн лет для Юпитера и 8–10 млн лет для Сатурна (Pollack et al., 1996), или соответственно ~ 3 и ~ 5 млн лет в моделях (Alibert et al., 2005; Hubickyj et al., 2005), мы принимаем значения $R_p \approx 1,4R_{\text{Jup}}$ и $R_p \approx 1,4R_{\text{Sat}}$, основываясь на данных (Safronov, Ruskol, 1982; Hubbard et al., 2002; Papaloizou, Nelson, 2005), результаты которых согласуются с моделью (Graboske et al., 1975). Значения $R_{\text{Jup}} \approx 7,15 \times 10^9$ см

и $R_{\text{Sat}} \approx 6,03 \times 10^9$ см соответствуют современным экваториальным радиусам Юпитера и Сатурна. Помимо массы и радиуса в расчеты термической структуры диска входит еще светимость планеты L_p . Она не является входным параметром модели, так как для рассматриваемой стадии определяется аккреционным потоком массы на планету из околопланетного диска \dot{M} , который является варьируемым входным параметром модели. На основании построенных моделей можно отметить, что L_p как минимум в 25 раз, а более вероятно в 100–1000 раз больше современной светимости планеты как для Юпитера, так и для Сатурна.

Распределение поверхностной плотности в дисках Юпитера и Сатурна определяется из системы уравнений (2.3) и (2.4), первое из которых — уравнение неразрывности, выражающее баланс массы, а второе — уравнение баланса удельного углового момента $j = (GM_p r)^{1/2}$, где r — радиальная планетоцентрическая координата. Уравнения усреднены по толщине диска, в них вместо плотности ρ фигурирует поверхностная плотность диска

$$\Sigma = \int_{-z_s}^{z_s} \rho dz.$$

Величина в $\dot{\Sigma}_a$ в уравнениях (2.3) и (2.4), если их использовать для протоспутникового диска, показывает увеличение в единицу времени поверхностной плотности за счет выпадения вещества на диск из солнечной небулы. В уравнении (2.4) Ω следует понимать как кеплеровскую угловую скорость планетоцентрического движения $\Omega = (GM_p/r^3)^{1/2}$. Величина j_a в уравнении (2.4) — удельный угловой момент аккрецируемого вещества.

При моделировании протоспутникового диска мы считаем его открытой системой, в которую попадает вещество извне, а именно из солнечной небулы (протопланетного диска). Полный поток массы из солнечной небулы на протоспутниковый диск (темп аккреции) \dot{M} является важнейшим входным параметром модели, определяющим внутреннее строение протоспутникового диска. Формально, в соответствии с теорией вязкого аккреционного диска (*Шакура*, 1972; *Shakura, Sunyaev*, 1973), параметр \dot{M} относится к аккреции газа. Однако при содержании пыли в космической пропорции, когда ее массовая доля мала ($X_d < 0,02$), темп аккреции \dot{M} можно отнести ко всему газопылевому веществу, а не только к газу. Именно так поступают все авторы при рассмотрении аккреционного протопланетного диска. В такой же постановке задачи излагается моделирование протопланетного диска в гл. 2 настоящей книги. Однако при рассмотрении протоспутникового диска мы учитываем, что обогащение газопылевого вещества пылевым компонентом, а точнее, твердотельным компонентом, включающим пыль и более крупные тела, может быть значительным. Поэтому при рассмотрении тех моделей протопланетного диска, в которых суммарная массовая доля твердого вещества ($f = f_d + f_b$) не мала по срав-

нению с массовой долей газа, т. е. $f/(1-f) \sim 1$, необходимо помнить, что темп аккреции \dot{M} относится к газовому компоненту вещества.

Мы строим модель диска в стационарном приближении, т. е. в предположении, что в каждый момент времени частными производными по времени в уравнениях (2.3) и (2.4) можно пренебречь. В таком приближении темп аккреции из солнечной небулы на протоспутниковый диск \dot{M} равен темпу аккреции из диска на планету.

Для обоснования стационарного приближения оценим характерное время охлаждения (Кельвина—Гельмгольца) для протоспутникового диска τ_{KH} и характерное время вязкой эволюции τ_ν , используя рассчитанные значения параметров моделей, представленные в следующем разделе, т. е. *posteriori* оправдывая корректность принятого приближения

$$\tau_{KH} = \frac{c_P \Sigma T_m}{2\sigma_{SB} T_s^4} \leq 3 \times 10^3 \text{ лет}; \quad (4.2)$$

$$\tau_\nu \approx \frac{r_d^2}{3\nu} \leq 2 \times 10^3 \left(\frac{r}{100R_p} \right)^{1/2} \text{ лет}. \quad (4.3)$$

Здесь Σ — поверхностная плотность диска, состоящего в основном из газа, ν — кинематическая вязкость, определяемая уравнением (2.9), c_P — удельная теплоемкость газа (при постоянном давлении), оцениваемая по основному компоненту — молекулярному водороду, σ_{SB} — постоянная Стефана—Больцмана. Коэффициент в правой части (4.3) относится к диску Юпитера; для диска Сатурна он в 2 раза меньше.

С такими малыми временами, какие показаны в соотношениях (4.2) и (4.3), эволюционировал бы протоспутниковый диск, если бы был изолирован от окружающего его околосолнечного протопланетного диска (солнечной небулы) и не получал оттуда вещества. Однако мы предполагаем, что такой поток, медленно убывающий со временем, существовал на стадии образования спутников. В этом случае важно, что времена τ_{KH} и τ_ν малы по сравнению с характерным временем эволюции солнечной небулы $\tau_{sn} \sim 10^5 - 10^6$ лет. С характерным временем τ_{sn} изменяются радиальный поток массы \dot{M} через небулу на Солнце и на протоспутниковый диск, через параметр \dot{M} выражается зависимость от времени температуры, давления и других параметров солнечной небулы (Макалкин, Дорофеева, 1995; Дорофеева, Макалкин, 2004; Hersant et al., 2001).

Поскольку отношения τ_{KH}/τ_{sn} и τ_ν/τ_{sn} малы, диск быстро подстраивается к относительно медленно изменяющейся величине потока массы на диск \dot{M} . Диск находится в состоянии теплового равновесия, близко к динамическому равновесию и эволюционирует вместе с солнечной небулой с характерным временем τ_{sn} . Время τ_{sn} велико только по сравнению с собственными временами эволюции протоспутниковых дисков τ_{KH} и τ_ν , однако оно мало по сравнению со временем жизни солнечной небулы — протопланетного диска, составляющим $\sim 10^7$ лет. Этот вывод

позволяет называть принятое нами при построении моделей приближение квазистационарным, поскольку в каждый момент времени диск находится в состоянии, близком к стационарному, но темп аккреции \dot{M} , являющийся входным параметром, варьируется с учетом его возможного изменения со временем.

Наши расчеты подтверждают, что толщина диска мала ($h/r \lesssim 0,1$), поэтому можно воспользоваться приближением тонкого диска и, аналогично тому, как это сделано в работе (Canup, Ward, 2002), предположить, что вещество из окружающей области солнечной небулы падает на диск внутри центробежного радиуса r_c , на котором уравниваются центробежная и гравитационная силы. Минимальный планетоцентрический удельный угловой момент выпадавшего вещества составляет $\Gamma = \Omega_p r_H^2 / 4$ (Рускол, 1982), где Ω_p — угловая скорость движения планеты вокруг Солнца, r_H — радиус сферы Хилла планеты (внутри сферы Хилла находятся планетоцентрические орбиты, а вне ее — гелиоцентрические): $r_H = a_p (M_p / 3M_\odot)^{1/3}$, где a_p — большая полуось орбиты планеты, M_\odot — масса Солнца. Отсюда получается выражение для центробежного радиуса планеты $r_c \approx r_H / 48$ (Рускол, 1982). Для Юпитера $r_c \approx 15R_{\text{Jup}}$, для Сатурна $r_c \approx 23R_{\text{Sat}}$. При несколько ином подходе к оценке удельного углового момента получается в два раза большее значение r_c (Canup, Ward, 2002). При моделировании мы учитываем возможную вариацию значения центробежного радиуса. Как показали наши расчеты, влияние изменения значения r_c на результаты невелико.

Как и в работе (Canup, Ward, 2002), мы предполагаем, что падающее на диск вещество равномерно распределяется по всему кругу радиуса r_c , что неплохо согласуется с результатами (Cassen, Sammers, 1983). Тогда поток вещества, падающий на единицу поверхности, $\dot{\Sigma}_a$, входящий в уравнения (2.3) и (2.4), можно представить в виде $\dot{\Sigma}_a = \dot{M} / \pi r_c^2$, где \dot{M} — полный поток массы (темп аккреции) из солнечной небулы на протоспутниковый диск. В приближении тонкого диска вещество падает на диск на радиальном расстоянии, соответствующем своему угловому моменту, поэтому

$$j_a = j = (GM_p r)^{1/2}.$$

При указанных предположениях относительно $\dot{\Sigma}_a$ и j_a система уравнений (2.3)–(2.4) сводится к той, которая решалась в работе (Canup, Ward, 2002) с помощью теории (Lynden-Bell, Pringle, 1974). В результате получаем решение системы (2.3)–(2.4), близкое к полученному в работе (Canup, Ward, 2002), но содержащее некоторые дополнительные члены. Оно выражается уравнением (2.5), в котором функция $\Lambda = \Lambda(r)$ имеет вид (2.6) при $r \leq r_c$ и (2.7) при $r > r_c$, а параметр l имеет вид (2.7).

В уравнениях (2.6)–(2.8) радиус звезды R_* нужно заменить на радиус планеты R_p , через r_c и r_d обозначены центробежный радиус и радиус диска.

Наряду с центробежным радиусом r_c радиус диска r_d в наших моделях является входным параметром. Согласно численному гидродинамическому моделированию взаимодействия планеты-гиганта с окружающей областью солнечной небулы (*Lubow et al.*, 1999; *D'Angelo et al.*, 2002), при планетоцентрическом расстоянии $r > r_H/5$ имеются ударные фронты, на которых вещество должно отрываться от диска. Поэтому разумно положить радиус диска $r_d \approx r_H/5$ (*Canup, Ward*, 2002; *Alibert et al.*, 2005). С учетом этого примем для Юпитера $r_d = 150R_{\text{Jup}}$, а для Сатурна $r_d = 200R_{\text{Sat}}$. Ниже будет показано, что увеличение и уменьшение радиуса диска в 2,5 раза (например, для диска Сатурна до $r_d = 500R_{\text{Sat}}$ и $r_d = 80R_{\text{Sat}}$) мало влияет на температуру диска.

Входящую в уравнения (2.3) и (2.4) кинематическую вязкость, усредненную по толщине диска, ν , выразим через температуру в средней плоскости диска T_m с помощью модели α -параметризации (*Шакура*, 1972; *Shakura, Sunyaev*, 1973), представленную с помощью соотношения (2.9) и пояснения к нему.

Параметр α неизвестен, поскольку не вполне ясен физический механизм вязкости в диске, однако, если это турбулентность, вызванная дифференциальным вращением, то, согласно модели (*Hersant et al.*, 2005), параметр α находится в интервале $2 \times 10^{-4} < \alpha < 2 \times 10^{-2}$. В процессе построения моделей дисков Юпитера и Сатурна мы варьировали α в пределах $10^{-4} < \alpha < 10^{-2}$, используя в качестве предпочтительного значения $\alpha = 10^{-3}$ на основании данных, рассмотренных в разделе 2.2.

Из формул (2.5) и (2.9) следует уравнение (2.10), выражающее произведение поверхностной плотности и температуры в средней плоскости диска Σ и T_m через входные параметры модели: \dot{M} , α , R_p , r_c и r_d .

Как в протопланетном диске, так и в протоспутниковых дисках основным механизмом переноса энергии является лучистый перенос (*Макалкин, Дорофеева*, 1995). Поэтому еще одним важным входным параметром модели, необходимым для вычисления температуры внутри диска, является непрозрачность его вещества κ . Несмотря на то что наиболее обильным компонентом вещества диска является газ, доминирующий вклад в непрозрачность дают пылевые частицы.

Диск непрозрачен от средней плоскости ($z = 0$) до излучающей поверхности ($z = z_s$), выше которой диск прозрачен для собственного излучения. Высота этой поверхности определяется условием, что оптическая глубина излучающей поверхности равна 2/3. Это условие выражается уравнением (2.11), из которого определяется высота z_s . В уравнении (2.11) плотность на поверхности диска ρ_s , как и плотность на любой высоте z , вычисляется с помощью уравнения гидростатического равновесия $\partial P / \partial z = -\rho \Omega^2 z$, уравнения состояния идеального газа и комбинации адиабаты, начинающейся от средней плоскости, и изотермы у поверхности. Методика расчета подробно изложена в работе (*Макалкин, Дорофеева*, 1995), посвященной аккреционному протопланетному диску, и полностью

применима к протоспутниковому диску. В уравнении (2.11) непрозрачность κ , взятая на излучающей поверхности диска, обозначена κ_s .

Зависимость непрозрачности от температуры для мелких частиц с радиусами $a \leq \lambda_{\max} \approx 50$ мкм выражается степенной зависимостью (2.12), в которой множитель χ показывает отношение массового содержания твердой (пылевой) компоненты вещества f_d к ее содержанию в протопланетном диске X_d при T - P -условиях, характерных для области образования Юпитера и Сатурна, т. е. характеризует обогащение или обеднение вещества пылью по отношению к солнечной (точнее, протосолнечной) пропорции $\chi = f_d/X_d$.

Из (2.12) получается соотношение для непрозрачности на излучающей поверхности диска z_s . Зависимость непрозрачности от температуры, полученная в работе (Pollack et al., 1994), может быть аппроксимирована с помощью степенной функции (2.12) с различными значениями коэффициента κ_0 и показателя степени β в разных температурных интервалах (2.14).

В модели учитывается нагрев протоспутникового диска несколькими механизмами, аналогичными тем, которые дают вклад в нагрев протопланетного диска. Температура T_s на излучающей поверхности диска (при $z = z_s$) определяется с помощью уравнения, которое описывает баланс между излучаемым потоком энергии и суммой потоков энергии, подводимой к поверхности диска от четырех источников его нагрева:

$$\sigma_{\text{SB}} T_s^4 = D_1 + \frac{\eta G M_p M}{4\pi r_c^2} e^{-(r/r_c)^2} + k_s F_1 + \sigma_{\text{SB}} T_{\text{neb}}^4. \quad (4.4)$$

Первый член в правой части уравнения (4.4), показывающий нагрев диска диссипацией энергии турбулентных движений, имеет вид, аналогичный выражению (2.15), но все параметры относятся не к протопланетному, а к протоспутниковому диску:

$$D_1 = \frac{3}{8\pi} \frac{\Lambda}{l} \dot{M} \Omega^2. \quad (4.5)$$

Второй член в правой части уравнения (4.4) отвечает нагреву диска падающим на него веществом. Обрезающий экспоненциальный множитель взят, чтобы физически разумно сгладить резкий переход, существующий в модели бесконечно тонкого диска, между областью $r < r_c$, на которую падает поток вещества $\dot{\Sigma}_a = \dot{M}/(\pi r_c^2)$, и областью $r > r_c$, в которой $\dot{\Sigma}_a = 0$. Множитель $\eta = 1 + (1 + \vartheta)\chi X_d$ в (4.4) показывает обогащение падающего газа твердым веществом, коэффициент ϑ равен отношению массовых содержаний крупных тел и пылевых частиц $\vartheta = f_b/f_d$. Третий член в правой части уравнения (4.4) описывает нагрев диска излучением планеты. Поток излучения, падающий на диск, F_1 , учитывает конечный размер планеты и кривизну поверхности диска с помощью формул (Макалкин, Дорофеева, 1995; Дорофеева, Макалкин, 2004), представленных

в разделе 2.3.2 для протопланетного диска. Для применения этих формул к протоспутниковому диску достаточно заменить L_* и R_* на L_p , R_p . На стадии аккреции Юпитера или Сатурна его светимость L_p , которой пропорционален поток F_1 , входящий в (4.4), рассчитывается по формуле

$$L_p = \frac{k_1 GM_p \dot{M}}{R_p}$$

с множителем $k_1 \approx 0,9$ (Safronov, Ruskol, 1982; Papaloizou, Nelson, 2005). Последний член в уравнении (4.4) означает нагрев диска излучением окружающей области солнечной небулы, имеющей на расстоянии Сатурна температуру T_{neb} .

С помощью первого и второго моментов уравнения переноса излучения и уравнения, описывающего вязкую диссипацию, можно получить (Макалкин, Дорофеева, 1995) уравнение, описывающее вертикальное распределение температуры, но с заменой единицы на q_s^2 , чтобы учесть возможность перехода диска в оптически тонкое состояние:

$$\left(\frac{T}{T_s}\right)^{4-\beta} = 1 + \frac{3}{64}(4-\beta)\frac{D_1}{\sigma_{SB}T_s^4}\kappa_s\Sigma(q_s^2 - q^2), \quad (4.6)$$

$$q = \frac{1}{\Sigma} \int_{-z}^z \rho dz', \quad (4.7)$$

при $|z| < z_s$, а q_s — значение вертикальной массовой координаты q при $z = z_s$, равное $q_s = 1 - \frac{4}{3\kappa_s\Sigma}$. Из уравнений (2.10) и (4.6) получим уравнение для определения T_m :

$$T_m^{5-\beta} - T_s^{4-\beta} T_m = \frac{3}{2^9\pi^2} \frac{\mu}{\sigma_{SB}R_g\gamma} (4-\beta)\chi\kappa_0 \frac{\dot{M}^2}{\alpha} \Omega^3 \left(\frac{\Lambda}{l}\right)^2 q_s^2. \quad (4.8)$$

В модели для крупных пылевых частиц с радиусами $a \gg \lambda_{max} \approx 50$ мкм непрозрачность κ не зависит от температуры, т. е. $\kappa = \kappa_s = \kappa_m = const$.

В то же время она зависит от размеров (радиусов) частиц a , их плотности и массового содержания χX_d :

$$\kappa = \frac{3Q_d\chi X_d}{4\rho_s a}, \quad (4.9)$$

где $Q_d \leq 1$. Из уравнения (4.9) видно, что увеличение размеров пылевых частиц и изменение их массовой доли оказывают большое влияние на непрозрачность.

В модели крупных пылевых частиц аналог уравнения (4.8) для определения T_m получается при замене $\chi\kappa_0$ на κ и заданием $\beta = 0$. В результате

уравнение (4.8) приобретает вид:

$$T_m^5 - T_s^4 T_m = \frac{3}{2^7 \pi^2} \frac{\mu}{\sigma_{\text{SB}} R_g \gamma} \kappa \frac{\dot{M}^2}{\alpha} \Omega^3 \left(\frac{\Lambda}{l} \right)^2 q_s^2. \quad (4.10)$$

Выше приведены в основном те уравнения, которые отличаются от использованных нами ранее и соответствуют новым моментам в постановке задачи. Полная система уравнений, включающая и уравнения для расчета вертикальной плотностной структуры диска, решалась численно.

Температура в средней плоскости диска T_m , как следует из (4.8) и (4.10), зависит не только от T_s но и от соотношения между темпом аккреции массы (полным потоком массы) на диск \dot{M} , параметром вязкости α и непрозрачностью вещества $\chi \kappa_0$ (для модели с переменной непрозрачностью) или κ (для модели с постоянной непрозрачностью). Зависимость от последних трех параметров осуществляется через их комбинацию

$$C = \frac{\kappa \dot{M}^2}{\alpha}, \quad (4.11)$$

содержащуюся в уравнениях (4.8) и (4.10). В случае непрозрачности, зависящей от температуры, в (4.11) стоит значение непрозрачности $\kappa = \kappa_m = \kappa(T_m)$.

Из уравнений (4.8) и (4.10) следует, что модели, имеющие близкие значения величины C из (4.11) и близкие распределения температуры поверхности T_s (которые зависят в основном от темпа аккреции \dot{M}), имеют также близкие распределения температур $T_m(r)$. При этом, как следует из (2.16), если оптическая толщина диска $\tau = \kappa \Sigma \gg 10$, то значение T_s практически перестает влиять на температуру в средней плоскости T_m , которая в этом случае зависит только от значения C в (4.11). Поэтому при $\tau \gg 10$, если найдена модель, удовлетворяющая космохимическим ограничениям на температуру $T_m(r)$, то любые другие модели с близкими значениями C в (4.11) также будут удовлетворять космохимическим ограничениям на распределение температуры T_m . Отметим, что для тех моделей, для которых не выполняется неравенство $\kappa \Sigma > 10$, анализ зависимости температуры T_m от параметров, входящих в (4.11), усложняется.

Поскольку полный поток массы на протоспутниковый диск, находящийся внутри сферы Хилла планеты, \dot{M} , является важнейшим входным параметром модели, возникает вопрос о соотношении между этим потоком и полным потоком массы в протопланетном диске (солнечной небуле). Поскольку скорость радиального движения газопылевого вещества в солнечной небуле составляет

$$V_r = \frac{\dot{M}}{2\pi r \Sigma} = \frac{3\nu}{2r},$$

то радиальное расстояние, которое проходит вещество за один орбитальный период, составляет

$$L_r = \frac{2\pi V_r}{\Omega} = \frac{3\pi\alpha h^2}{r},$$

где $h = c/\Omega$ — полутолщина однородного диска, c — скорость звука. Если сравнить это расстояние с радиусом сферы Хилла планеты, то для параметров Юпитера получим $R_H/L_r \approx 7 \times 10^3$, а для Сатурна $R_H/L_r \approx 3 \times 10^3$. Следовательно, турбулентный газ с пылью, двигаясь в сторону Солнца, в течение нескольких тысяч орбитальных оборотов взаимодействует со сферой Хилла той и другой планеты и имеют потенциальную возможность войти в нее. Важно отметить, что для рассматриваемой нами поздней стадии эволюции диска, при температуре в солнечной небуле $T_{\text{neb}} = 35$ К на расстоянии Юпитера и $T_{\text{neb}} = 30$ К на расстоянии Сатурна, полутолщина однородного диска меньше радиуса сферы Хилла для обеих планет: $h/R_H \approx 0,47$ для Юпитера и $\approx 0,89$ для Сатурна. Таким образом, потенциально, все вещество, двигающееся в турбулентном протопланетном диске к Солнцу и образующее поток массы \dot{M} , могло быть перехвачено растущей планетой. Однако в этом процессе есть ряд обстоятельств, осложняющих оценку захватываемого потока массы. Незадолго до конца своей аккреции Юпитер, приливно взаимодействуя с окружающей зоной протопланетного диска, открыл в диске кольцеобразную щель, обедненную газом (и сопутствующей пылью). Это не остановило аккрецию на Юпитер, и она могла продолжаться в темпе $10^{-6} - 10^{-4} M_{\text{Jup}}/\text{год}$ (*D'Angelo et al.*, 2002; *Lubow et al.*, 2003; др. ссылки в *Canup, Ward*, 2002). Такой темп фактически не ограничивал аккрецию, поскольку ее ограничителем был полный аккреционный поток на Солнце в протопланетном диске, который для диска с возрастом $t \sim 8 - 10$ млн лет оценивается в $\dot{M} \approx 4 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{год} \approx 4 \times 10^{-6} M_{\text{Jup}}/\text{год}$ (*Макалкин, Дорофеева*, 1995; *Дорофеева, Макалкин*, 2004). В теоретических моделях получены и меньшие значения аккреционного потока в солнечной небуле с возрастом $t = 10$ млн лет: $\dot{M} \sim 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$ (*Stepinski*, 1998a) и $\dot{M} \sim 10^{-10} M_{\odot}/\text{год}$ (*Cassen*, 2001). По данным наблюдений молодых звезд типа Т Тельца с возрастом 5 и 10 млн лет среднее значение темпа аккреции из диска на звезду оценивается в $\dot{M} \sim 1 \times 10^{-9}$ и $\dot{M} \sim 0,4 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$ соответственно (*Calvet et al.*, 2000; *Muzerolle et al.*, 2000). Таким образом, темп аккреции $\dot{M} \sim 4 \times 10^{-6} M_{\text{Jup}}/\text{год} \sim 12 \times 10^{-6} M_{\text{Sat}}/\text{год}$ можно считать для протоспутниковых дисков Юпитера и Сатурна тем максимальным значением, которое еще согласуется с существующими моделями протопланетного диска и наблюдениями звезд типа Т Тельца.

Численное моделирование течения газа внутри сферы Хилла (*Lubow et al.*, 1999; *D'Angelo et al.*, 2002), показывает, что потоки газа входят вблизи точек Лагранжа L1 и L2, затем сталкиваются, создавая две области с ударными фронтами. Потеря углового момента в этих областях приводит к движению вещества по спирали к планете, где во внутренней части

сферы Хилла с радиусом $\sim 0,1-0,2R_H$ находится протоспутниковый диск с прямым направлением вращения. Некоторая доля захваченного в сферу Хилла вещества в своем движении к планете проходила через околопланетный диск, а другая, минуя диск, падала непосредственно на планету. Соотношение между этими двумя долями полного потока остается неизвестным, однако, доля полного потока массы, которую получила планета-гигант в процессе своей аккреции не через околопланетный диск, должна быть значительной. В противном случае скорость вращения планеты оказалась бы гораздо выше наблюдаемой и выше ротационного предела устойчивости планеты (Сафронов, 1971). В целом все эти сложные процессы на границе и внутри сферы Хилла еще недостаточно хорошо изучены, чтобы можно было оценить коэффициент перехода от темпа аккреции \dot{M} через протопланетный диск на Солнце к темпу аккреции через протоспутниковый диск на планету. Поэтому мы принимаем поток массы на планету в качестве входного параметра моделей, варьируемого в широких пределах, и сужаем эти пределы путем согласования моделей с имеющимися ограничениями на химический состав спутников. Забегая вперед, отметим лишь, что максимальное значение полного потока массы на планету через протоспутниковый диск, удовлетворяющее космохимическим ограничениям, составляет $\dot{M} \sim 10^{-6} M_{Jup}/\text{год}$ для Юпитера в согласии с потоком в численных моделях (Canup, Ward, 2002), и $\dot{M} \sim 10^{-6} M_{Sat}/\text{год}$ для Сатурна. Такие величины потоков на диски Юпитера и Сатурна неплохо согласуются друг с другом, если учесть, что Сатурн, согласно моделям (Pollack et al., 1996), завершил свою аккрецию на 2–3 млн лет позже Юпитера.

4.3. Космохимические ограничения на входные параметры моделей протоспутниковых дисков Юпитера и Сатурна

Температуры в околосолнечном диске на гелиоцентрическом расстоянии Юпитера и Сатурна в период образования их протоспутниковых дисков можно оценить, основываясь на данных об особенностях состава атмосфер планет-гигантов. Как уже отмечалось в гл. 3, экспериментально установлено, что атмосфера Юпитера в несколько раз обогащена (по отношению к водороду) всеми летучими, включая инертные газы тяжелее неона (табл. 3.2, рис. 3.1). Относительно атмосферы Сатурна в настоящее время известно, что она также значительно обогащена азотом, углеродом и серой. Наиболее вероятным их источником были ледяные планетезимали, образовавшиеся в околосолнечном диске (небуле), в зоне питания планеты. В состав этих планетезималей летучие входили в форме твердых соединений-клатратов или кристаллогидратов. При этом атмосфера Юпитера примерно вдвое обогащена даже наиболее летучими компонентами газовой фазы протопланетного диска — инертными газами. Согласно (Lunine, Stevenson, 1985; Lunine, 1997), образование наиболее летучего из них —

клатрата аргона ($\text{Ar} \cdot 5,66\text{H}_2\text{O}$) в газе солнечного состава в интервале изменения давлений $10^{-9} - 10^{-7}$ бар, характерных для региона $r \sim 4-10$ а. е. при возрасте диска $t > 2$ млн лет, происходило при $T \approx 35-40$ К (рис. 3.4).

Согласно расчетам моделей эволюции протопланетного диска (Дорофеева, Макалкин, 2004) температуры в его средней плоскости на радиальном расстоянии $r \approx 4-10$ а. е. даже через такой большой период, как 8–10 млн лет, не опускались ниже 30 К.

Исходя из приведенных аргументов, в модельных расчетах мы приняли для зоны Юпитера $T_{\text{neb}} = 35$ К, а для зоны Сатурна $T_{\text{neb}} = 30$ К.

Температуры в протоспутниковых дисках имеют ограничения, обусловленные данными о соотношении ледяной и каменной компонент в галилеевых спутниках (для диска Юпитера) и о составе атмосферы Титана (для диска Сатурна).

Как следует из моделей галилеевых спутников Юпитера (Kuskov, Kronrod, 2001, 2005), Ганимед имеет отношение лед/порода, близкое к 1, в то время для Европы оно составляет $\sim 0,1$. Из этого можно заключить, что к концу своей аккреции Ганимед должен был находиться с внешней стороны от фронта конденсации водяного льда (T_w) в протоспутниковом диске, а Европа с самого начала своей аккреции должна была располагаться с внутренней стороны от этого фронта.

Для диска Сатурна ключевой является температура в области образования Титана и его атмосферы. Исходя из значения средней плотности спутника (табл. 1.1), а также из экспериментальных данных о составе его атмосферы (табл. 14.2), можно предположить следующее.

- (1) Весь процесс аккумуляции Титана происходил при $T < T_w$, поскольку его низкая плотность указывает на то, что он состоит из смеси льдов и железокремнистого материала в примерно равной пропорции (подробнее см. раздел 14.6).
- (2) Аккумуляция ледяных планетезималей, содержавших летучие, которые затем вошли в состав атмосферы спутника, происходила при температуре по крайней мере не выше температур термодинамической устойчивости гидрата аммония: 90–80 К при $P = 10^{-6} - 10^{-9}$ бар (рис. 3.4). Эта оценка базируется на том факте, что азот является основным компонентом атмосферы Титана, а твердый кристаллогидрат $\text{NH}_3 \cdot \text{H}_2\text{O}$ — единственно возможный его источник. Это оценки максимальных температур в области образования Титана.
- (3) Минимальную температуру в зоне аккреции спутника оценить труднее. Но если допустить, что отсутствие ксенона в его атмосфере свидетельствует об отсутствии этого инертного газа на Титане вообще, то из рис. 3.4 следует, что нижняя температурная граница в области его аккумуляции составляла 60–55 К при тех же значениях P .

Таким образом, основываясь на космохимических ограничениях, вытекающих из валового химического состава регулярных спутников Юпи-

тера и Сатурна, а также состава атмосферы Титана полагаем, что в моделях диска Юпитера должно выполняться следующее условие: значения температур на радиальных расстояниях $r \leq 15R_{\text{Jup}}$ должны быть выше температуры конденсации водяного льда (T_w) при соответствующих давлениях. Для диска Сатурна температуры в области образования Титана (в следующем разделе будет показано, что это область с $r = 20\text{--}40R_{\text{Sat}}$) должны укладываться в интервал 60–90 К, отвечающий условиям образования этого спутника.

Относительное содержание пыли в газе околосолнечного протопланетного диска (солнечной небулы) в зоне формирования Юпитера и Сатурна, а также протоспутниковых дисков этих планет определяется в предположении, что при $T < 140$ К и $P < 10^{-5}$ бар в состав твердой (пылевой) фазы вещества входили порообразующие компоненты, тугоплавкие и летучие органические соединения, а также лед воды. При более низких температурах туда вошла большая часть летучих элементов, за исключением Ne, He и H.

Модельный состав фаз и массовые соотношения между ними берем по работе (*Pollack et al.*, 1994), а валовый элементный состав — по (*Anders, Grevesse*, 1989). Если предположить аналогично (*Pollack et al.*, 1994), что в газовой фазе $\text{CO}/\text{CH}_4 \approx 80$, то массовая доля (массовое содержание) твердой (пылевой) фазы, когда температуры в диске меняются в интервале 100–140 К (условие, когда в состав пыли входит только лед H_2O), составит $X_d = 0,0144$. Если же, следуя работе (*Mousis et al.*, 2002), предположить, что в диске на гелиоцентрическом расстоянии $r > 10$ а. е. в газовой фазе мольное отношение основных углеродсодержащих газов отвечало межзвездному — $\text{CO} : \text{CH}_4 = 5$ (*Langer et al.*, 2000), то для области формирования планет-гигантов получается $X_d = 0,0147$, что очень близко к предыдущей оценке. Если же вслед за (*Alibert et al.*, 2005c) предположить, что основным углеродсодержащим газом был CO_2 , а соотношение $\text{CO}_2 : \text{CO} : \text{CH}_4 = 30 : 10 : 1$, то получим $X_d = 0,0142$. Это значение является минимальным для массовой доли пылевой компоненты как для протопланетного диска в зоне образования Юпитера и Сатурна, так и для их протоспутниковых дисков. По мере понижения температуры, доля пыли несколько возрастала за счет аккумуляции других летучих, помимо воды, и в пределе могла достигать значения Z , уменьшенного на величину космической распространенности неона. Сопоставление значений массовой доли тяжелого компонента Z в различных моделях протосолнечной фотосферы дана в (*Lodders*, 2003). Подробно методика расчета X_d и содержания различных компонентов твердого вещества в солнечной небуле изложена в работе (*Busarev et al.*, 2003). Поскольку при попадании в протоспутниковые диски пылевые частицы могли терять часть летучих, о чем свидетельствуют, например, экспериментальные данные по составу атмосферы Титана (гл. 14), мы в своих расчетах использовали постоянное значение $X_d = 0,0145$. Такой выбор представляется вполне корректным, поскольку результаты проведенных

дополнительных расчетов показали, что изменение параметра X_d в пределах 15–20 % значимо не влияет на полученные результаты.

4.4. Оценка радиальной миграции регулярных спутников Юпитера и Сатурна

При моделировании протоспутниковых дисков Юпитера и Сатурна, чтобы учесть космохимические ограничения, изложенные в предыдущем разделе, мы предположили, что в диске Юпитера фронт конденсации водяного льда на стадии образования регулярных спутников проходил вблизи современной орбиты Ганимеда, а в диске Сатурна интервал для температуры в средней плоскости T_m от 60 до 90 К простирался от современной орбиты Титана до расстояний $\sim 40R_{\text{Sat}}$. При этом учитывалось, что регулярные спутники образовывались не на том расстоянии, где они находятся в настоящее время, а на большем, и в процессе своего роста мигрировали внутрь диска.

Для спутников Юпитера оценка расстояния миграции с учетом нескольких физических механизмов взаимодействия зародышей спутников с газом сделана в работе (*Canup, Ward, 2002*). Один из механизмов — аэродинамическое трение о газ, которое испытывают все твердые тела внутри газового диска. Благодаря радиальному градиенту давления газ обращается вокруг планеты со скоростью меньше кеплеровской, с которой движутся по орбите крупные твердые тела. По этой причине тела испытывают лобовое сопротивление, и, теряя угловой момент, приближаются к планете. Ранее этот механизм для диска Юпитера был рассмотрен в работе (*Макалкин и др., 1999*). Он особенно эффективен на стадии небольших планетезималей, поскольку дает скорость радиального дрейфа, обратно пропорциональную радиусу тела. Как показано в работе (*Макалкин и др., 1999*) и подтверждено позже (*Canup, Ward, 2002*), с учетом аккреционного роста зародыша при выпадении на него более мелких тел, дрейф растущего зародыша к планете за счет трения о газ является незначительным. Однако есть другой, более эффективный механизм радиального дрейфа растущего спутника к планете внутри газового диска, который особенно действенен на поздней стадии аккреции спутника, поскольку дает скорость радиальной миграции спутника, прямо пропорциональную его массе.

Этот механизм связан с приливным взаимодействием крупного спутника с окружающим газовым диском, при котором в диске происходит возбуждение волн плотности. В результате их обратного воздействия на спутник, заключающегося в приливном трении и создании крутящего момента, орбитальная скорость спутника уменьшается, что и вызывает его миграцию к планете. Этот механизм миграции называется миграцией I типа. Более медленная миграция II типа (*Canup, Ward, 2002*) приходит на смену миграции I типа после достижения спутником достаточно

большой массы для открытия щели в диске. Эта масса больше массы Ганимеда и Титана, поэтому в дисках Юпитера и Сатурна миграция II типа не наступила. Величина радиального перемещения галилеевых спутников в результате миграции I типа, по расчетам (*Canup, Ward, 2002*), оказывается относительно небольшой ($\Delta r = 5R_{\text{Jup}}$) для менее массивных и более близких планете галилеевых спутников — Европы и Ио, и существенно большей ($\Delta r = 10\text{--}12R_{\text{Jup}}$) для Ганимеда и Каллисто.

Расчеты миграции I типа (*Canup, Ward, 2002*) подтверждают полученный с помощью космохимических ограничений вывод о том, что фронт конденсации льда воды в диске Юпитера находился вблизи $r = 15R_{\text{Jup}}$. Согласно этим расчетам, перемещение Европы в процессе ее роста не превышало $\Delta r = 5R_{\text{Jup}}$, а миграция Ганимеда, начавшись на $r = 25\text{--}27R_{\text{Jup}}$, закончилась, как известно, на $15R_{\text{Jup}}$.

Для Сатурна миграция Титана оценивается в $\Delta r \approx 15\text{--}20R_{\text{Sat}}$ (*Макалкин, Дорофеева, 2006*), т. е. радиальная координата, с которой началась миграция зародыша Титана в процессе его аккреции, составляет $r_i = 35\text{--}40R_{\text{Sat}}$, а радиальная область образования Титана охватывает интервал от r_i до современного радиуса орбиты Титана $20R_{\text{Sat}}$.

Из приведенных в работе (*Canup, Ward, 2002*) оценок и результатов расчета радиального дрейфа спутников Юпитера можно получить зависимость характерного времени миграции от параметров диска

$$\tau_I \sim \frac{1}{3\Omega} \left(\frac{M_p}{M_s} \right) \left(\frac{M_p}{r^2 \sigma_g} \right) \left(\frac{c}{r\Omega} \right)^2 \propto \frac{M_p^{1/2} c^2 r^{1/2}}{M_s \sigma_g}, \quad (4.12)$$

где c — скорость звука, σ_g — поверхностная плотность газа в диске, M_s — масса спутника. Из этого соотношения видно, что время миграции в диске Сатурна в 1,8 раз меньше, чем в диске Юпитера, из-за меньшей массы планеты и еще приблизительно во столько же раз меньшей температуры в соответствии с температурными космохимическими ограничениями. В то же время поверхностная плотность диска Сатурна, как следует из расчета моделей, представленных ниже, может быть в 1,5–2 раза меньше, чем в диске Юпитера. Необходимо отметить, что эффективность приливного взаимодействия растущих спутников с газом диска недостаточно хорошо изучена, и, возможно, она была значительно меньше при наличии турбулентных движений газа в диске, чем в случае ламинарного движения газа, для которого она и рассчитывалась (*Alibert et al., 2005; Hubickyj et al., 2005*).

4.5. Протоспутниковые диски Юпитера и Сатурна. Результаты построения моделей

4.5.1. Оценка вклада различных источников в нагрев протоспутниковых дисков

Основная масса вещества, вошедшая в спутники, аккумулировалась зародышами вблизи средней плоскости, при температурах, давлениях

(и плотностях) газа, близких к T_m и P_m (и ρ_m). Поэтому параметры, относящиеся к средней плоскости, вблизи которой находится подавляющая доля массы вещества диска, представляют наибольший интерес. При этом ключевой параметр для проверки соответствия модели космохимическим ограничениям на температуру — это температура в средней плоскости диска T_m , в особенности ее значения в определенной области радиальных расстояний. Для диска Юпитера это область $r = 15\text{--}20R_{\text{Jup}}$, внутри которой в некоторой точке должно выполняться равенство $T_m = T_w$, где T_w — температура конденсации водяного льда. Для диска Сатурна — это T_m в области $r = 20\text{--}40R_{\text{Sat}}$, которые должны укладываться в интервал 60–90 К, что отвечает условиям образования атмосферы Титана (см. раздел 4.3).

Температура T_m , согласно (4.8) и (4.10), зависит от нескольких параметров, одним из которых является температура на излучающей поверхности диска T_s , которая накладывает на T_m ограничение снизу: $T_m > T_s$, поэтому в первую очередь отбрасываются те модели, которые дают слишком высокую T_s в вышеуказанных интервалах r . Проанализируем, какими факторами определяется температура T_s .

Температура поверхности диска T_s , как это следует из уравнения (4.4) и пояснения к нему в разделе 4.2, определяется четырьмя потоками энергии, которые соответствуют четырем механизмам нагрева диска. Величина каждого из этих потоков, содержащихся в правой части уравнения (4.4), представлена для двух моделей Юпитера (рис. 4.1 а и б) и одной модели Сатурна (рис. 4.1 в), которые удовлетворяют космохимическим ограничениям на температуру (как это видно из рис. 4.2). Все эти потоки поступают к поверхности диска или из внутренних (экваториальных) слоев диска, как диссипация турбулентности (поток 1), или из внешних и внутренних слоев, как тепло, выделяемое при торможении диском падающего на него потока вещества (поток 2), или извне — как излучение центральной планеты (поток 3) или тепловое излучение окружающей области солнечной туманности (поток 4).

Из рис. 4.1 видно, что для всех моделей преобладающими являются два потока энергии: поток, связанный с вязкой диссипацией энергии турбулентных движений (кривая 1) и поток энергии, вызванный аккрецией газа, пыли и более крупных тел на поверхность диска (кривая 2). Видно также, что вклад излучения молодой планеты в нагрев диска (кривая 3), несмотря на то что светимость планеты для рассмотренных моделей Юпитера и Сатурна в $10^2\text{--}10^3$ раз превышала современную, тем не менее оставался всегда малым по сравнению с турбулентным и аккреционным источниками нагрева. В показанных на рис. 4.1 моделях, даже во внутренней области диска, где вклад планетного излучения максимален, поток 1 в ≥ 4 раза больше потока 3, вызванного планетным излучением.

Величины трех потоков энергии (под номерами 1, 2 и 3 на рис. 4.1) прямо пропорциональны темпу аккреции (полному потоку массы) \dot{M} , падающему на диск и через диск — на планету. Поэтому отношения пото-

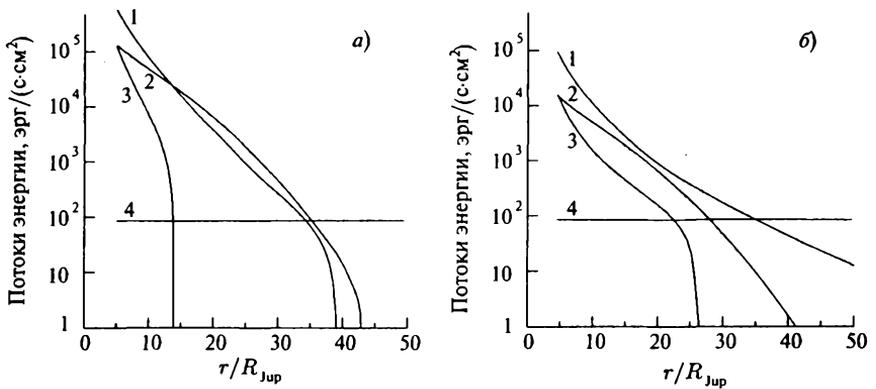
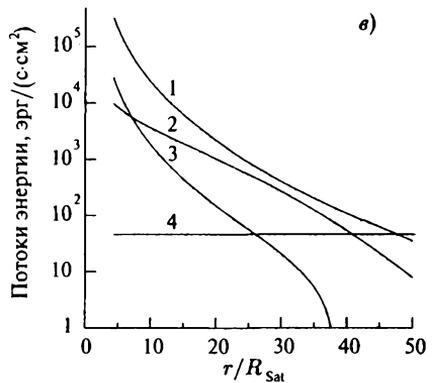


Рис. 4.1. Вклад в нагрев диска поглощаемых потоков энергии, входящих в уравнение (4.4). Кривыми 1–4 выражаются потоки, создаваемые различными физическими механизмами: 1 — вязкая диссипация турбулентных движений; 2 — аккреция вещества на диск; 3 — излучение молодой планеты; 4 — поток излучения окружающей области солнечной небулы, соответствующий температуре $T_{neb} = 35$ К для зоны Юпитера и $T_{neb} = 30$ К для зоны Сатурна. Во всех представленных моделях параметр турбулентности $\alpha = 10^{-3}$, а аккреционный параметр в уравнении (4.4) $\eta = 1,04$. Показаны следующие модели: *a* — диск Юпитера с темпом аккреции $\dot{M} = 10^{-7} M_{Jup}/\text{год}$, непрозрачностью $\kappa = 0,01 \text{ см}^2/\text{г}$; *б* — диск Юпитера с $\dot{M} = 10^{-8} M_{Jup}/\text{год}$, непрозрачностью, зависящей от температуры по формуле (4.8) с $\chi = 1$; *в* — диск Сатурна с $\dot{M} = 10^{-7} M_{Sat}/\text{год}$, $\kappa = 0,1 \text{ см}^2/\text{г}$



ков 1, 2, и 3 очень близки для Юпитера и Сатурна, как видно из сравнения частей *б* и *в* рис. 4.1. В то же время на рис. 4.1 *a* и *б*, где показаны потоки для двух моделей Юпитера, отношение потоков 1 и 2 отличается из-за различий во множителе q_s , который входит в выражение (4.5) для диссипации турбулентной энергии в диске (потока 1) и выражается с помощью (4.6) через поверхностную плотность диска Σ и непрозрачность κ . Для модели с низкой непрозрачностью, показанной на рис. 4.1 *a*, произведение $\kappa_s \Sigma$ в (4.6), имеющее смысл оптической толщины диска при $\kappa = \kappa_s$, уменьшаясь с расстоянием от планеты r вместе с Σ (см. рис. 4.8), достигает значения $4/3$, при котором q_s уменьшается до нуля. При радиальном расстоянии $r > r_s$ в такой модели $z_s = 0$, т. е. излучающая поверхность диска

понижается до средней плоскости диска, и диск становится оптически тонким. Поэтому тепло, выделяемое в нем диссипацией турбулентности, свободно излучается и не нагревает диск, в результате чего в уравнении (4.5) оказывается $D_1 = 0$. В такой модели, показанной на рис. 4.1 а, поток 1, связанный с диссипацией турбулентности, быстро убывает с расстоянием r и обращается в ноль при $r \approx 40R_{\text{Jup}}$. Еще ближе к планете (на расстоянии $r \approx 14R_{\text{Jup}}$ для представленной модели) исчезает поток энергии, производимый излучением планеты и показанный с помощью кривой 3. Он обращается в ноль на таком расстоянии от планеты, где ее излучение не может достичь поверхности диска из-за понижения высоты его оптической поверхности (ее зависимость от радиального расстояния для этой же модели представлена на рис. 4.8). В результате периферийная часть диска, начиная с $r \approx 14R_{\text{Jup}}$, оказывается в тени, отбрасываемой внутренней частью диска. В обеих моделях диска Юпитера, показанных на рис. 4.1 а и б, вклад в нагрев диска потока 4, связанного с тепловым излучением окружающей области солнечной туманности, становится преобладающим уже при $r \approx 35R_{\text{Jup}}$, а в модели диска Сатурна, как видно из рис. 4.1 в, поток 4 преобладает, начиная $r \approx 40R_{\text{Sat}}$. Из этих результатов следует, что Каллисто у Юпитера и Титан у Сатурна, начинающие свою аккрецию на расстояниях $r \approx 35R_{\text{Jup}}$ и $r \sim 40R_{\text{Sat}}$ соответственно, аккумулялировали до половины своей массы в областях $r > 30R_{\text{Jup}}$ и $r > 30R_{\text{Sat}}$, где вещество, содержащееся в твердых телах и частицах, было малоизмененным по сравнению с первичным (родительским) веществом, поступившим из ближней зоны солнечной туманности.

Отметим, что потоки энергии, показанные на рис. 4.1, не зависят ни от вязкости диска, ни от непрозрачности или иных свойств его вещества. Потоки 1, 2 и 3 зависят практически только от темпа аккреции \dot{M} . При изменении величины \dot{M} кривые 1, 2 и 3 перемещаются параллельно самим себе, сохраняя соотношения между потоками.

4.5.2. Обзор рассчитанных двумерных моделей протоспутниковых дисков, удовлетворяющих космохимическим и физическим ограничениям

Как уже отмечалось выше, подавляющая масса вещества находится при T – P -условиях, характерных для средней плоскости протоспутникового диска, поэтому особенно важно, чтобы космохимические ограничения на температуру выполнялись для T_m .

Для получения моделей, удовлетворяющих космохимическим ограничениям на T_m , проводились расчеты при варьировании значений основных параметров модели — темпа аккреции на протоспутниковый диск (и из диска на планету) \dot{M} , параметров непрозрачности κ и параметра α , характеризующего турбулентную вязкость.

Темп аккреции (полный поток массы) на планету в моделях, удовлетворяющих ограничениям, изменялся в наших моделях на три порядка в

пределах $\dot{M} = 10^{-6} - 10^{-9} M_p/\text{год}$, где $M_p = M_{\text{Jup}}$ или M_{Sat} . В разделе 4.2 дано обоснование выбора этого интервала значений \dot{M} с учетом имеющейся неопределенности в коэффициенте перехода от темпа аккреции \dot{M} через протопланетный диск на Солнце к темпу аккреции на протоспутниковый диск и через него на планету. Самое большое из этих значений потоков соответствует темпу аккреции через протопланетный диск $\dot{M} = 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$.

Чтобы удовлетворить ограничениям для T_m при различных значениях \dot{M} , приходилось варьировать непрозрачность и турбулентную вязкость. Непрозрачность среди входных параметров варьировалась в наиболее широком диапазоне. Ограничением на непрозрачность снизу является значение средней росселандовой непрозрачности для газа (без пыли), которое при температурах $T \sim 100 - 200$ К, составляет $\kappa \sim 10^{-4} \text{ см}^2/\text{г}$ (Canup, Ward, 2002).

С учетом имеющейся неопределенности в величине коэффициента турбулентной вязкости α и его предпочтительных значений, обсуждавшихся в разделах 2.3.1 и 4.2, в наших расчетах этот параметр варьировался в пределах $10^{-4} < \alpha < 10^{-2}$.

Таблица 4.1

Модели протоспутникового диска Юпитера, удовлетворяющие космохимическим и физическим ограничениям

№ модели	\dot{M} , $M_{\text{Jup}}/\text{год}$	α	κ	χ	r конденсации льда воды, R_{Jup}	
					$r_c = 15$	$r_c = 30$
Модели с постоянной непрозрачностью вещества						
J1	10^{-6}	10^{-3}	0,001	–	22,3	
J2		10^{-2}	0,01	–	22,3	
J3	10^{-7}	10^{-3}	0,01	–	15,2	15,3
J4		10^{-2}	0,1	–	16,4	16,5
J5		10^{-3}	0,1	–	18,4	20,0
J6		10^{-4}	0,01	–	16,8	17,9
J7	10^{-8}	10^{-3}	10	–	16,4	18,2
Модели с переменной непрозрачностью вещества						
J8	10^{-8}	10^{-3}	–	1	17,3	19,3
J9		10^{-2}		10	17,8	20,1
J10	10^{-9}	10^{-3}	–	100	17,2	19,3
J11		10^{-4}	–	10	16,6	18,6

Таблица 4.2

Модели протоспутникового диска Сатурна, удовлетворяющие космохимическим ограничениям по температурам аккреции его крупнейшего спутника — Титана, а также физическим ограничениям

№ модели	$M, M_{\text{Sat}}/\text{год}$	α	κ	χ	r_W, R_{Sat}	$r(T_{\text{cond}}\text{NH}_4\text{OH}), R_{\text{Sat}}$
Модели с постоянной непрозрачностью вещества						
S1	10^{-6}	10^{-3}	0,01	–	18,5	32,3
S2		10^{-2}	0,1	–	21,2	33,2
S3	10^{-7}	10^{-3}	0,1	–	11,0	20,8
S4		10^{-4}	0,01	–	9,9	20,8
S5		10^{-2}	1	–	9,3	19,6
Модели с переменной непрозрачностью вещества						
S6	10^{-7}	10^{-2}		1	17,9	24,1
S7	10^{-8}	10^{-3}	–	1	10,7	15,3
S8		10^{-2}	–	10	11,1	15,3
S9		10^{-3}	–	10	15,2	20,6
S10		10^{-4}	–	10	24,3	31,0

Расчеты моделей проводились для коэффициентов непрозрачности, рассчитываемых по разным формулам: для мелких и крупных частиц. Если пылевые частицы, входившие в состав протоспутникового диска, имели радиус $a \leq 5 \times 10^{-3}$ см, то при расчете температуры T_m использовались формулы (2.10) и (4.8), учитывающие зависимость непрозрачности от температуры и, посредством этой зависимости, от химического состава вещества (2.12), (2.14). В случае, если твердая фаза вещества диска состояла из более крупных частиц (с радиусом $a > 5 \times 10^{-3}$ см), при расчете T_m использовались уравнения (4.9) и (4.10), справедливые для случая непрозрачности, не зависящей от температуры.

Спектр моделей протоспутникового диска Юпитера, входные параметры которых удовлетворяют космохимическим и физическим ограничениям, представлен в табл. 4.1, то же для диска Сатурна в табл. 4.2. Из r конденсации льда воды видно, что все представленные модели удовлетворяют космохимическим ограничениям, даже те, для которых этот радиус чуть больше $20R_{\text{Jup}}$. Отметим, что анализ полученных результатов показал, что для выполнения этих ограничений при заданном M достаточно

варьировать лишь параметр κ при неизменном α , для которого можно принять значение $\alpha = 10^{-3}$, рассматриваемое нами (раздел 4.2) как предпочтительное.

4.5.3. Распределения температуры и влияние вариаций входных параметров в моделях протоспутниковых дисков

Зависимость температуры в средней плоскости диска (T_m) и на его поверхности (T_s) для ряда моделей дисков Юпитера и Сатурна показана на рис. 4.2. На рис. 4.2 *a* показаны распределения температуры для моделей аккреционного диска Юпитера с темпом аккреции $\dot{M} = 10^{-6}$, 10^{-7} и $10^{-8} M_{\text{Jup}}/\text{год}$ и не зависящей от температуры непрозрачностью, удовлетворяющие космохимическим ограничениям. При этом оптимальные (в смысле удовлетворения ограничениям) модели с заданным значением \dot{M} получаются при следующих сочетаниях параметров: $\dot{M} = 10^{-7} M_{\text{Jup}}/\text{год}$, $\kappa = 10^{-2} \text{ см}^2/\text{г}$ (модель J3), а также $\dot{M} = 10^{-8} M_{\text{Jup}}/\text{год}$, $\kappa = 10 \text{ см}^2/\text{г}$ (модель J7). Для этих моделей получены следующие радиальные координаты r_w фронта конденсации льда воды в средней плоскости диска ($T_m = T_w$): $r_w = 15,2 R_{\text{Jup}}$ и $r_w = 16,4 R_{\text{Jup}}$. Полученные в этих моделях оценки для r_w близки к космохимически обоснованному (по моделям спутников) положению фронта испарения-конденсации льда $r_w = 15 R_{\text{Jup}}$, совпадающему с радиусом орбиты Ганимеда, показанному на рис. 4.2 *a* и *b* вертикальной штриховой прямой. Модели с указанными наборами параметров \dot{M} и κ обозначены на рис. 4.2 *a* (и всех последующих рисунках) пунктирными и сплошными кривыми соответственно, причем температуры T_m обозначены более толстыми кривыми, чем T_s . Для модели с $\dot{M} = 10^{-7} M_{\text{Jup}}/\text{год}$ температуры T_m и T_s лишь немного различаются, причем только во внутренней области при $r < 10 R_{\text{Jup}}$. Значение $\kappa = 10^{-2} \text{ см}^2/\text{г}$, согласно (4.9), при космической пропорции пыли соответствует радиусу пористых ледосодержащих частиц $a \sim 0,8 \text{ см}$, а значение $\kappa = 10 \text{ см}^2/\text{г}$ соответствует значению $a \sim 10^{-2} \text{ см}$ при более чем десятикратном обогащении пыли ($\chi \approx 12$) по сравнению с космической пропорцией.

Модель с наибольшим темпом аккреции $\dot{M} = 10^{-6} M_{\text{Jup}}/\text{год}$ и непрозрачностью $\kappa = 10^{-3}$ (модель J1), показана на рис. 4.2 *a* одной штриховой линией, так как для нее кривые T_m и T_s практически сливаются из-за малой оптической толщины диска ($\tau < 10$). Эта модель хуже соответствует ограничениям на положение фронта конденсации водяного льда, так как она дает несколько большие значения T_m и значение координаты фронта конденсации водяного льда $r_w = 22,3 R_{\text{Jup}}$, слишком большое для объяснения первичного протосолнечного отношения лед/порода, существующего в Ганимеде. Из результатов, представленных в формулах (4.8), (4.10), на первый взгляд кажется, что можно понизить температуру T_m при заданном значении \dot{M} , уменьшив непрозрачность диска до предельного значения, $\kappa = 10^{-4}$, соответствующего полному отсутствию пыли в прото-

спутниковом диске, или увеличив параметр вязкости α . Однако на самом деле такие изменения параметров для модели с $\dot{M} = 10^{-6} M_{\text{Юп}}/\text{год}$ приведут только к увеличению T_m и ухудшению соответствия положения фронта конденсации r_w его космохимически обоснованному положению к концу аккреции на расстоянии $r \approx 15 R_{\text{Юп}}$. Дело в том, что уменьшение κ , как и увеличение α , понижает оптическую толщину диска, делая его прозрачным для излучения молодого Юпитера, в результате чего температура в диске повышается. Этот вопрос обсуждается в следующем разделе.

На рис. 4.2 б показаны температуры (T_m и T_s) двух моделей диска Юпитера для непрозрачности, зависящей от температуры $\kappa(T)$, согласно соотношениям (2.12), (2.14). Такая непрозрачность соответствует предположению, что диск состоял из относительно мелких пылевых частиц, $a \leq 5 \times 10^{-3}$ см. В этом случае T_m рассчитывается по уравнению (4.8). Двумерная (r - z) термическая структура диска для моделей с непрозрачностью, зависящей от температуры и химического состава, была впервые рассчитана нами для диска Сатурна (Макалкин, Дорофеева, 2006) и показана здесь на рис. 4.2 в. На рис. 4.2 б показаны результаты применения аналогичного подхода для построения моделей Юпитера. Модели удовлетворяют космохимическому ограничению на положение фронта конденсации льда воды. В одной из моделей темп аккреции равен $\dot{M} = 10^{-8} M_{\text{Юп}}/\text{год}$ и содержание пыли равно ее значению в протопланетном диске $X_d = 0,0145$, $\chi = 1$ (модель J8, сплошные кривые), для другой $\dot{M} = 10^{-9} M_{\text{Юп}}/\text{год}$ и имеется стократное обогащение вещества пылью ($\chi = 100$) по сравнению с солнечным (модель J9, штрихпунктирные кривые). Для этих двух моделей рассчитанные радиальные координаты фронта конденсации льда воды в средней плоскости диска ($T_m = T_w$) оказались равными $r_w = 17,3 R_{\text{Юп}}$ и $r_w = 17,2 R_{\text{Юп}}$.

На этом и других рисунках при описании моделей мы идем от больших потоков к меньшим, так как это соответствует эволюционному тренду: скорость аккреции на околопланетный диск и на планету постепенно уменьшается.

Из сравнения моделей, обозначенных сплошными кривыми на рис. 4.2 а и б, которые соответствуют одному и тому же значению темпа аккреции $\dot{M} = 10^{-8} M_{\text{Юп}}/\text{год}$ и отличаются только различным описанием непрозрачности, следует, что модель с постоянной непрозрачностью удовлетворительно согласуется с моделью с непрозрачностью, зависящей от температуры. Однако это согласие имеется только в среднем. Модель с непрозрачностью, зависящей от температуры и химического состава, в отличие от модели с постоянной непрозрачностью, учитывает не только изменение непрозрачности внутри области без фазового перехода. Важнее, что она учитывает скачок непрозрачности при температуре конденсации льда воды T_w . Это проявляется в изломе на радиальной зависимости основных термодинамических параметров при температуре T_w , включая и излом на кривых $T_m(r)$, показанных на рис. 4.2 б. Соответственно отличаются

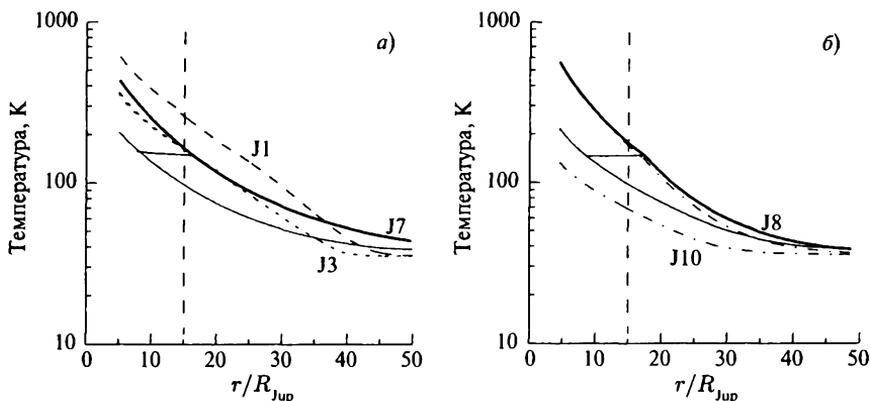


Рис. 4.2. Температура в средней плоскости протоспутникового диска T_m (жирные кривые) и на его излучающей поверхности T_s (тонкие кривые) для моделей с различными значениями темпа аккреции на диск \dot{M} , непрозрачности κ и обогащения пылью χ . Горизонтальные отрезки, соединяющие жирные и тонкие кривые — температура конденсации водяного льда ($T_w \approx 150$ К). Для всех моделей принят параметр вязкости $\alpha = 10^{-3}$. Модели диска Юпитера с непрозрачностью, не зависящей от температуры (а):

$\dot{M} = 10^{-6} M_{\text{Jup}}/\text{год}$, $\kappa = 10^{-3} \text{ см}^2/\text{г}$ (модель J1, штриховая кривая, T_m и T_s совпадают);

$\dot{M} = 10^{-7} M_{\text{Jup}}/\text{год}$, $\kappa = 10^{-2} \text{ см}^2/\text{г}$ (модель J3, пунктирные кривые); $\dot{M} = 10^{-8} M_{\text{Jup}}/\text{год}$, $\kappa = 10 \text{ см}^2/\text{г}$ (модель J7, сплошные кривые). Модели диска Юпитера с непрозрачностью, зависящей от температуры (б):

$\dot{M} = 10^{-8} M_{\text{Jup}}/\text{год}$, $\chi = 1$ (модель J8, сплошные кривые); $\dot{M} = 10^{-9} M_{\text{Jup}}/\text{год}$, $\chi = 100$ (модель J10, штрихпунктирные кривые). Модели диска Сатурна (в):

$\dot{M} = 10^{-6} M_{\text{Sat}}/\text{год}$, $\kappa = 10^{-2} \text{ см}^2/\text{г}$ (модель S1, штриховые кривые); $\dot{M} = 10^{-7} M_{\text{Sat}}/\text{год}$, $\kappa = 0,1 \text{ см}^2/\text{г}$ (модель S3, пунктирные кривые);

$\dot{M} = 10^{-8} M_{\text{Sat}}/\text{год}$, $\chi = 10$ (модель S9, сплошные кривые). Штриховая вертикальная прямая на панелях (а) и (б) — положение орбиты Ганимеда ($r = 15 R_{\text{Jup}}$) Аналогичная прямая на панели (в) — положение орбиты Титана ($r \approx 20 R_{\text{Sat}}$), а две горизонтальные штриховые прямые — температурные ограничения на условия аккреции Титана

и алгоритмы численного моделирования структуры диска для случаев мелких и крупных частиц.

Модель J9 соответствует 100-кратному увеличению содержания пыли по сравнению со значением $X_d = 0,0145$, что приводит к приблизительно равному массовому содержанию пыли и газа (точнее, $f_d/f_g \approx 1,2$). При дальнейшем увеличении концентрации пыли необходимы другие методы моделирования, так как в этом случае происходит превращение газопылевого диска в пылегазовый. Однако такая модель маловероятна еще и из-за необходимого для удовлетворения ограничениям нереально низкого значения потока $\dot{M} = 10^{-10} M_{\text{Jup}}/\text{год}$.

На рис. 4.2 в показаны значения $T_m(r)$ и $T_s(r)$ для трех моделей диска Сатурна, охватывающие диапазон потоков масс и непрозрачностей, при которых модели удовлетворяют космохимическим ограничениям для этого диска: $\dot{M} = 10^{-6} M_{\text{Sat}}/\text{год}$, $\kappa = 10^{-2} \text{ см}^2/\text{г}$ (штриховые кривые); $\dot{M} = 10^{-7} M_{\text{Sat}}/\text{год}$, $\kappa = 0,1 \text{ см}^2/\text{г}$ (пунктирные кривые); и $\dot{M} = 10^{-8} M_{\text{Sat}}/\text{год}$, $\chi = 10$. Таким образом, первые две модели соответствуют постоянной непрозрачности, т. е. крупным размерам пылевых частиц, а последняя — модели мелких частиц с переменной непрозрачностью $\kappa(T)$. В этой модели для согласования с ограничениями по температуре потребовалась увеличение массовой концентрации пылевых частиц в 10 раз. Вертикальная штриховая прямая на рис. 4.2 в — радиус орбиты Титана. Эта прямая соответствует радиальному расстоянию, на котором закончилась аккреция и радиальная миграция растущего Титана. Горизонтальные штриховые прямые на 60 и 90 К ограничивают снизу и сверху диапазон температур, в котором, в соответствии с существующими в настоящее время экспериментальными данными по составу атмосферы Титана, шла заключительная фаза его аккреции (см. раздел 4.3).

Модель с темпом аккреции $\dot{M} = 10^{-9} M_{\text{Sat}}/\text{год}$, в отличие от аналогичной модели диска Юпитера, для диска Сатурна построить не удастся, так как для удовлетворения ограничениям потребовалось бы обогащение пыли $\chi = 10^3$, что означает фактически пылевой диск, теоретически необоснованный и маловероятный. Из рис. 4.2 в видно, что модель с $\dot{M} = 10^{-6} M_{\text{Sat}}/\text{год}$, $\kappa = 10^{-2} \text{ см}^2/\text{г}$ хуже двух других удовлетворяет ограничениям по температуре.

В то же время при понижении темпа аккреции до весьма низкой величины $\dot{M} = 10^{-8} M_{\text{Sat}}/\text{год}$, а для Юпитера даже до $\dot{M} = 10^{-9} M_{\text{Jup}}/\text{год}$, как видно из рис. 4.2 б и в, удается удовлетворить ограничениям по температуре, если значительно увеличить концентрацию мелкой пыли в газе относительно протосолнечной распространенности. Такая возможность могла реализоваться в солнечной туманности и особенно в протоспутниковом диске, если на этой стадии Солнечная система была значительно обеднена газом в результате его фотоиспарения под действием УФ излучения молодого Солнца и, возможно, соседних массивных звезд (Clarke *et al.*, 2001; Matsuyama *et al.*, 2003). В этом случае большое количество

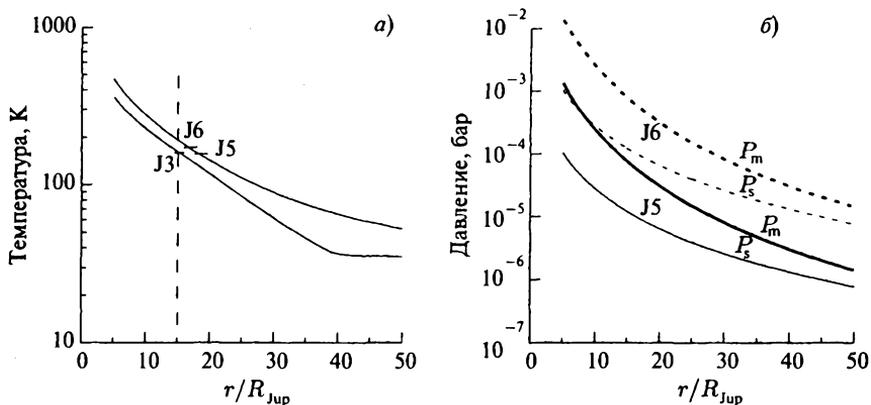


Рис. 4.3. Температуры в средней плоскости (T_m) протоспутникового диска Юпитера (а) и Сатурна (в) для моделей, различающихся величиной непрозрачности κ и параметра вязкости α . Рисунок (а) — три модели диска Юпитера с темпом аккреции $\dot{M} = 10^{-7} M_{\text{Jup}}/\text{год}$ и непрозрачностью, не зависящей от температуры: (1) $\kappa = 10^{-2} \text{ см}^2/\text{г}$, $\alpha = 10^{-3}$ (модель J3, нижняя кривая); (2) $\kappa = 0,1 \text{ см}^2/\text{г}$, $\alpha = 10^{-3}$ (модель J5) и (3) $\kappa = 10^{-2} \text{ см}^2/\text{г}$, $\alpha = 10^{-4}$ (модель J6) (модели J5 и J6 — верхняя кривая). Горизонтальными отрезками показаны температуры конденсации льда воды T_w .

Рисунок (б) показывает, что хотя модели J5 и J6 имеют близкие $T_m(r)$, но $P_m(r)$ и $P_s(r)$ у них различны. Нижний рисунок (в) — модели диска Сатурна с темпом аккреции $\dot{M} = 10^{-8} M_{\text{Sat}}/\text{год}$, непрозрачностью, зависящей от температуры, с обогащением пылью $\chi = 10$ и тремя значениями параметра вязкости $\alpha = 10^{-4}$, 10^{-3} и 10^{-2} (модели S8–S10 — верхняя, средняя и нижняя кривая соответственно).

Вертикальная и горизонтальные штриховые прямые — те же, что на рис. 4.2

пыли, ранее двигавшейся вместе с турбулентным газом, оседает к средней плоскости небулы и попадает в состав протоспутникового диска.

На рис. 4.3 а показано, как изменится распределение T_m в диске Юпитера, если при заданном темпе аккреции \dot{M} вместо принятого набора значений непрозрачности (κ), не зависящей от температуры, и параметра α : (1) взять на порядок большее значение κ без изменения α и (2) если, не меняя κ , на порядок уменьшить α . В качестве базовой взята модель с исходным набором параметров: $\dot{M} = 10^{-7} M_{\text{Jup}}/\text{год}$, $\kappa = 10^{-2} \text{ см}^2/\text{г}$, $\alpha = 10^{-3}$ (на рис. 4.3 а модели соответствует нижняя кривая). Верхняя кривая соот-

ветствует двум моделям, для которых радиальное распределение T_m полностью совпадает: $\kappa = 0,1 \text{ см}^2/\text{г}$, $\alpha = 10^{-3}$, а также $\kappa = 10^{-2} \text{ см}^2/\text{г}$, $\alpha = 10^{-4}$. Этот результат следует из уравнения (4.12). Из рис. 4.3 *a* видно, что значения r_w увеличиваются не очень значительно — на $2-3R_{\text{Jup}}$, а T_m увеличивается на $\approx 25\%$ в зоне образования всех спутников, кроме Каллисто, а в зоне образования Каллисто увеличение составляет $\approx 40\%$. При этом две последние модели при совпадающей зависимости $T_m(r)$ имеют значения температуры конденсации льда воды T_w , различающиеся на $\approx 11\%$.

На рис. 4.3 *б* на примере диска Сатурна показано, насколько изменяется температура T_m при увеличении и при уменьшении на порядок параметра турбулентной вязкости α для модели с непрозрачностью, которая, в отличие от случая, показанного на панели (*a*) этого рисунка, зависит от температуры. Из рис. 4.3 *б* видно, что это изменение достигает 80% . В связи с этим существенно, что нам удалось построить ряд моделей, удовлетворяющих ограничениям, при значении $\alpha = 10^{-3}$, что подтверждает независимым образом предпочтительность этого значения α .

Одним из входных параметров модели аккреционного протоспутникового диска является его центробежный радиус — r_c , физический смысл которого, а также оценка его численных значений обсуждались в разделе 4.2. Влияние вариаций значений r_c на радиальное распределение температур в средней плоскости протоспутниковых дисков Юпитера и Сатурна (T_m) было исследовано нами для всего спектра моделей, удовлетворяющих космохимических ограничениям (рис. 4.2 *a, б* и 4.3 *a, б*). Показано, что увеличение центробежного радиуса диска Юпитера с $r_c = 15R_{\text{Jup}}$ до $r_c = 30R_{\text{Jup}}$ дает в результате увеличение T_m в зоне аккумуляции регулярных спутников в пределах $\sim 30\%$ и сдвигает границу конденсации льда наружу на $\leq 15\%$. Для диска Сатурна, в результате проведенных расчетов, оказалось, что увеличение центробежного радиуса с $r_c = 23R_{\text{Sat}}$ до $r_c = 30R_{\text{Sat}}$ приводит к увеличению T_m в зоне образования Титана в пределах $\sim 10\%$.

Для подтверждения этого вывода на рис. 4.4 показано изменение радиального распределения T_m для моделей протоспутниковых дисков Юпитера (рис. 4.4 *a*) и Сатурна (рис. 4.4 *б*), имеющих сопоставимые параметры.

Из представленных результатов видно, что для выбранной модели диска Юпитера увеличение центробежного радиуса r_c с $15R_{\text{Jup}}$ до $30R_{\text{Jup}}$ дает в результате увеличение T_m на 30% на расстоянии r от 25 до $40R_{\text{Jup}}$; при $r = 20R_{\text{Jup}}$ увеличение составляет $\approx 25\%$, и в промежутке r от 20 до $10R_{\text{Jup}}$ оно уменьшается до нуля. Для Сатурна увеличение центробежного радиуса r_c с $23R_{\text{Sat}}$ до $30R_{\text{Sat}}$ приводит к увеличению T_m на $4,5\%$ на расстоянии $r = 20R_{\text{Sat}}$ и на 11% на $r = 30R_{\text{Sat}}$.

Еще одним входным параметром построенных нами моделей аккреционного протоспутникового диска является значение его радиуса r_d . Физический смысл этого параметра, а также методика выбора наиболее при-

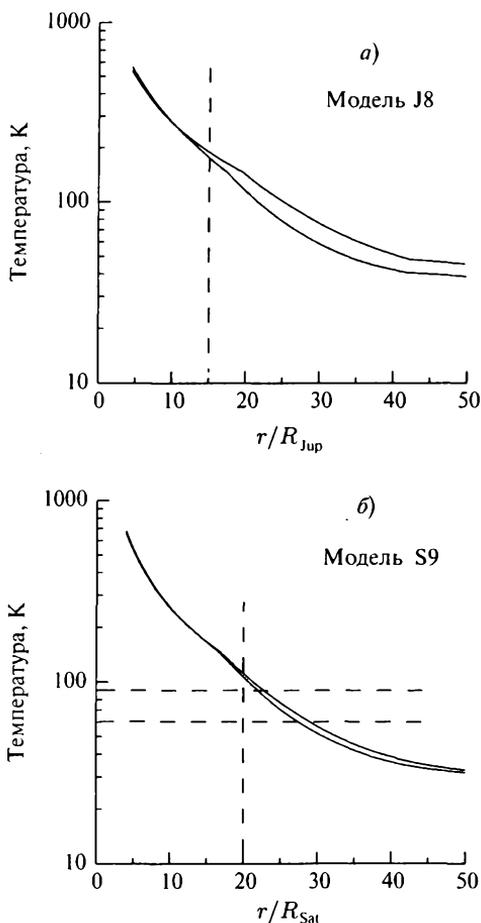


Рис. 4.4. Изменение температуры T_m в модели Юпитера (J8) с $\dot{M} = 10^{-8} M_{\text{Jup}}/\text{год}$, $\alpha = 10^{-3}$, $\chi = 1$ (а) и в модели Сатурна (S9) с $\dot{M} = 10^{-8} M_{\text{Sat}}/\text{год}$, $\alpha = 10^{-3}$, $\chi = 10$ (б) при варьировании центробежного радиуса диска r_c . Верхние кривые на обоих рисунках соответствуют большему значению: $r_c = 30R_{\text{Jup}}$ ($r_c = 15R_{\text{Jup}}$ для нижней кривой) на рис. а и $r_c = 30R_{\text{Sat}}$ ($r_c = 23R_{\text{Sat}}$ для нижней кривой) на рис. б

емлемых значений, равных $r_d = 150R_{\text{Jup}}$ для диска Юпитера и $r_d = 200R_{\text{Sat}}$ для диска Сатурна, обсуждается в разделе 4.2.

Влияние на температуру в экваториальной плоскости диска T_m радиуса диска r_d , а также еще одного параметра модели, обсуждавшегося выше, — фоновой температуры в окружающей области солнечной небулы T_{neb} — показано на рис. 4.5 на примере диска Сатурна. Результаты моделирования показывают, что уменьшение радиуса диска r_d с 200 до $80R_{\text{Sat}}$

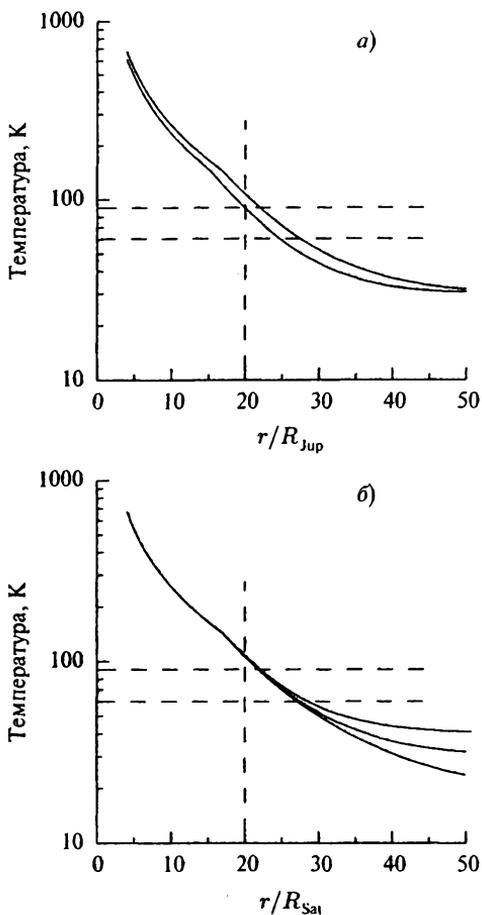


Рис. 4.5. Изменение температуры T_m в модели Сатурна (S9) с $\dot{M} = 10^{-8} M_{Sat}/\text{год}$, $\alpha = 10^{-3}$, $\chi = 10$ при варьировании следующих параметров: радиус диска r_d изменяется от $80 R_{Sat}$ (нижняя кривая) до $200 R_{Sat}$ (а); «фоновая» температура в солнечной туманности вблизи Сатурна $T_{neb} = 20$ К, 30 К и 40 К (б). Штриховые прямые — те же, что на рис. 4.3

увеличивает T_m на 17% на расстояниях r от 20 до $35 R_{Sat}$ (рис. 4.5 а). Отметим, что увеличение r_d во столько же раз, т. е. с 200 до $500 R_{Sat}$, увеличивает T_m на 10–11% на указанных расстояниях.

Уменьшение T_{neb} с 40 до 30 К, показанное на рис. 4.5 б, приводит к уменьшению T_m на 20% при $r = 40 R_{Sat}$. Дальнейшее уменьшение T_{neb} с 30 до 20 К приводит к уменьшению T_m еще на 17% на $r = 40 R_{Sat}$. При этом на расстоянии $r = 20 R_{Sat}$ температура T_m уменьшается всего лишь на 0,5%.

Сходные по характеру изменения T_m — в пределах 10–20 % при варьировании в физически обоснованных пределах параметров модели r_d и T_{neb} — были получены и для диска Юпитера.

На приведенных рисунках не отражено влияние еще одного параметра, который учитывает обогащение падающего на протоспутниковый диск вещества крупными телами. Хотя этот параметр не оказывает влияния на непрозрачность, но влияет на энергию, выделяемую при аккреции на диск. Это коэффициент $\eta = 1 + (1 + \vartheta)\chi X_d$ в уравнении (4.4), который характеризует обогащение падающего вещества крупными твердыми телами относительно пылевого компонента (за это отвечает множитель ϑ) и обогащение содержания пылевого компонента относительно космического содержания X_d (множитель χ). В отсутствие обогащения вещества диска твердыми телами и частицами $\eta = 1,015$. В качестве максимального значения обогащения газа пылевыми частицами и более крупными телами можно взять величину $\vartheta\chi = 100$, при которой отношение объемных и поверхностных плотностей твердого вещества и газа порядка единицы ($\rho_d/\rho_g \approx \sigma_d/\sigma_g \approx 1,5$). При более высоких значениях этих отношений начинаются существенные отклонения от модели газопылевого диска. При $\vartheta\chi = 100$ множитель χ_b достигает значения $\eta \approx 2,5$. Проведенные расчеты моделей показывают, что даже при увеличении параметра η в 2,5 раза рост температуры T_s не превышает 15 %, а при умеренном обогащении твердым веществом $\vartheta\chi \sim 10$, более вероятном, с учетом построенных нами моделей, увеличение T_s не превышает 3 %.

4.5.4. Распределение давления, объемной и поверхностной плотности в дисках

Для представления радиального распределения других термодинамических параметров нами выбраны модели диска Юпитера с четырьмя вышеуказанными значениями потоков и три рассмотренные выше модели диска Сатурна. Для диска Юпитера с $\dot{M} = 10^{-8} M_{Jup}/\text{год}$ из двух представленных выше моделей, различающихся по представлению непрозрачности, выбрана модель с переменной непрозрачностью. (Для оценки радиальной зависимости давления и других параметров отличия между этими двумя моделями несущественны.)

Как видно из рис. 4.6, давления в средней плоскости диска Юпитера в моделях J1–J10 на расстоянии Ганимеда $r \approx 15R_{Jup}$ варьируют в пределах $P_m \sim 10^{-3} - 10^{-6}$ бар, а в моделях диска Сатурна S1–S9 на расстоянии Титана $r \approx 20R_{Sat}$ давления находятся в интервале $P_m \sim 10^{-4} - 10^{-6}$ бар. На расстоянии $r \approx 20R_p$ в том и другом диске давления P_m всего лишь в несколько раз меньше. Эти значения гораздо больше давлений в средней плоскости протопланетного диска в области планет-гигантов в период образования их спутников. Согласно модели M6 (Дорофеева, Макалкин, 2006), для которой распределения температур, темп аккреции и момент

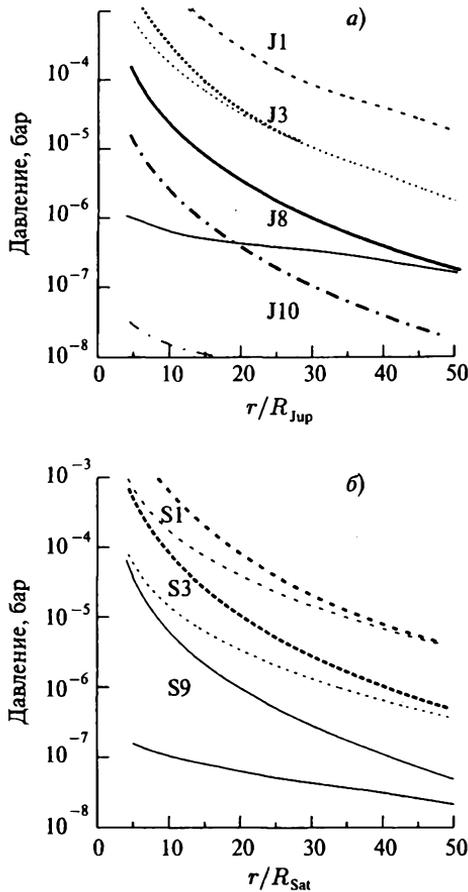


Рис. 4.6. Давление в средней плоскости диска P_m (жирные кривые) и на излучающей поверхности диска P_s (тонкие кривые) для моделей Юпитера и Сатурна. Для всех моделей принят параметр вязкости $\alpha = 10^{-3}$. Графики перечисляются в порядке сверху вниз. Модели диска Юпитера (а): $\dot{M} = 10^{-6} M_{\text{Jup}}/\text{год}$, $\kappa = 10^{-3} \text{ см}^2/\text{г}$ (модель J1, штриховая кривая); $\dot{M} = 10^{-7} M_{\text{Jup}}/\text{год}$, $\kappa = 10^{-2} \text{ см}^2/\text{г}$ (модель J3, пунктирные кривые), $\dot{M} = 10^{-8} M_{\text{Jup}}/\text{год}$, $\chi = 1$ (модель J8, сплошные кривые); $\dot{M} = 10^{-9} M_{\text{Jup}}/\text{год}$, $\chi = 100$ (модель J10, штрихпунктирные кривые). Модели диска Сатурна (б): $\dot{M} = 10^{-6} M_{\text{Sat}}/\text{год}$, $\kappa = 10^{-2} \text{ см}^2/\text{г}$ (модель S1, штриховые кривые); $\dot{M} = 10^{-7} M_{\text{Sat}}/\text{год}$, $\kappa = 0,1 \text{ см}^2/\text{г}$ (модель S3, пунктирные кривые); $\dot{M} = 10^{-8} M_{\text{Sat}}/\text{год}$, $\chi = 10$ (модель S9, сплошные кривые)

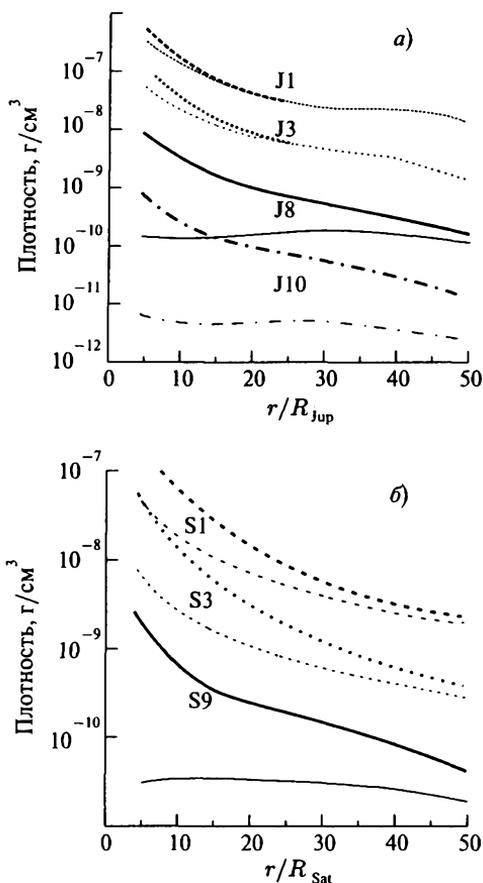


Рис. 4.7. Плотность газа в средней плоскости диска ρ_m (жирные кривые) и на излучающей поверхности диска ρ_s (тонкие кривые) для тех же моделей, что на рис. 4.6. Панель (а) — диск Юпитера (модели J1, J3, J8, J10), панель (б) — диск Сатурна (модели S1, S3, S9). Сверху вниз пары кривых соответствуют уменьшению темпа аккреции \dot{M}

времени показаны на рис. 2.1, на расстоянии Юпитера давление составляет $P_m \approx 7 \times 10^{-8}$, а на расстоянии Сатурна $P_m \approx 2 \times 10^{-8}$.

На рис. 4.9 показана высота излучающей поверхности z_s для двух моделей дисков Юпитера и Сатурна, имеющих наибольшую высоту и радиус оптически толстой части диска. Как видно из рисунка, на каждом радиальном расстоянии r отношение z_s/r не превышает 0,15 для диска Юпитера и 0,23 для диска Сатурна. На расстоянии, где достигается максимальная высота $z_s = z_{max}$, отношение $z_{max}/r \approx 0,1$ как для Юпитера,

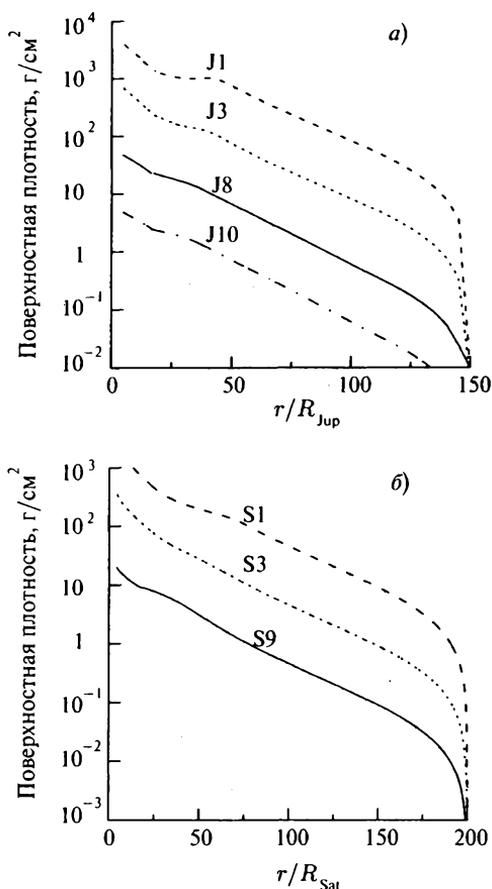


Рис. 4.8. Поверхностная плотность газа в диске Юпитера для тех же моделей, что и на рис. 4.6. и 4.7. Панель (а) — диск Юпитера (модели J1, J3, J8, J10), панель (б) — диск Сатурна (модели S1, S3, S9). Последовательность кривых сверху вверх соответствует уменьшению темпа аккреции

так и для Сатурна. Таким образом, диски можно рассматривать как геометрически тонкие, а при $r > 80R_{\text{Jup}}$ и $r > 80R_{\text{Sat}}$ оба диска становятся и оптически тонкими. Различие в структуре протоспутниковых дисков Юпитера и Сатурна заключается в том, что максимальная высота излучающей поверхности у диска Юпитера достигается гораздо ближе к планете (при $r_{\text{max}} \approx 20R_{\text{Jup}}$), чем у диска Сатурна ($r_{\text{max}} \approx (50 \div 60)R_{\text{Sat}}$). При $r > r_{\text{max}}$ поверхность диска оказывается в тени, отбрасываемой ближней к планете частью диска, и поэтому не нагревается излучением планеты. Однако с учетом показанных на рис. 4.1 соотношений между потоками

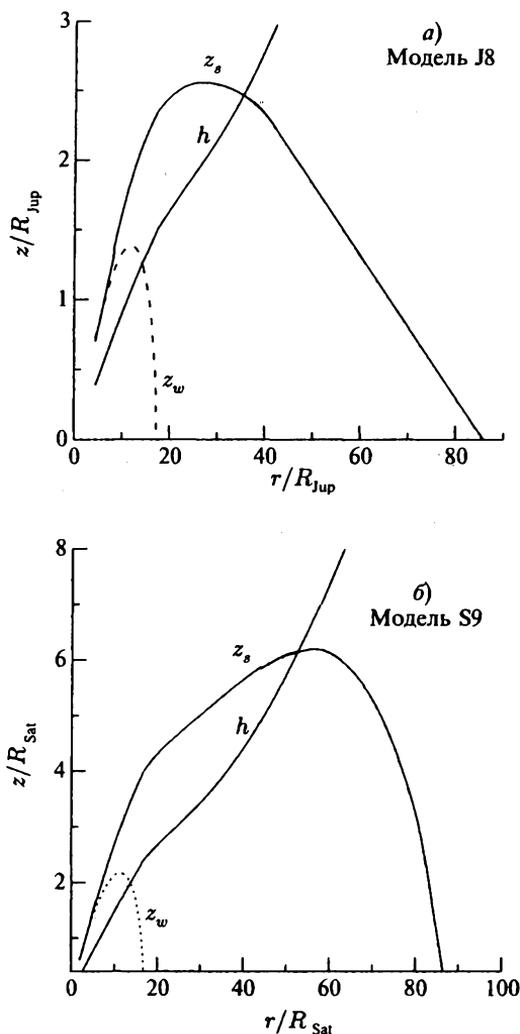


Рис. 4.9. Высота излучающей поверхности z_s , фронт испарения льда воды z_w и эффективная полутолщина диска Юпитера h для модели J8 (а) и Сатурна для модели S9 (б)

излучения, падающими на поверхность диска, эти различия в структуре обоих дисков не очень сильно сказываются на температурных условиях внутри них. Причина заключается во второстепенной роли нагрева диска излучением планеты по сравнению с нагревом из-за диссипации турбулентных движений внутри дисков и нагревом падающим на диск веществом.

4.6. Обсуждение результатов и выводы

На основе разработанных нами подходов к моделированию протоспутниковых аккреционных дисков планет-гигантов были построены модели дисков Юпитера и Сатурна, которые удовлетворяют комплексу космохимических и физических ограничений. Космохимические данные дают ограничение на распределение температуры в средней плоскости протоспутниковых дисков (см. раздел 4.3). Для диска Юпитера — это данные по содержанию воды в каждом из галилеевых спутников, полученные по результатам моделирования их внутреннего строения; для диска Сатурна — это данные по составу атмосферы Титана, полученные с помощью зонда «Гюйгенс» и наземных наблюдений. Совместно с космохимическими учитываются и важные физические ограничения, которые подробно рассмотрены в данной главе (см. раздел 4.2).

Проведен анализ возможных значений основных физических параметров протоспутниковых дисков Юпитера и Сатурна, являющихся входными параметрами наших моделей, и получены вероятные интервалы их изменения. К таким параметрам относятся темп аккреции массы на диск и через диск на планету \dot{M} , параметр турбулентной вязкости α и непрозрачность вещества диска κ , зависящая от содержания пылевых частиц, их размеров, а для мелких частиц и от их химического состава и температуры (см. раздел 4.2).

Варьируя значения входных параметров, мы построили широкий спектр моделей и отобрали те из них, которые удовлетворяют всему комплексу имеющихся ограничений (табл. 4.1 и 4.2).

Среди многих построенных моделей были отобраны те модели, которые наилучшим образом удовлетворяют ограничениям на значения параметров α , κ и \dot{M} , причем часть этих ограничений были получены при анализе построенных моделей.

Для параметра вязкости α был выбран интервал варьирования $10^{-4} < \alpha < 10^{-2}$ на основании данных для протопланетных и протоспутниковых дисков, обсуждавшихся в разделе 2.2 и 4.2. Отметим, что процесс миграции I типа для растущего спутника способствует выбору предпочтительного интервала значений параметра турбулентной вязкости α . В самом деле, сопоставив (4.1) и (4.12), легко убедиться, что при заданной массовой доле твердого вещества, если учесть и пылевые частицы, и более крупные тела ($f = f_d + f_b$), отношение характерного времени миграции растущего спутника к времени его аккреции зависит от параметра вязкости α (и при этом не зависит от темпа аккреции газа \dot{M}). При $\alpha \ll 10^{-3}$, согласно оценке (Canup, Ward, 2002), спутник не успевает образоваться из-за миграции I типа к планете. Поэтому мы, с учетом этой оценки, в табл. 4.1 и 4.2 минимизировали число моделей с параметром $\alpha = 10^{-4}$, оставив лишь те, которые были необходимы для сравнения.

Для параметра непрозрачности κ имеются следующие ограничения. Непрозрачность не может быть меньше значения $\kappa = 10^{-4}$ см²/г, соот-

ветствующего непрозрачности чистого газа (без пыли) при температурах $T \leq 200$ К и плотностях $\rho_g \leq 10^{-5}$ г/см³ (Canup, Ward, 2002). Максимальные значения непрозрачности определяются тем максимальным содержанием пыли (или минимальным содержанием газа), при котором протоспутниковый диск еще можно рассматривать как газопылевой аккреционный диск. Это предельное значение соответствует близости массовых долей твердого вещества (включающего пыль и более крупные тела) и газа $(f_a + f_b)/f_g \sim 1$. Последний случай реализуется в моделях J10 и J11. Уменьшение содержания газа до величин, существенно меньших содержания пыли, приводит к значительному уменьшению турбулентной вязкости пылегазовой смеси (Колесниченко, Маров, 2006). Из-за понижения своей концентрации газ теряет способность доставлять сколько-нибудь значительное количество твердых частиц и тел в область образования спутников в протопланетных дисках (Canup, Ward, 2002; Рускол, 2006), в результате чего их аккреция прекращается. Условие $(f_a + f_b)/f_g \sim 1$ реализуется в моделях J10 и J11. Однако предположение о стократном обогащении твердым веществом протоспутникового диска едва ли согласуется с данными о составе атмосферы Юпитера и Сатурна, согласно которым они всего лишь в несколько раз обогащены веществом, поступившим с твердыми частицами и планетезиμαлями. Поэтому модели J10 и J11 являются менее вероятными, чем другие. Причина построения этих моделей заключалась в необходимости совместного подбора параметров \dot{M} и κ , при которых модели удовлетворяют космохимическим ограничениям.

Непрозрачность сильно зависит от размеров частиц. Модели J3–J7 и S3–S5 соответствуют непрозрачности, не зависящей от температуры, что справедливо для частиц с радиусом $a \gg 5 \times 10^{-3}$ см. В моделях J8, J9 и S6–S10 принята непрозрачность, зависящая от температуры, характерная для более мелких частиц. Отдать предпочтение какой-либо из этих моделей, исходя из размеров пылевых частиц, довольно трудно. В то же время имеются некоторые аргументы в пользу более крупных частиц. К ним относятся данные наблюдений дисков молодых звезд солнечного типа (Calvet et al., 2002; Natta et al., 2007), которые свидетельствуют о том, что во многих (но не во всех) дисках размеры пылевых частиц значительно больше межзвездных размеров и достигают 1 см (см. раздел 2.4). Увеличенные размеры частиц рассматриваются как признаки процесса планетообразования в этих дисках. Интересно, что более крупные частицы наблюдаются во внутренней части диска, а более мелкие на его периферии. Возможно, такая зависимость размеров частиц от радиального расстояния имела место и в протопланетном околосолнечном диске. Она может объясняться зависимостью скорости роста частиц от радиальной координаты (Макалкин, Зиглина, 2004). В таком случае находит естественное объяснение полученный нами результат, что при темпе аккреции $\dot{M} = 10^{-7} M_{\text{Jup}}/\text{год}$ и $\dot{M} = 10^{-7} M_{\text{Sat}}/\text{год}$ для дисков Юпитера и Сатурна модели, удовлетворяющие космохимическим ограничениям,

имеют непрозрачность $\kappa = 10^{-2} \text{ см}^2/\text{г}$ для диска Юпитера и $0,1 \text{ см}^2/\text{г}$ для диска Сатурна, что соответствует размерам частиц (при космическом содержании пыли) $a \sim 1 \text{ см}$ и $a \sim 0,1 \text{ см}$ соответственно. Следует еще отметить, что в моделях образования Юпитера для получения достаточно быстрой аккреции и радиального сжатия формирующейся планеты необходимо уменьшение непрозрачности оболочки планеты в 10–100 раз (Hubickyj et al., 2005) за счет увеличения размеров или уменьшения содержания пылевых частиц. Второе предположение едва ли приемлемо в силу наблюдаемого обогащения атмосферы Юпитера летучими тяжелее водорода и гелия. Итак, имеются некоторые свидетельства в пользу увеличения размеров пылевых частиц на стадии образования спутников, следовательно, в пользу моделей с потоками $\dot{M} = 10^{-7} M_p/\text{год}$.

Отметим, что по величине непрозрачности, если она определяется крупными частицами, к сожалению, нельзя уверенно судить не только о минеральном или химическом составе таких частиц, но и об их обилии. Как следует из формулы (4.9), нельзя определенно говорить о содержании пылевых частиц, поскольку в соотношении для непрозрачности (4.9) входит отношение массового содержания пыли к радиусу частицы, и в результате непрозрачность сохраняется постоянной при одновременном повышении и содержания, и радиуса частиц. Непрозрачность $\kappa = 10^{-3}$, характерная для модели J1, при космическом содержании твердого вещества, согласно (4.9), обеспечивается телами с радиусом $a \sim 10 \text{ см}$. Повышение содержания твердых тел на порядок при сохранении непрозрачности соответствует увеличению радиусов тел до $a \sim 1 \text{ м}$. Непрозрачность $\kappa = 10^{-2}$, характерная для моделей J2, J3, J6 и S1, при космическом содержании частиц, соответствует радиусу частиц $a \sim 1 \text{ см}$. Поэтому для таких моделей возможно повышение содержания частиц за счет их роста до размеров $a \sim 10 \text{ см}$. То же относится и к моделям с еще большей непрозрачностью.

Полученные результаты моделирования позволяют нам оценить верхний предел для темпа аккреции газа на протоспутниковый диск (\dot{M}). Из физических и астрономических данных (см. раздел 4.2) следует, что этот предел составляет $\sim 4 \times 10^{-6} M_{\text{Jup}}/\text{год}$ для диска Юпитера и $\sim 12 \times 10^{-6} M_{\text{Sat}}/\text{год}$ для диска Сатурна. Однако, как показали наши расчеты, согласование построенных моделей с космохимическими ограничениями невозможно, если принять большие значения параметра \dot{M} , чем те, которые использованы нами при построении моделей (J1, J2 и S1, S2): $\dot{M} = 1 \times 10^{-6} M_{\text{Jup}}/\text{год}$ для диска Юпитера и $\dot{M} = 1 \times 10^{-6} M_{\text{Sat}}/\text{год}$ для диска Сатурна. Причина этого состоит в том, что модели с большими значениями темпа аккреции на протоспутниковые диски Юпитера и Сатурна оказываются прозрачными для мощного излучения молодых планет-гигантов и потому слишком горячими, чтобы удовлетворить космохимическим ограничениям.

Чтобы обосновать этот вывод, оценим зависимость оптической толщины $\tau = \kappa \Sigma$ от темпа аккреции \dot{M} для модели протоспутникового диска, удовлетворяющей космохимическим ограничениям. С помощью (4.11)

можно записать непрозрачность в виде $\kappa = C\alpha/M^2$, а для поверхностной плотности диска из (2.10) следует $\Sigma \propto M/\alpha$. Поэтому для оптической толщины диска получаем соотношение

$$\frac{\tau}{\tau_1} \propto \left(\frac{\dot{M}}{\dot{M}_1} \right)^{-1}, \quad (4.13)$$

где t_1 и \dot{M}_1 — оптическая толщина и темп аккреции для какой-либо рассчитанной модели.

Согласие с космохимическими ограничениями моделей диска Юпитера или диска Сатурна, имеющих разные значения \dot{M} , означает, что в этих моделях близки между собой радиальные распределения температуры T_m в зоне образования галилеевых спутников (в случае Юпитера) или в зоне образования Титана (в случае Сатурна). Если диск оптически толстый ($t > 1$), то из близости распределений T_m , согласно (4.8) и (4.10), следует близость значений параметра C в уравнении (4.11). Тогда из (4.13) имеем $\tau \propto \dot{M}^{-1}$. Как видно из рис. 4.8 а и б, модели J1 и S1 с наибольшими значениями \dot{M} и наименьшей непрозрачностью среди всех моделей, содержащихся на этом рисунке и в табл. 4.1 и 4.2 соответственно, имеют оптическую толщину $\tau = \kappa\Sigma \approx \kappa\sigma_g > 1$ в области $r < 25R_{\text{Jup}}$ для диска Юпитера и в области $r < 50R_{\text{Sat}}$ для диска Сатурна, а на большем удалении от планет у обоих дисков $t < 1$. При увеличении темпа аккреции всего лишь втрое по сравнению с моделями J1 и S1 до $\dot{M} \sim 3 \times 10^{-6} M_{\text{Jup}}/\text{год}$ для диска Юпитера и $\dot{M} \sim 10^{-5} M_{\text{Sat}}/\text{год}$ для диска Сатурна диски становятся прозрачными для излучения центральной планеты, что следует из соотношения (4.13), которое дает $\tau \ll 1$ на любых расстояниях r . Это приводит к значительному увеличению температуры $T(r)$, которая определяется из уравнения $\sigma_{\text{SB}}T^4 = L_p/(4\pi r^2)$, где L_p — аккреционная светимость планеты $L_p \approx 0,9GM_p\dot{M}/R_p$. При принятых выше значениях темпа аккреции получается $T \sim 700$ К в диске Юпитера на расстоянии $r = r_w = 15R_{\text{Jup}}$ и $T \sim 500$ К в диске Сатурна на расстоянии $r = 20R_{\text{Sat}}$. Очевидно, что диски Юпитера и Сатурна с $\tau \ll 1$ (оптически тонкие), прозрачные для прямого излучения планеты, не удовлетворяют космохимическим ограничениям.

При этом из уравнения (4.11) с постоянным значением C следует, что при увеличении значений \dot{M} до приведенных выше значений непрозрачность κ в обоих дисках уменьшается до предельно низкого значения $\kappa = 10^{-4}$ см²/г, соответствующего непрозрачности чистого газа.

Отметим, что модели J1, J2 и S1, S2 с максимальными значениями \dot{M} среди моделей, представленных в табл. 4.1 и 4.2, хуже других согласуются с космохимическими ограничениями. В самом деле, в моделях J1 и J2 с темпом аккреции $\dot{M} = 10^{-6} M_{\text{Jup}}/\text{год}$ получено расстояние конденсации льда $r_w \approx 22R_{\text{Jup}}$, значительно большее, чем в других моделях, содержащихся в табл. 4.1. О моделях диска Сатурна S1 и S2 также можно

сказать, что они несколько хуже других удовлетворяют космохимическим ограничениям на температуру. В модели S1, как видно из рис. 4.2 *в*, температура образования Титана в конце его аккреции выходит за пределы 90 К. То же относится и к сходной с ней по температуре модели S2.

Проведенный выше анализ показал также, что улучшить согласие моделей J1, J2 и S1, S2 с космохимическими ограничениями не удастся. Действительно, понизить температуру в этих моделях нельзя за счет понижения непрозрачности κ , так как это сделает диск прозрачным и приведет к его нагреву планетным излучением. По той же причине нельзя ее понизить и за счет повышения параметра турбулентной вязкости α .

Получить ограничение снизу на темп аккреции \dot{M} из физических соображений не удастся. Однако с учетом космохимических ограничений на температуру удастся получить ограничение на комплекс параметров M , κ и α , входящих в (4.11). Поэтому, накладывая ограничение на непрозрачность из соотношения массовых долей твердого вещества и газа, $(f_a + f_b)/f_g \leq 1$, обсуждавшегося выше, мы тем самым, согласно (4.11), накладываем ограничение снизу на темп аккреции, который в моделях J10 и J11, таким образом, получается предельно низким.

Все модели, представленные в разделе 4.4, относятся к маломассивным, т. е. к классу моделей, в которых одновременно (в каждый момент времени) содержится твердого вещества существенно меньше суммарной массы регулярных спутников. Даже модели J1 и S1, в которых диски имеют самую большую массу среди всех других построенных моделей, тем не менее относятся к классу моделей маломассивных и обедненных газом, потому что твердого вещества, одновременно содержащегося в дисках, имеющих поверхностную плотность, показанную верхними кривыми на рис. 4.8 *а* и *б*, при космической пропорции меньше в 200 раз суммарной массы спутников. Очевидно, что даже десятикратное обогащение твердым веществом по сравнению с космической пропорцией не меняет ситуации. Все остальные модели, представленные в табл. 4.1 и 4.2, еще менее массивны, так как они имеют по сравнению с моделями J1 и S1 в 10, 100 раз меньшие (а модели J10 и J11 в 1000 раз меньшие) значения аккреционного потока массы (темпа аккреции) \dot{M} и почти во столько же раз меньшие значения поверхностной плотности, а следовательно, и массы.

Перейдем к оценке времени аккреции τ_a спутников в моделях, представленных в разделе 4.5 и удовлетворяющих космохимическим ограничениям. При полном потоке массы газа через диск на планету $\dot{M} = 10^{-6} M_{\text{Юр}}/\text{год}$ и при космической пропорции между газом и твердым веществом, спутники могли набрать свою массу за 3×10^4 лет при стопроцентной эффективности процесса захвата пыли и твердых тел растущими зародышами спутников.

Уточнение времени аккреции требует ответа на два вопроса: о соотношении масс пыли и более крупных тел и об эффективности захвата пыли и мелких тел растущими спутниками, выражаемой коэффициен-

том ξ в уравнении (4.1). Из-за отсутствия данных для определенного ответа на первый вопрос не удастся однозначно ответить и на второй вопрос, поскольку вероятность ξ захвата тел зародышем в газопылевом диске зависит от распределения частиц по размерам (Макалкин, Дорофеева, 1989; Макалкин и др., 1989). Однако можно, основываясь на последних данных наблюдений протопланетных дисков других звезд, сделать вывод о значительном содержании пыли в дисках с возрастом от нескольких до 10 млн лет (Natta et al., 2007). Наблюдаемое содержание пыли настолько велико, что ее нельзя объяснить образованием при дроблении более крупных планетезималей как вторичный продукт процесса планетообразования (Wilner et al., 2005).

Дело в том, что в процессе дробления и аккумуляции устанавливается степенное распределение частиц по размерам, из которого можно по количеству наблюдаемой пыли оценить массу более крупных тел. Прделанные оценки (Natta et al., 2007) показывают нереально большую суммарную массу тел, при которой масса всего протопланетного диска оказывается сравнимой с массой звезды, что противоречит наблюдаемой устойчивости диска. Поэтому более разумно предположение (Weidenschilling, 2000; Дорофеева, Макалкин, 2004; Natta et al., 2007), что на поздней стадии эволюции газопылевого протопланетного диска, когда в нем уже образовались не только крупные планетезимали, но и планеты, в диске сохраняется большое количество пыли. В ней может содержаться $\sim 50\%$ полной массы твердого вещества (другая половина находится в крупных телах). В таком случае увеличение содержания твердого вещества в протоспутниковых дисках Юпитера и Сатурна за счет крупных тел получается не слишком большим: в 2–3 раза по сравнению с содержанием пылевых частиц. Отметим, что именно такое повышение содержания конденсированного вещества по сравнению с космической (протосолнечной) пропорцией следует из наблюдений атмосферы Юпитера, а для Сатурна оно составляет 3–8 раз. При современной степени понимания процессов аккреции планетезималей, с которой и связана неопределенность данных о распределении твердых тел по размерам, вероятно, наиболее разумно при оценке обогащения вещества протоспутникового диска твердыми телами основываться именно на степени обогащения конденсированным веществом атмосфер планет-гигантов.

В предположении двух-трехкратного обогащения диска Юпитера твердыми частицами время аккреции спутников уменьшается соответственно в 2–3 раза. Эффективность захвата растущим спутником крупных частиц велика. Если положить ее равной 50%, то характерное время аккреции спутников Юпитера в моделях J1, J2 и S1, S2 составляет $\sim 2 \times 10^4$ лет. При понижении эффективности аккреции в несколько раз это время приближается к 10^5 лет. По оценке (Canup, Ward, 2002) для объяснения неполной дифференциации Каллисто необходимо время ее аккреции $\geq 10^5$ лет. Таким образом, и по такой характеристике, как время образования, модели J1, J2 и S1, S2 являются предельными (и менее вероятными).

С эволюционными моделями протопланетного диска солнечной небулы (Stepinski, 1998b; Alexander et al., 2006) а также с наблюдениями дисков у звезд типа T Тельца хорошо согласуется продолжительность аккреции регулярных спутников Юпитера и Сатурна $\tau_a \lesssim 2 \times 10^6$ лет для обоих протоспутниковых дисков. Однако учет радиальной миграции I типа (Canup, Ward, 2002), существенно понижает верхний предел времени аккреции. Поскольку время миграции τ_1 , согласно (4.12), зависит от поверхностной плотности газа в диске, оно различно для построенных моделей. В такой промежуток времени укладывается время аккреции для всех моделей, представленных в табл. 4.1 и 4.2, за исключением модели J8 (см. ниже). Для моделей с темпом аккреции $\dot{M} = 10^{-7} M_{\text{Jup}}/\text{год}$ для диска Юпитера и $\dot{M} = 10^{-7} M_{\text{Sat}}/\text{год}$ для диска Сатурна продолжительность аккреции с учетом временем миграции τ_1 оценивается в $\tau_a \sim 2 \times 10^5$ лет. Это время гораздо лучше согласуется с моделями аккреции спутников (не приводя к полной дифференциации Каллисто) и с характерными временами эволюции протопланетного диска. Для модели J8 с потоком $\dot{M} = 10^{-8} M_{\text{Jup}}/\text{год}$ имеем $\tau_a \sim 2 \times 10^6$ лет, тогда как для моделей J7 и S8–S10 с потоками $\dot{M} = 10^{-8} M_{\text{Jup}}/\text{год}$ и $\dot{M} = 10^{-8} M_{\text{Sat}}/\text{год}$, но с трехкратным и 10-кратным обогащением пылью соответственно, продолжительность аккреции составляет $6 \times 10^5 \lesssim \tau_{aJ} < 2 \times 10^6$ лет и $2 \times 10^5 \lesssim \tau_{aS} \lesssim 2 \times 10^6$ лет. Для модели J10 время $6 \times 10^5 \lesssim \tau_{aJ} \lesssim 2 \times 10^6$ лет получается благодаря заложенному в эту модель предположению о 100-кратном обогащении вещества протоспутникового диска пылевыми частицами (без такого обогащения получилось бы нереально большое время $\tau_a \gtrsim 3 \times 10^7$ лет). Такое же значение τ_a получается и в модели J11, в которой предполагается десятикратное обогащение пылью, но при этом еще и десятикратное обогащение более крупными телами, не дающими вклад в непрозрачность.

Таким образом, наиболее отвечающими комплексу ограничений являются модели J3–J9 и S3–S10, характеризующиеся темпом аккреции \dot{M} в интервале $\dot{M} = 10^{-7} - 10^{-8} M_p/\text{год}$ как для Юпитера, так и для Сатурна, а также все их модификации, представленные в табл. 4.1, отличающиеся только значениями непрозрачности κ и параметра вязкости α . Все модели с темпом аккреции $\dot{M} \leq 10^{-7} M_p/\text{год}$, за исключением J8 и S7, по продолжительности аккреции спутников укладываются в интервал $2 \times 10^5 \lesssim \tau_a \lesssim 2 \times 10^6$ лет. При этом модели с $\dot{M} = 10^{-7} M_{\text{Jup}}/\text{год}$ и $\dot{M} = 10^{-7} M_{\text{Sat}}/\text{год}$ с $\tau_a \sim 2 \times 10^5$ лет лучше других удовлетворяют космохимическим ограничениям, как это хорошо видно из рис. 4.2.

Период образования спутников, характерные времена для которого по разным моделям представлены выше, заканчивается быстрым удалением газа из солнечной небулы за время $\Delta t \ll \tau_a$ (оценка времени $\Delta t \sim 5 \times 10^4$ лет обсуждается ниже).

Необходимо отметить еще одно важное динамическое ограничение, которому должны удовлетворять модели протоспутниковых дисков. Оно

связано с соотношением между временем аккреции τ_a , обсуждавшимся выше и связанным с поступлением вещества в диск из солнечной небулы, и временем аккумуляции спутника из более мелких тел, находящихся внутри диска, τ_{as} . Последнее время (которое условно можно назвать внутренним временем аккреции) определяется только характеристиками самого диска. Время τ_{as} (Сафронов, Рускол, 1977; Дорофеева, Макалкин, 2004) можно записать в виде

$$\tau_{as} \approx \frac{\rho_s R_s}{F_g(\sigma_d + \sigma_b)\Omega}, \quad (4.14)$$

где R_s — радиус спутника, ρ_s — его средняя плотность, σ_d и σ_b — поверхностные плотности пыли и крупных тел, Ω — кеплеровская угловая скорость на орбите вокруг планеты (σ_d и σ_b и Ω зависят от r); $F_g = 1 + (V_e/V)^2$ — параметр, характеризующий гравитационную фокусировку при столкновениях тел с зародышем спутника и определяемый отношением скорости убегания с поверхности спутника к средним хаотическим скоростям тел вдали от него. Для протоспутниковых дисков Юпитера и Сатурна $F_g \approx 3$ (Дорофеева, Макалкин, 2004). Из (4.1) и (4.14) получаем

$$\frac{\tau_{as}}{\tau_a} \approx \frac{\xi \rho_s R_s \dot{M}}{F_g M_s \sigma_g \Omega}, \quad (4.15)$$

где ξ и M_s имеют тот же смысл, что в (4.1), поверхностная плотность газа в диске σ_g показана на рис. 4.8.

Чтобы процесс образования спутников обеспечивался поступлением нужного количества вещества, необходимо, чтобы выполнялось соотношение

$$\frac{\tau_{as}}{\tau_a} \leq 1. \quad (4.16)$$

Взяв радиус R_s , равный радиусу того или иного галилеева спутника, и вероятность аккреции частиц и тел растущим спутником $\xi \approx 0,5$, легко убедиться, что при $\dot{M} = 10^{-6} M_{\text{Jup}}/\text{год}$ неравенство (4.16) не выполняется в области образования Каллисто. Это означает, что вещества, поступившего за время эволюции протоспутникового диска, для образования Каллисто недостаточно. Неравенство (4.16) не выполняется также для протоспутникового диска Сатурна при $\dot{M} = 10^{-6} M_{\text{Sat}}/\text{год}$ для области образования Титана. Условие аккреции этих спутников при выбранных значениях потоков \dot{M} выполняется только при понижении вероятности аккреции до $\xi \sim 0,1$. Следовательно, важному динамическому критерию, выражаемому неравенством (4.16), модели J1 и S1 удовлетворяют хуже, чем остальные модели с меньшими значениями темпа аккреции, приведенные в таблицах и на рисунках.

Еще один важный вопрос заключается в дополнительном физическом обосновании принятых в данной главе космохимических ограничения. Вопрос о том, где на самом деле находился фронт конденсации водяного

льда в протоспутниковых дисках, связан с вопросом о первичном составе вещества, из которого аккрецировались спутники, и о его потере при ударных процессах на стадии роста спутников. В книге (Дорофеева, Макалкин, 2004) показано, что в этих процессах в протоспутниковом диске испарились и были потеряны из вещества растущих спутников до $\sim 60\%$ воды. Эта оценка была получена в предположении степенного распределения тел по массам, значения параметра гравитационной фокусировки тел в протоспутниковом диске $F_g \approx 3$. Если радиусы R_i наибольших тел в юпитерианском диске были ~ 1000 км (т. е. массы этих тел составляли $\sim 0,2$ массы Европы), то относительные скорости в этом диске имели значения от $V_{\text{Jup}} \approx 1,0$ км/с (для каменно-ледяного вещества в зонах Ганимеда и Каллисто) до $V_J \approx 1,3$ км/с (для каменного вещества в зонах Ио и Европы). При радиусах наибольших тел ~ 1500 км, приближающихся к радиусу Европы, получается следующий интервал скоростей V_J : от 1,2 км/с в дальней зоне до 1,6 км/с в ближней. Последние значения можно считать максимальными для скоростей соударения тел, принадлежащих диску. Нагрев тел при соударениях с такими скоростями зависит от соотношения масс тел и достигает ~ 1500 К при столкновении двух тел наибольших размеров (Витязев и др., 1990). Когда с крупнейшим телом массы m_i сталкивается тело массы $m_i = \mu_i m_i$, то нагрев большего тела тем меньше, чем меньше отношение масс μ_i . Нагрев на 50 К, достаточный для испарения водяного льда в маломассивных протоспутниковых дисках Юпитера и Сатурна (Макалкин и др., 1999), достигается при $\mu_i > 0,01$.

Вероятно, что в процессе аккреции спутников за счет объединения тел при взаимных соударениях должно было установиться степенное распределение тел по массам (Витязев и др., 1990). Однако возможно, что распределение тел по массам в протоспутниковых дисках отличалось от степенного распределения из-за притока в диск большой массы, заключавшейся в мелких телах и частицах. В этом случае потеря воды получится меньше.

Из простых оценок (Дорофеева, Макалкин, 2004), тем не менее, ясно, что крупные ледяные спутники Ганимед, Каллисто и Титан, вероятно, имели полное содержание воды в космической (протосолнечной) пропорции, а затем потеряли значительную долю этого наиболее летучего из обильных компонентов (или наиболее обильного из летучих). (Если помимо воды первичное вещество содержало еще и тугоплавкую органику (CHON), то потеря воды, следовательно, еще больше.) В таком случае наше предположение о расположении фронта конденсации льда воды на расстоянии $r_w \approx 15R_{\text{Jup}}$ обоснованно. Если же пренебречь значительной потерей летучих в ударных процессах, то существующее обеднение Ганимеда, и в меньшей степени Каллисто, может означать, что фронт конденсации льда воды располагался не на расстоянии $r_w \approx 15R_{\text{Jup}}$, а в области $r_w \approx 20R_{\text{Jup}}$. Если учесть возможное вхождение в состав протоспутниковых тел тугоплавкой органики, но при этом не учитывать потерю летучих в ударных процессах, то фронт конденсации льда воды смещается к $r_w \approx 25R_{\text{Jup}}$. Повторим, однако, что такой вариант мы считаем менее вероятным.

Отметим, что смещение фронта конденсации на несколько единиц R_{Jup} , согласно табл. 4.1 и 4.2, а также рис. 4.3, соответствует увеличению непрозрачности на порядок. Смещение фронта конденсации к $r_w \approx 20R_{\text{Jup}}$ привело бы к повышению непрозрачности на порядок в моделях J2 и J8, после чего они бы превратились в модель J5 и модель с параметрами $\dot{M} = 10^{-8} M_{\text{Jup}}/\text{год}$, $\alpha = 10^{-3}$ и $\chi = 10$, подобные моделям S3 и S9 по набору входных параметров.

В заключение обсудим, насколько обоснованным является сделанное нами предположение о квазистационарности моделей, т. е. постоянстве темпа аккреции газа на протоспутниковый диск \dot{M} на стадии образования спутников. Выше везде предполагалось некоторое определенное значение темпа аккреции \dot{M} на диски Юпитера и Сатурна в течение всего периода образования спутников. Однако процесс образования спутников, как и процесс радиальной миграции к планете заканчивается тогда, когда прекращается приток в диск твердых частиц и тел, движущихся вместе с газом (при этом тела, как предусмотрено (4.1), могут иметь дополнительную скорость относительно газа). Уменьшение поступления в сферу Хилла планеты газа связано с его рассеянием из протопланетного диска (солнечной небулы). По эволюционной модели (Alexander et al., 2006) такое рассеяние происходит благодаря воздействию мощного ультрафиолетового излучения молодой звезды. Согласно модели (Alexander et al., 2006), стадия быстрого рассеяния наступает после основной стадии вязкой эволюции (т. е. эволюции протопланетного диска как вязкого аккреционного диска), обсуждавшейся в разделах 2.2 и 2.3. Принятая в (Alexander et al., 2006) вязкость диска соответствует значению параметра $\alpha = 10^{-2}$. Вязкая стадия эволюции протопланетного диска заканчивается через $t_v \sim 6$ млн лет при значении темпа аккреции через протопланетный диск на Солнце $\dot{M} \sim 10^{-10} M_{\odot}/\text{год}$. Этот темп аккреции согласуется с полными потоками (темпом аккреции) через диски Юпитера и Сатурна $\dot{M} \lesssim 10^{-7} M_{\text{Jup}}/\text{год}$ и $\dot{M} \lesssim 3 \times 10^{-7} M_{\text{Sat}}/\text{год}$ соответственно. В предположении коэффициентов непрозрачности $\kappa = 0,1 \text{ см}^2/\text{г}$ для диска Юпитера и $\kappa = 1 \text{ см}^2/\text{г}$ для диска Сатурна эти наборы параметров согласуются с моделями J4 и S5, которые идентичны по своим температурным условиям моделям J3 и S3, показанным на рис. 4.2, 4.6–4.8.

В результате вязкой эволюции протопланетного диска, согласно модели (Alexander et al., 2006), за 6 млн лет его поверхностная плотность Σ уменьшается в 10^3 раз по сравнению с началом эволюции, но, поскольку процесс идет с замедлением (до $\Sigma \sim 1 \text{ г}/\text{см}^2$ на расстоянии 5 а. е.), за период с 4 до 6 млн лет она уменьшается всего лишь в 2 раза. Спутники должны были образоваться внутри протоспутниковых дисков в течение периода длительностью 0,2–1 млн лет до удаления газа из протопланетного диска, т. е. в пределах последнего миллиона лет в конце стадии вязкой эволюции. К моменту $t_v \sim 6$ млн лет поверхностная плотность на расстоянии 5 а. е.

уменьшается до $\Sigma \sim 1 \text{ г/см}^2$. В таком маломассивном диске удаление газа ультрафиолетовым излучением молодого Солнца (фотоиспарение диска) становится эффективным и приводит к быстрому его удалению на расстоянии $\sim 1 \text{ а. е.}$ от Солнца, в результате чего диск разделяется на внутреннюю часть ($r \leq 1 \text{ а. е.}$), и внешнюю часть (при $r > 1 \text{ а. е.}$). Из внутренней части газ и пылевые частицы благодаря турбулентной вязкости за $\sim 10^4$ лет выпадают на Солнце, в результате чего оставшаяся часть диска подвергается прямому солнечному облучению. Под действием мощного ультрафиолетового компонента излучения молодого Солнца внутренняя граница диска быстро отодвигается и за $\Delta t \sim 5 \times 10^4$ лет достигает $r \sim 10 \text{ а. е.}$

Таким образом, за столь короткий промежуток времени газ полностью удаляется из зоны образования Юпитера и Сатурна и их спутников. Этот временной интервал существенно меньше приведенного выше продолжительности аккреции регулярных спутников $2 \times 10^5 \lesssim \tau_a \lesssim 2 \times 10^6$ лет. Поскольку даже в модели с максимальной турбулентной вязкостью, соответствующей параметру $\alpha = 10^{-2}$ (Alexander et al., 2006), за 2×10^6 лет поверхностная плотность протопланетного диска уменьшается всего лишь в два раза, мы можем приближенно считать, что аккреция регулярных спутников происходила при постоянном значении \dot{M} . Последующее уменьшение темпа аккреции и вызванное им изменение $T-P$ -условий не могло оказать серьезного влияния на химический состав спутников, так как оно происходило за время $\Delta t \ll \tau_a$. Отметим, что при уменьшении параметра вязкости α в модели, аналогичной (Alexander et al., 2006), все характерные времена эволюции увеличиваются пропорционально $1/\alpha$, поэтому вывод о квазистационарных условиях образования регулярных спутников остается в силе.

Уменьшение содержания газа в протоспутниковых дисках до величин, существенно меньших содержания пыли, как отмечалось выше, приводит к значительному замедлению, а вскоре и к прекращению аккреции спутников. Если же рассеяние газа из солнечной небулы проходило за большее время ($\geq 10^6$ лет), то в процессе аккреции спутников изменялись $T-P$ -условия их образования. Мы должны как бы переходить от одной квазистационарной модели к другой из рассмотренного нами набора моделей.

Посмотрим, насколько этот переход может повлиять на $T-P$ -условия в протоспутниковом диске. Если процесс аккреции спутников начался при темпе аккреции $\dot{M} \approx 10^{-7} M_p/\text{год}$ (для той и другой планеты), то после десятикратного уменьшения массового содержания газа в результате его рассеяния УФ излучением молодого Солнца, темп аккреции стал бы равным $\dot{M} \approx 10^{-8} M_p/\text{год}$. При этом, поскольку УФ излучение удаляет только газ, отношение содержания пыли к содержанию газа должно увеличиться как минимум в десять раз, увеличив непрозрачность во столько же (при отсутствии роста частиц) или меньшее количество раз. В этом случае, как получено нами из расчета моделей, температура диска понижается настолько, что фронт конденсации льда смещается внутрь с 15

до $8 R_{\text{Юр}}$, что противоречит безводному составу Ио и Европы. Даже если накопление пыли вблизи внутреннего края диска увеличит ее содержание и непрозрачность в 100 раз, это приведет к падению температуры в области образования Европы ниже температуры конденсации водяного льда. Дальнейшее увеличение отношения содержаний пыли и газа приводит к превращению протоспутникового диска в преимущественно пылевой. В таком диске, как отмечалось выше, образование спутников резко замедляется и прекращается по мере исчезновения пыли и мелких тел в окружающей области солнечной небулы. Следовательно, построенные модели свидетельствуют против медленного ($\Delta t \gtrsim 10^6$ лет) в пользу быстрого ($\Delta t < 10^5$ лет) удаления газа из областей образования Юпитера и Сатурна в солнечной небуле. Таким образом, построенные нами модели *a posteriori* подтверждают допустимость предположения о квазистационарности моделей протоспутниковых дисков и, соответственно, о квазистационарном характере процесса аккреции спутников.

Уточнение процессов диссипации газа из околосолнечного диска в области формирования Юпитера и Сатурна и эффективности захвата газопылевого вещества из околосолнечного диска в околопланетный протоспутниковый диск, находящийся в гравитационной сфере действия планеты, позволит уменьшить неопределенность при оценке темпа аккреции регулярных спутников, изучить зависимость этого процесса от времени. Важную роль в уточнении хода аккреции спутников должно сыграть дальнейшее изучение процесса роста пыли и твердых тел, распределения тел по массам и изменения со временем отношения масс твердого вещества и газа в дисках. Это позволит уточнить эволюцию диска, отказаться от некоторых моделей и существенно продвинуться в понимании физических и космохимических условий формирования регулярных спутников планет-гигантов.

Часть II

Химическая дифференциация и внутреннее строение крупных спутников

* * *

Вторая часть состоит из десяти глав и, помимо современного обзора, содержит оригинальный материал по определению важнейших физико-химических, геофизических и геохимических параметров внутреннего строения спутников.

Основная цель этой части заключается в моделировании степени дифференциации спутников на оболочки, их химического состава и внутреннего строения. В основу моделей положены геолого-геофизические данные космических экспедиций по тепловым, гравитационным и магнитным полям, спектральным данным и космическим снимкам. Эти данные дополнены геохимическим и космохимическим материалом по составу земных и лунных пород, обыкновенных и углистых хондритов.

К сожалению, существующие петролого-геохимические и геофизические модели планет и спутников не всегда равнозначны по детальности и часто взаимно не согласованы, поскольку их построение осуществляется в рамках аксиоматики той или иной информационной системы. Американский математик австрийского происхождения Курт Гёдель (Gödel, 1906–1978) доказал, что в пределах любой данной области математики всегда имеются утверждения, истинность или ложность которых не может быть установлена с помощью правил и аксиом этой конкретной области (теорема Гёделя). Как отмечалось в предисловии, если придерживаться аналогии с теоремой неполноты Гёделя, то для построения удовлетворительной модели космического объекта необходимо выйти за пределы знания какой-либо отдельной дисциплины.

Создание и построение удовлетворительной (непротиворечивой) модели должно быть основано на последовательном применении принципов, вытекающих из фактических данных, определяющих основные закономерности внутреннего строения крупных спутников. Очевидно, что для этого нужны новые сведения, аргументы и доказательства из всего спектра смежных наук — космохимии, геохимии и геофизики, — совместно выявляющие химическую природу и физико-химическую эволюцию вещества и отражающие специфику теплового режима и внутреннего строения планетарного тела. Связь между данными и ограничениями различных дисциплин сравнительной планетологии осуществляется с помощью аппарата химической термодинамики, дополненного термодинамическими константами и уравнениями состояния минералов, воды, льдов высокого давления и метеоритного вещества.

Фазовые равновесия и физические свойства минеральных систем при высоких давлениях

Для исследования химического состава и внутреннего строения планетарного тела приходится использовать косвенные методы и наблюдения, к которым относятся петролого-геохимические данные по составу глубинных пород, лабораторные измерения физико-химических свойств минералов при высоких температурах и давлениях, измерения различных полей (гравитационного и магнитного поля, теплового потока, сейсмических волн). Совершенствование этих методов привело к развитию экспериментальных и теоретических исследований фазовых и химических равновесий и их применению к анализу геохимических и космохимических систем, охватывающих процессы эволюции вещества от момента его формирования в протопланетной газовой-пылевой туманности ($P \sim 10^{-5}$ атм) до современного плотно сжатого состояния в недрах земных планет ($P \sim 10^4 - 10^6$ атм) и планет-гигантов (давление более 10^6 атм), что требует учета влияния сжимаемости и термического расширения.

Аппарат химической термодинамики позволяет моделировать физико-химические процессы как при низких и умеренных давлениях (конденсация, испарение и фракционирование вещества на ранней стадии эволюции Солнечной системы, формирование метеоритного вещества, метаморфические, магматические и гидротермальные процессы), так и при сверхвысоких давлениях и температурах (сейсмические свойства пород и фазовые равновесия в оболочках планет).

Под физико-химическим моделированием будем понимать решение задачи химического равновесия в многокомпонентной многофазной системе с твердыми растворами при некоторых заданных температуре, давлении и составе и построении на этой основе моделей внутреннего строения геологического объекта. При решении первой части этой задачи (которую можно назвать прямой) при фиксированных P - T -условиях и известном валовом составе получаем согласованную информацию по фазовому составу минеральной ассоциации (химический состав сосуществующих фаз и их пропорции), ее плотности, модулям сжатия и сдвига и скоростям распространения упругих волн.

Вместе с решением прямой задачи возникает необходимость решения обратных (некорректных) задач (Тихонов, Арсенин, 1979), которые заключаются в восстановлении некоторого набора модельных параметров, например температуры и химического состава силикатных оболочек планет, по геотермическим, сейсмическим, гравиметрическим, электромагнитным и геодезическим данным. Такие задачи представляют особый интерес для реконструкции состава, внутреннего строения и теплового режима Земли (Sobolev et al., 1996; Shapiro, Ritzwoller, 2004; Artemieva et al., 2004; Stixrude, Lithgow-Bertelloni, 2005; Kuskov et al., 2006; Кронрод, Кусков, 1994, 2007), Луны (Kuskov, 1997; Kuskov, Kronrod, 1998; Khan et al., 2007; Lognonné, 2005) и спутников Юпитера и Сатурна (Kuskov, Kronrod, 2001, 2005; Sohl et al., 2002, 2003; Tobie et al., 2005).

В этой главе мы рассмотрим основные соотношения термодинамики и принципы термодинамического подхода, необходимые для моделирования химического состава и внутреннего строения планетарных тел. Возможности приложения такого подхода иллюстрируются на примере моделирования состава и внутреннего строения континентальной мантии Земли.

5.1. Основные термодинамические соотношения

Термодинамика — одна из наиболее точных когда-либо созданных теорий, описывающих природные явления и процессы. Распространение этой теории на основе представления о макроскопическом равновесии на изучение химических процессов, сопровождающихся изменением физико-химических свойств системы при одновременном выделении либо поглощении тепла, привело к появлению самостоятельного раздела — химической термодинамики.

Химические реакции, протекающие в закрытой системе необратимо, вынуждают термодинамическую систему эволюционировать к равновесному состоянию. Характерное время природных процессов в оболочках планет и спутников (сотни и тысячи миллионов лет) настолько велико, а вариации температуры настолько медленны, что планетарное вещество должно находиться в состоянии термодинамического равновесия. Это означает, что если в системе устанавливается термическое, механическое и химическое равновесие, то происходит выравнивание температуры, давления, и все химические реакции протекают до конца.

Расчет фазовых равновесий и диаграмм состояния минеральных систем основывается на методе термодинамических потенциалов Гиббса (Гиббс, 1982). Введем основные определения термодинамических потенциалов и их полных дифференциалов (Базаров, 1961; Пригожин, Конденуди, 2002):

$$U(S, V, n_i) \text{ — внутренняя энергия,} \quad (5.1)$$

$$H(S, P, n_i) \text{ — энтальпия,} \quad (5.2)$$

$$F(V, T, n_i) — \text{свободная энергия Гельмгольца}, \quad (5.3)$$

$$G(P, T, n_i) — \text{свободная энергия Гиббса}, \quad (5.4)$$

$$dU = T dS - P dV + \sum_i \mu_i dn_i, \quad (5.5)$$

$$dH = T dS + V dP + \sum_i \mu_i dn_i, \quad (5.6)$$

$$dF = -S dT - P dV + \sum_i \mu_i dn_i, \quad (5.7)$$

$$dG = -S dT + V dP + \sum_i \mu_i dn_i, \quad (5.8)$$

где n_i — число молей, а химический потенциал может быть определен одной из следующих частных производных:

$$\mu_i = \left(\frac{\partial U}{\partial n_i} \right)_{S, V, n_j} = \left(\frac{\partial H}{\partial n_i} \right)_{S, P, n_j} = \left(\frac{\partial F}{\partial n_i} \right)_{T, V, n_j} = \left(\frac{\partial G}{\partial n_i} \right)_{T, P, n_j}. \quad (5.9)$$

Для закрытых систем, в которых возможен перенос тела и работы, но запрещен массоперенос, можно записать основное уравнение термодинамики:

$$T dS = dU + P dV, \quad (5.10)$$

которое связывает пять функций состояния: T (температуру), S (энтропию), U (внутреннюю энергию), P (давление) и V (объем). Само же состояние системы определяется двумя параметрами. Наиболее удобными и измеряемыми параметрами являются P , V и T . Уравнения

$$P = (V, T), \quad (5.11a)$$

$$U = (V, T) \quad (5.11b)$$

носят названия термического и калорического уравнения состояния.

Внутренняя энергия $U = U(S, V)$ в переменных S и V является характеристической функцией, поскольку, как следует из (5.10), другие переменные (P и T) определяются дифференцированием U по S и V :

$$T = \left(\frac{\partial U}{\partial S} \right)_V, \quad (5.12)$$

$$P = - \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_S. \quad (5.13)$$

Производные от $U(S, V)$ по характеристическим переменным выражают все термодинамические свойства системы: первые производные определяют термические свойства, а вторые производные — калорические

свойства:

$$\left(\frac{\partial^2 U}{\partial S^2}\right)_V = \left(\frac{\partial T}{\partial S}\right)_V = \frac{T}{C_V}, \quad (5.14)$$

C_V — теплоемкость при постоянном объеме.

Термодинамический потенциал при независимых переменных S и P называется энтальпией. Характеристическая функция $H(S, P)$ имеет вид

$$H = U + PV. \quad (5.15)$$

Если к обеим частям уравнения (5.10) прибавить дифференциал $d(PV)$, то получим

$$dH = T dS + V dP, \quad (5.16)$$

причем в изобарных условиях

$$(dH)_P = (T dS)_P = C_P dT, \quad (5.17)$$

C_P — теплоемкость при постоянном давлении.

Для установления связи между параметрами P, V, T и описания геохимических систем обычно используются термодинамические потенциалы или функции свободной энергии Гельмгольца $F = F(T, V)$ и свободной энергии Гиббса $G = G(P, T)$

$$F = U - TS, \quad (5.18)$$

$$dF = -S dT - P dV, \quad (5.19)$$

$$G = F + PV = U - TS + PV = H - TS, \quad (5.20)$$

$$dG = -S dT + V dP. \quad (5.21)$$

Дифференцируя свободную энергию Гельмгольца по температуре при постоянном объеме, получим энтропию

$$S = -\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_V \quad (5.22)$$

и теплоемкость при постоянном объеме

$$C_V = T \left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_V. \quad (5.23)$$

Дифференцируя $F(T, V)$ по объему при постоянной температуре, имеем

$$P = -\left(\frac{\partial F}{\partial V}\right)_T. \quad (5.24)$$

Свободная энергия Гиббса зависит от температуры и давления. Дифференцируя $G(P, T)$ по температуре при постоянном давлении, получим энтропию

$$S = -\left(\frac{\partial G}{\partial T}\right)_P \quad (5.25)$$

и теплоемкость при постоянном давлении

$$C_P = T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_P. \quad (5.26)$$

Дифференцируя $G(P, T)$ по давлению при постоянной температуре, получим объем

$$V = \left(\frac{\partial G}{\partial P} \right)_T. \quad (5.27)$$

Из уравнений (5.19) и (5.21) вытекает, что первые производные от $F(T, V)$ и $G(P, T)$ определяют энтропию, а вторые производные — теплоемкость, изотермическую сжимаемость (β_T) или модуль сжатия (K_T), а также коэффициент термического расширения (α), например:

$$C_P = -T \left(\frac{\partial^2 G}{\partial T^2} \right)_P = T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_P, \quad (5.28)$$

$$C_V = -T \left(\frac{\partial^2 F}{\partial T^2} \right)_V = T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_V, \quad (5.29)$$

$$\beta_T = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial^2 G}{\partial P^2} \right)_T = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_T, \quad (5.30)$$

$$K_T = \frac{1}{\beta_T} = -V \left(\frac{\partial P}{\partial V} \right)_T, \quad (5.31)$$

$$\alpha = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P. \quad (5.32)$$

5.2. Уравнение состояния минералов при высоких давлениях

Справочные данные содержат термодинамические функции (теплоемкость, энтропию, энтальпию, свободную энергию Гиббса) только при атмосферном давлении. Корректное применение методов термодинамики к задачам физико-химического моделирования состава и строения планет и спутников требует знание термических и упругих свойств минералов и их равновесных смесей при заданных температурах и давлениях — уравнений состояния (УРС).

Полное теоретическое построение уравнения состояния твердого тела с учетом его конкретной микроскопической структуры и характера межатомного (а при P - T -параметрах ядер планет и электронно-ядерного) взаимодействия затруднительно. Применимость методов молекулярной динамики и квантово-механического моделирования методом *ab initio* пока ограничивается простыми системами (Alf , Gillan, 1998; Belonoshko et al., 2000; Oganov, Dorogokupets, 2003; Белащенко и др., 2007).

Большое распространение получили полуэмпирические модели, в которых функциональный вид уравнения состояния задается, исходя из некоторых теоретических предположений, а численные параметры искомой функции для каждого конкретного вещества определяются на основе экспериментальных данных. Среди полуэмпирических методов наибольшее распространение получили две группы моделей, базирующихся на представлениях феноменологической теории упругости и статистической физики твердого тела (Борн, Хуань Кунь, 1958; Альтшулер, 1965; Лейбфрид, Людвиг, 1963; Жарков, Калинин, 1968; Рейсленд, 1975; Thomsen, 1977). В практике расчетов термодинамических функций кристаллов наиболее популярными являются приближения Дебая и Эйнштейна. Существует также множество эмпирических подходов, которые в основном направлены на обработку экспериментальных P - V - T измерений. Литература по методам построения УРС содержит сотни наименований, и даже ее краткий обзор не представляется возможным. Различные подходы к проблеме построения УРС и их обсуждение, а также соответствующие ссылки на имеющиеся обзоры и монографии можно найти в работах (Жарков, Калинин, 1968; Бушман, Фортвов, 1983; Кусков и др., 1982, 1983; Поляков, Кусков, 1994; Anderson, 1995; Паньков и др., 1998; Cohen et al., 2000; Дорогокупец, 2001; Kieffer, 1979; Геря и др., 1998; Dorogokupets, 2000).

При описании тепловых свойств твердых тел рассматриваются колебания атомов относительно фиксированного равновесного положения, что требует введения функции свободной энергии Гельмгольца, $F = F(V, T)$, а в качестве независимых переменных — температуры и объема в соответствии с (5.3). Построение уравнения состояния методами теории упругости основано на разложении свободной энергии Гельмгольца по степеням деформации при постоянной температуре. Эти методы определяют уравнение состояния твердого тела лишь при некоторой фиксированной температуре и не позволяют непосредственно переходить от одной изотермы к другой, что является определенным препятствием при использовании этих методов для целей термодинамических расчетов.

Вторая группа методов УРС твердого тела основывается на представлениях статистической физики, согласно которым свободная энергия $F(V, T)$ кристаллической решетки может быть представлена в виде суммы двух составляющих — потенциальной $E_p(V)$, обусловленной статическим взаимодействием атомов в решетке и зависящей только от объема, и тепловой $F_T(V, T)$, характеризующей энергию тепловых колебаний и зависящей от температуры и колебательного спектра кристалла:

$$F(V, T) = E_p(V) + F_T(V, T), \quad (5.33)$$

где вид функциональной зависимости $E_p(V)$ устанавливается из определенной модели межатомного взаимодействия. Для описания тепловой составляющей $F_T(V, T)$ широкое распространение получило квазигармоническое приближение, в рамках которого предполагается, что частоты

колебаний явно зависят только от объема и не зависят от температуры (Лейбфрид, Людвиг, 1963; Рейсленд, 1975; Жарков, Калинин, 1968). В этом случае свободную энергию (5.33) можно представить в виде:

$$F(V, T) = E_p(V) + \frac{1}{2} \sum_{\alpha} \hbar \omega_{\alpha} + kT \sum_{\alpha} \ln (1 - e^{-\hbar \omega_{\alpha}/kT}), \quad (5.34)$$

где \hbar , k — постоянные Планка и Больцмана, а суммирование распространено по всем нормальным колебаниям кристалла. $E_p(V)$ — некоторая теоретически обоснованная зависимость — потенциал, параметры которого определяются по экспериментальным кривым сжатия, ударным адиабатам и модулям упругости; второй член представляет энергию нулевых колебаний, а третий член представляет зависимость свободной энергии от температуры; $\omega_{\alpha}(V)$ — частоты колебаний, связанные с модальным параметром Грюнайзена γ_{α} соотношением,

$$\gamma_{\alpha} = - \frac{d \ln \omega_{\alpha}}{d \ln V}, \quad (5.35)$$

где знак минус означает, что решетка расширяется, когда частоты уменьшаются. Дифференцирование (5.34) по объему приводит к уравнению состояния вида

$$P(V, T) = P_p(V) + \frac{1}{V} \sum_{\alpha} \gamma_{\alpha} E_{\alpha}, \quad (5.36)$$

где

$$P_p(V) = - \frac{dE_p}{dV}$$

— потенциальное давление.

Предположение о том, что все модальные γ_{α} равны, приводит к хорошо известному в физике твердого тела уравнению Ми—Грюнайзена:

$$P(V, T) = P_p(V) + \frac{\gamma}{V} E_T(V, T), \quad (5.37)$$

где

$$E_T(V, T) = \sum_{\alpha} E_{\alpha}$$

— тепловая составляющая внутренней энергии твердого тела.

Уравнение (5.37) содержит три неизвестные функции: потенциальную составляющую давления или так называемую холодную изотерму $P_p(V)$, тепловую составляющую внутренней энергии $E_T(V, T)$ и параметр Грюнайзена γ .

Внедрение метода потенциала в геофизическую практику построения УРС твердых тел по данным статического и ударного сжатия и акустических экспериментов осуществлено в исследованиях сотрудников Института физики Земли РАН В. Н. Жаркова, В. А. Калинина и В. Л. Панькова

(Жарков, Калинин, 1968; Калинин, 1972; Паньков и др., 1998). Практика расчетов УРС минералов и горных пород показала, что сжимаемость твердого тела в широком диапазоне давлений с удовлетворительной точностью может быть описана потенциалом Борна—Майера в виде суммы экспоненциального члена для сил отталкивания и степенного кулоновского члена для электростатических сил притяжения. Потенциальные составляющие давления $P_p(x)$ и внутренней энергии $E_p(x)$, зависящие только от безразмерного объема x и определяемые силами межатомного взаимодействия, в методе потенциала описываются выражениями:

$$P_p(x) = Ax^{-2/3}e^{b(1-x^{1/3})} - Kx^{-4/3}, \quad (5.38)$$

$$E_p(x) = \frac{3A}{b\rho_0}e^{b(1-x^{1/3})} - \frac{3K}{\rho_0}x^{-1/3}, \quad (5.39)$$

где A, b, K — параметры потенциала, V_0, ρ_0 — мольный объем и плотность при нормальных условиях ($x = 1, T = 298,15 \text{ К}, P = 0$), $x = \rho_0/\rho = V/V_0$ — безразмерный объем, ρ — плотность при давлении P и температуре T .

Наиболее простой и популярной моделью расчета тепловой составляющей внутренней энергии является модель Дебая. В этой модели предполагается, что все колебания кристалла являются акустическими, а скорость распространения упругих волн не зависит от частоты, что эквивалентно пренебрежению дисперсией. Зависимость $E_T(x, T)$ в приближении Дебая имеет вид:

$$E_T(x, T) = \frac{RT}{M} \left[\frac{9\Theta}{8T} + 3TD \left(\frac{\Theta}{T} \right) \right], \quad (5.40)$$

R — газовая постоянная, M — средняя молекулярная масса, $D(\Theta/T)$ — функция Дебая, Θ — характеристическая температура Дебая, связанная с параметром Грюнрайzena соотношениями

$$\gamma = - \frac{d \ln \Theta}{d \ln V}, \quad (5.41)$$

$$\Theta(x) = \Theta_0 \exp \left\{ \int_x^1 \frac{\gamma}{x} dx \right\}, \quad (5.42)$$

$$\Theta_0 = 251,4 \left[\frac{3N}{V_0 \left(\frac{1}{V_P^3} + \frac{2}{V_S^3} \right)} \right]^{1/3}, \quad (5.43)$$

где N — число атомов в молекуле, а Θ_0 вычисляется через скорости продольных V_P и поперечных V_S волн при нормальных условиях. Температура Дебая (Θ) и параметр Грюнрайzena в дебаевском приближении являются только функциями объема.

Для параметра Грюнайзена, который отражает связь между термодинамическими свойствами и атомной структурой твердого тела, используется формула (Кусков и др., 1982, 1983):

$$\gamma(x) = -\frac{x}{2} \frac{d^2(P_p x^m)/dx^2}{d(P_p x^m)/dx} + \frac{3m-4}{6}, \quad (5.44)$$

где m — нормировочный параметр, значение которого можно найти из условия равенства при нормальных условиях параметра Грюнайзена из (5.44) его термодинамическому значению γ_0 из соотношения

$$\gamma(x=1) = \gamma_0 = \frac{\alpha_0 K_{oT} V_0}{C_{oV}} = \frac{\alpha_0 K_{oS} V_0}{C_{oP}}, \quad (5.45)$$

где α — коэффициент термического расширения из (5.32), K_T и K_S — изотермический и адиабатический модули сжатия (или обратная сжимаемость — β):

$$K_T = \frac{1}{\beta_T} = -V \left(\frac{\partial P}{\partial V} \right)_T, \quad K_S = \frac{1}{\beta_S} = -V \left(\frac{\partial P}{\partial V} \right)_S, \quad (5.46)$$

C_V и C_P — теплоемкость при постоянном объеме и постоянном давлении

$$C_V = T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_V, \quad C_P = T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_P. \quad (5.47)$$

Термодинамический параметр Грюнайзена (γ_{th}), характеризующий ангармоническое поведение решетки, связывает упругие, термические и калорические свойства:

$$\frac{K_S}{K_T} = \frac{C_P}{C_V} = 1 + T\alpha\gamma_{th}, \quad (5.48)$$

причем с учетом (5.45)

$$C_P = C_V + \alpha^2 TV K_T, \quad (5.49)$$

$$K_S = K_T + \frac{VT(\alpha K_T)^2}{C_V}. \quad (5.50)$$

В гармоническом приближении тепловое расширение отсутствует, а изотермические и адиабатические упругие константы одинаковы. Из (5.48) следует, что в гармоническом приближении $K_S = K_T$ и $C_P = C_V$. Тепловое расширение твердого тела возникает из-за ангармоничности атомных колебаний. Гармоническое приближение описывает тепловые колебания атомов в фиксированной кристаллической решетке ($V = \text{const}$) и поэтому неспособно предсказать изменение тепловых свойств твердого тела под воздействием давления. Эту трудность можно обойти, считая частоты функциями объема. В этом состоит главная идея квазигармонического

приближения. При действии на кристалл внешнего давления атомы сближаются, увеличиваются силы межатомного взаимодействия, в результате чего возрастают частоты нормальных колебаний, в то время как сами колебания по-прежнему остаются гармоническими.

Мы описали метод расчета УРС в приближении Ми—Грюнайзена—Дебая, который проводится на основе модели упругого континуума с использованием потенциала Борна—Майера для аппроксимации потенциальной части УРС и дебаевского приближения для тепловой его части. Уравнение (5.37) является термическим, т. е. в явном виде содержит тепловые члены и позволяет рассчитать всю P - V - T поверхность твердого тела.

Для расчета фазовых равновесий в многокомпонентных системах и сейсмических свойств фазовых ассоциаций при высоких температурах и давлениях желательнее иметь достаточно универсальный алгоритм построения УРС. Для решения физико-химических и геохимических задач был разработан модифицированный вариант метода потенциала. Для определения параметров потенциала A , b , K по уравнениям (5.38) и (5.39) используются экспериментальные данные по упругим, термическим и калорическим константам при нормальных условиях (*Кусков и др.*, 1982, 1983; *Kuskov, Galimzyanov*, 1986).

Для расчета УРС минералов при высоких температурах и давлениях требуется знание следующих констант при 1 бар и 298,15 К: адиабатического модуля сжатия (K_S), его производной (dK_S/dP), теплоемкости (C_P), температуры Дебая (Θ), вычисляемой по скоростям упругих волн, коэффициента термического расширения (α), плотности или объема. Уравнение состояния Ми—Грюнайзена—Дебая находится в хорошем согласии с экспериментом при $T > \Theta$ (*Кусков, Galimzyanov*, 1986; *Fabrichnaya, Kuskov*, 1994), что выполняется для большинства минералов, а практическое удобство заключается в том, что для расчета УРС используется стандартный набор термодинамических констант минералов при нормальных условиях (см. табл. 5.1). Процедура расчета УРС и параметров потенциала подробно изложена в работах (*Кусков и др.*, 1982, 1983; *Kuskov, Galimzyanov*, 1986).

5.3. Термодинамические свойства твердых растворов

Специфика уравнения состояния мантийного вещества состоит в том, что рассматриваемая среда представляет собой многофазную смесь взаимно превращающихся минералов — многокомпонентных твердых растворов. Поэтому задачи моделирования природных систем существенно осложняются из-за необходимости учета, кроме термического расширения и сжимаемости, моделей растворобразования.

Одна из основных теоретических задач в термодинамике твердых растворов состоит в том, чтобы связать микроскопическую природу межатомных взаимодействий при заселении позиций с макроскопическими термодинамическими параметрами. Практическая задача заключается в получении нужных выражений для описания термодинамических функций

смешения многокомпонентного твердого раствора. Следуя работам (Пригожин, Кондепуди, 2002; Саксена, 1973; Навроцкая, 1992; Люпис, 1989), приведем основные термодинамические соотношения для твердых растворов.

Энтропия смешения определяется изменением колебательной энтропии, конфигурационным вкладом, связанным с заселенностью эквивалентных позиций разными химическими частицами, и вкладом в энтропию, обусловленным изменением магнитного и электронного состояний. Пусть A и B (конечные члены ряда твердых растворов) при смешении образуют изоструктурный идеальный твердый раствор с мольной долей x

$$x A + (1 - x) B = A_x B_{1-x}. \quad (5.51)$$

Если уравнение (5.51) описывает распределение одного моля всех частиц по одному молю всех позиций, тогда (и только тогда) энтропия смешения идеального раствора выражается уравнением:

$$\Delta S_{\text{mix}} = -R[x \ln x + (1 - x) \ln (1 - x)] \quad (5.52)$$

и

$$\Delta \bar{S}(A) = -R \ln x, \quad \Delta \bar{S}(B) = -R \ln (1 - x). \quad (5.53)$$

Согласно термодинамическому определению активностей и коэффициентов активностей:

$$\mu(A) = \mu^0(A) + RT \ln a(A) = \mu^0(A) + RT \ln x(A) + RT \ln \gamma(A), \quad (5.54a)$$

$$\mu(B) = \mu^0(B) + RT \ln a(B) = \mu^0(B) + RT \ln x(B) + RT \ln \gamma(B). \quad (5.54b)$$

При этом за стандартные приняты состояния чистых компонентов.

Если стандартное состояние выбрано по Раулю, то для частного случая идеального раствора коэффициенты активности $\gamma(A) = \gamma(B) = 1$ и $a_i = \gamma_i x_i = x_i$. В этом случае

$$\mu(A) = \mu^0(A) + RT \ln x(A), \quad (5.55a)$$

$$\mu(B) = \mu^0(B) + RT \ln x(B). \quad (5.55b)$$

Зависимость химических потенциалов от состава раствора (5.55) характеризует идеальные или совершенные растворы, в которых активность равна мольной доле ($a_i = x_i$) и компоненты подчиняются закону Рауля во всем интервале составов.

Так как энтальпия смешения идеального раствора равна нулю, то, в соответствии с (5.20)

$$\Delta G_{\text{mix}} = \Delta H_{\text{mix}} - T \Delta S_{\text{mix}} \quad (5.56)$$

и (5.52), имеем изменение свободной энергии при смешении

$$\Delta G_{\text{mix}}^{\text{id}} = RT[x \ln x + (1 - x) \ln (1 - x)]. \quad (5.57)$$

При смешении энергия Гиббса уменьшается: $\Delta G_{\text{mix}}^{\text{id}} < 0$.

Свободная энергия одного моля бинарного твердого раствора может быть представлена в виде

$$G_T(A_x B_{1-x}) = xG_T(A) + (1-x)G_T(B) + \Delta G_{\text{mix}}, \quad (5.58)$$

где $G(A_x B_{1-x})$ — свободная энергия твердого раствора, $G_T(A)$ и $G_T(B)$ — свободные энергии конечных членов A и B , а ΔG_{mix} — свободная энергия смешения

$$\begin{aligned} \Delta G_{\text{mix}} &= x\Delta\mu_T(A) + (1-x)\Delta\mu_T(B) = \\ &= RT[x \ln a(A) + (1-x) \ln a(B)], \end{aligned} \quad (5.59)$$

где члены $\Delta\mu$ — парциальные мольные свободные энергии смешения:

$$\Delta\mu_T(A) = RT \ln a(A), \quad \Delta\mu_T(B) = RT \ln a(B). \quad (5.60)$$

Влияние температуры и давления в приведенных уравнениях осуществляется аналогично (5.25) и (5.27)

$$-\left(\frac{\partial G}{\partial T}\right)_P = S, \quad -\left(\frac{\partial \Delta G_{\text{mix}}}{\partial T}\right)_P = \Delta S_{\text{mix}}, \quad (5.61)$$

$$\left(\frac{\partial G}{\partial P}\right)_T = V, \quad \left(\frac{\partial \Delta G_{\text{mix}}}{\partial P}\right)_T = \Delta V_{\text{mix}}, \quad \left(\frac{\partial \Delta\mu_A}{\partial P}\right)_T = \Delta \bar{V}(A). \quad (5.62)$$

В общем виде молярная свободная энергия Гиббса раствора может быть представлена в виде

$$G = \sum_i (x_i G_i) + \Delta G_{\text{mix}}, \quad (5.63)$$

где G_i — свободная энергия чистого компонента, а ΔG_{mix} — изменение свободной энергии при смешении. Молярная свободная энергия смешения раствора может быть выражена в виде суммы идеального и избыточного вкладов:

$$\begin{aligned} \Delta G_{\text{mix}} &= RT \sum_i (x_i \ln a_i) = \\ &= RT \sum_i (x_i \ln x_i) + RT \sum_i (x_i \ln \gamma_i) = \Delta G_{\text{mix}}^{\text{id}} + \Delta G_{\text{ex}}, \end{aligned} \quad (5.64)$$

где член $\Delta G_{\text{mix}}^{\text{id}}$ означает свободную энергию смешения для идеального раствора, а член

$$\Delta G_{\text{ex}} = RT \sum_i (x_i \ln \gamma_i) \quad (5.65)$$

представляет избыточную свободную энергию смешения (ΔG_{ex}), выраженную через коэффициенты активности. Из (5.64) следует, что избыточная свободная энергия Гиббса представляет собой разность между свободными энергиями смешения идеального и неидеального растворов. Отклонения от идеальности могут быть как положительными ($\gamma_i > 1$, $\ln \gamma_i > 0$), так и отрицательными ($\gamma_i < 1$, $\ln \gamma_i < 0$).

С учетом (5.64) для идеального раствора молярные параметры смешения определяются следующими соотношениями

$$\Delta G_{\text{mix}}^{\text{id}} = RT \sum_i (x_i \ln x_i), \quad (5.66)$$

$$\Delta S_{\text{mix}}^{\text{id}} = -R \sum_i (x_i \ln x_i), \quad (5.67)$$

$$\Delta H_{\text{mix}}^{\text{id}} = 0, \quad (5.68)$$

$$\Delta V_{\text{mix}}^{\text{id}} = 0, \quad (5.69)$$

$$\Delta U_{\text{mix}}^{\text{id}} = 0, \quad (5.70)$$

из которых видно, что необратимый процесс смешения компонентов обусловлен только возрастанием энтропии. При смешении энергия Гиббса уменьшается $\Delta G_{\text{mix}}^{\text{id}} < 0$, а энтропия (степень разупорядочения системы) увеличивается. Образование идеального раствора не сопровождается тепловыми и объемными эффектами.

В модели регулярного раствора предполагается, что отклонения от идеальности полностью определяются теплотой смешения, а энтропия смешения остается той же, что и в идеальном растворе. С учетом (5.63) и (5.64) термодинамические соотношения для модели бинарного регулярного раствора в нулевом приближении имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} G_T &= x_1 G_1 + x_2 G_2 + \Delta G_{\text{mix}}^{\text{id}} + \Delta G_{\text{ex}} = \\ &= x_1 G_1 + x_2 G_2 + RT(x_1 \ln x_1 + x_2 \ln x_2) + x_1 x_2 W, \end{aligned} \quad (5.71)$$

$$\Delta G_{\text{ex}} = \Delta H_{\text{ex}} = x_1 x_2 W, \quad (5.72)$$

$$\Delta S_{\text{ex}} = 0, \quad (5.73)$$

где G_T — энергия Гиббса раствора, $G_{1,2}$ — свободные энергии чистых компонентов, W — параметр, характеризующий энергию взаимодействия (параметр Маргулеса), причем в симметричном приближении $W = W_{12} = W_{21}$. Поскольку $x_1 + x_2 = 1$, то из (5.48) следует, что

$$G_{1,\text{ex}} = RT \ln \gamma_1 = x_2^2 W, \quad (5.74a)$$

$$G_{2,\text{ex}} = RT \ln \gamma_2 = x_1^2 W. \quad (5.74b)$$

Подставляя (5.74) в (5.54), получим для регулярного раствора

$$\mu_1 = \mu_1^0 + RT \ln x_1 + x_2^2 W, \quad (5.75a)$$

$$\mu_2 = \mu_2^0 + RT \ln x_2 + x_1^2 W. \quad (5.75b)$$

Если модель регулярного раствора плохо описывает свойства реального раствора, приходится вводить дополнительный параметр. Тогда уравнения (5.72) и (5.74) приобретают вид

$$\Delta G_{\text{ex}} = x_1 x_2 (x_1 W_{21} + x_2 W_{12}), \quad (5.76)$$

$$G_{1,\text{ex}} = RT \ln \gamma_1 = x_2^2 [W_{12} + 2x_1(W_{21} - W_{12})], \quad (5.77a)$$

$$G_{2,\text{ex}} = RT \ln \gamma_2 = x_1^2 [W_{21} + 2x_2(W_{12} - W_{21})], \quad (5.77b)$$

а растворы, которые описываются уравнениями этого типа, называются субрегулярными.

В работе (Berman, Brown, 1984) предложена удобная нотация для обобщенного уравнения, применимого к раствору с любым числом компонентов. Например, для тройного раствора ($M = 3$) имеем:

$$\Delta G_{\text{ex}} = \sum_{i=1}^{M-1} \sum_{j=i}^M \sum_{k=j}^M W_{ijk}(x_i x_j x_k), \quad (5.78)$$

$$\Delta G_{\text{ex}} = W_{112}x_1x_1x_2 + W_{122}x_1x_2x_2 + W_{113}x_1x_1x_3 + W_{133}x_1x_3x_3 + \\ + W_{223}x_2x_2x_3 + W_{233}x_2x_3x_3 + W_{123}x_1x_2x_3. \quad (5.79)$$

Тогда для бинарного раствора уравнения (5.76) принимают вид

$$\Delta G_{\text{ex}} = x_1x_1x_2W_{112} + x_1x_2x_2W_{122}, \quad (5.80)$$

$$G_{1,\text{ex}} = RT \ln \gamma_1 = x_2x_2[W_{122} + 2x_1(W_{112} - W_{122})], \quad (5.81a)$$

$$G_{2,\text{ex}} = RT \ln \gamma_2 = x_1x_1[W_{112} + 2x_2(W_{122} - W_{112})]. \quad (5.81b)$$

Параметры взаимодействия можно обобщить в виде температурной и объемной зависимости параметра W_G :

$$W_G = W_H - TW_S + PW_V, \quad (5.82)$$

где W_H , W_S , W_V — неидеальные параметры для энтальпии, энтропии и объема. Как следствие, это приводит к появлению ненулевой избыточной энтропии смешения.

5.4. Сейсмические свойства фазовых ассоциаций

Скорости P - и S -волн равновесной фазовой ассоциации зависят от T , P , химического и фазового состава пород и определяются посредством расчета плотности, модулей сжатия и сдвига с помощью УРС минералов. Сейсмические характеристики фазовой ассоциации, состоящей из минералов — твердых растворов, и согласованные с диаграммой состояния системы при заданном валовом составе рассчитываются в предположении, что порода представляет равновесную смесь изотропных фаз; в качестве единичной изотропной фазы рассматривается составляющая минерала — минал.

Изотермический модуль сжатия (K_T) и модуль сдвига (G) смеси зависят от соотношения фаз и их упругих характеристик. Кроме того, на эти величины влияет структура минерального композита и размеры минеральных зерен. Усредненные значения упругих модулей удобно вычислять в

предположении, что они могут находиться между величинами, вычисленными по модели Фойгта (условие постоянства деформаций в композите)

$$K_V = V^{-1} \sum_{i=1}^N x_i V_i K_i \quad (5.83)$$

и модели Реусса (условие постоянства напряжений в композите):

$$K_R = V \left(\sum_{i=1}^N x_i V_i K_i^{-1} \right)^{-1}, \quad (5.84)$$

где K_i — модули изотермического сжатия (K_T) или сдвига (G) i -го композита, N — число миналов в композите. В случае отсутствия информации о структуре среды для расчета упругих модулей наиболее часто используется усреднение Фойгта—Реусса—Хилла (*Watt et al.*, 1976):

$$K_{VRH} = \frac{K_V + K_R}{2}, \quad K = (K_T, G). \quad (5.85)$$

Физические характеристики смеси, при условии термодинамического равновесия, рассчитываются по формулам:

$$\alpha = V^{-1} \frac{dV}{dT} = V^{-1} \sum_{i=1}^N x_i V_i \alpha_i, \quad (5.86)$$

$$\rho = V^{-1} \sum_{i=1}^N x_i \nu_i, \quad V = \sum_{i=1}^N x_i V_i, \quad (5.87)$$

где x_i , V_i , ρ_i , ν_i , α_i — мольная доля, объем, плотность, молекулярная масса и коэффициент термического расширения конечных членов при заданных давлении и температуре.

Адиабатический модуль сжатия (K_S), параметр Грюнайзена (γ) и сейсмический параметр (Φ_S) равновесной фазовой ассоциации определяются из выражений (5.45), (5.48), (5.50):

$$\gamma = \frac{\alpha V K_S}{C_P}, \quad (5.88)$$

$$K_S = K_T (1 + \alpha \gamma T), \quad (5.89)$$

$$\Phi_S = \frac{K_S}{\rho}. \quad (5.90)$$

Скорости P - и S -волн равновесной фазовой ассоциации $V_{P,S}(P, T, x)$, учитывающие эффекты фазовых превращений и ангармоничности и не зависящие от частоты, определяются по формулам:

$$V_P^2 = \frac{K_S + 4/(3G)}{\rho}, \quad V_S^2 = \frac{G}{\rho}, \quad (5.91)$$

где K_S и ρ фазовой ассоциации находятся из уравнения состояния. Строгий вывод (5.91) на основе теории упругости приводится в книге К. Е. Буллена (Буллен, 1966); при выводе предполагается, что материал ведет себя как идеально упругий. Для модуля сдвига принята линейная зависимость от температуры и давления:

$$G(P, T) = G(P_0, T_0) + \left(\frac{\partial G}{\partial P} \right) (P - P_0) + \left(\frac{\partial G}{\partial T} \right) (T - T_0). \quad (5.92)$$

Анализ показывает консервативность величин частных производных сейсмических скоростей при небольших вариациях валового состава и температуры. Поэтому для вычисления частных производных не имеет большого значения выбор конкретной петрологической и теплофизической моделей. На фиксированной глубине вариации значений сейсмических скоростей dV_j при вариациях состава dC_i ($i = \text{MgO}, \text{FeO}, \text{Al}_2\text{O}_3, \text{CaO}, \text{SiO}_2$) и температуры dT можно представить следующим образом:

$$\delta V_j = \left(\frac{\partial V_j}{\partial T} \right)_{C, P} \delta T + \sum_i \left\{ \left(\frac{\partial V_j}{\partial C_i} \right)_{T, P} \delta C_i \right\}, \quad j = P, S. \quad (5.93)$$

Одно и то же приращение скорости можно получить как при изменении температуры, так и при изменении химического состава. В этом случае вариации температуры и концентраций связаны соотношением:

$$\delta T = \frac{\left(\sum_i \frac{\partial V_j}{\partial C_i} \right)_{T, P} \delta C_i}{\left(\frac{\partial V_j}{\partial T} \right)_{C, P}}, \quad j = P, S. \quad (5.94)$$

Обратим внимание еще на одно важное обстоятельство. Упругие характеристики минералов определяются в ультразвуковых экспериментах при высоких частотах (~ 1 МГц). Сейсмологические наблюдения проводятся на низких частотах (< 10 Гц). Ангармонические эффекты не чувствительны к частоте упругих волн. Напротив, неупругие эффекты связаны с диссипацией энергии и зависят от частоты. Известно, что оболочки Земли и Луны обладают диссипативными свойствами, которые характеризуются фактором Q — механической добротностью. Поэтому при приближении температуры к солидусу породы необходимо вводить поправки на эффекты неупругости, которые можно оценить через коэффициенты Q_S и Q_P (Karato, 1993; Faul, Jackson, 2005):

$$Q_S(P, T, w) = Aw^\alpha \exp \left\{ \frac{\alpha E^*}{RT} \right\}, \quad E^* = H^* + PV^*. \quad (5.95)$$

Здесь A — константа, α — показатель экспоненты, H^* , V^* — энергия и мольный объем активации, w — частота сейсмических волн. Обычно

принимается предположение о независимости или о слабой зависимости от частоты диссипативной функции. Связь между функциями Q_S и Q_P , определяющими поглощение за счет диссипации поперечных и продольных волн, дается соотношением:

$$Q_P^{-1} = (1 - L)Q_K^{-1} + LQ_S^{-1}, \quad L = \frac{4}{3} \left(\frac{V_S}{V_P} \right)^2. \quad (5.96)$$

Скорости P - и S -волн, учитывающие изменения модалного состава в зависимости от температуры, давления и валового состава, эффекты ангармонизма, фазовых превращений и неупругости, связаны соотношением (Sobolev et al., 1996; Goes et al., 2000):

$$V_{anel}(P, T, X, \omega) = V_{anh}(P, T, x) \left[1 - \frac{1}{2} Q(P, T, \omega) \operatorname{tg} \left(\frac{\pi \alpha}{2} \right) \right], \quad (5.97)$$

где первый член в правой части (5.97) представляет ангармонические значения V_P или V_S равновесной фазовой ассоциации фиксированного валового состава, а второй характеризует неупругое поглощение сейсмических волн и связан с фактором $Q_{S,P}$. Для Луны поправки на затухание сейсмических волн до глубин порядка 1000 км имеют второстепенный характер из-за высокой добротности лунных недр.

Если существует экспериментальная информация по сейсмическим данным ($V_{P,S}^0$) в зависимости от глубины и состав породы предполагается известным, то, используя (5.97), можно найти термические профили. Решение обратной задачи такого типа, которая является существенно нелинейной, позволяет либо восстановить распределение температуры (при известном составе), либо найти валовый состав (при известном распределении температуры) из абсолютных скоростей продольных и/или поперечных волн. Задача решается посредством минимизации отклонений теоретических значений $V_{anel}(P, T, X, \omega)$ с поправкой на ангармонизм и неупругость от экспериментальных сейсмических значений $V_{P,S}^0$ (Кусков, Кронрод, 2006, 2007; Кронрод, Кусков, 2007). При выбранных ограничениях на валовый состав системы в каждой j -й точке минимизируется функционал

$$\Phi_j = \left\langle [V_P^0 - V_{P,anel}(P, T, x, \omega)]^2 + [V_S^0 - V_{S,anel}(P, T, x, \omega)]^2 \right\rangle, \quad (5.98)$$

где $j = 1, 2, \dots, n$ — число точек по глубине.

В этом случае, например, при фиксированном химическом составе на каждой итерации находится распределение температуры в зависимости от глубины. Минимизация функционала производится методом Ньютона. Таким образом, в результате решения обратной задачи находится профиль температуры (не зависящий от начального приближения), согласованный с равновесным фазовым составом минеральной ассоциации на данной глубине.

5.5. Моделирование равновесных фазовых ассоциаций

Для термодинамического анализа природных процессов используется функция свободной энергии Гиббса $G = G(P, T)$. При фиксированной температуре для фаз постоянного состава изменение химического потенциала при изменении давления с учетом (5.27) можно записать в виде

$$\mu_T^P = \mu_T^0 + \int_0^P V dP = G^0(T) + \int_0^P V dP, \quad (5.99)$$

отсюда, общее уравнение равновесия для твердых фаз постоянного состава имеет вид

$$\Delta G(P, T) = \Delta G_T^0 + \int_0^P \Delta V dP = 0, \quad (5.100)$$

$$\Delta G_T^0 = \Delta H_T^0 - T \Delta S_T^0, \quad (5.101)$$

где ΔG_T^0 (Дж/мол), ΔH_T^0 (Дж/мол), ΔS_T^0 (Дж/мол К) — изменения свободной энергии, энтальпии и энтропии реакции в стандартном состоянии при $P = 1$ бар (или для простоты $P = 0$), а $V(P, T)$ (Дж/бар · мол) — функция молярного объема. Из уравнений (5.99) и (5.100) следует, что для вычисления свободной энергии минерала при высоких давлениях и температурах необходимо знать его термическое уравнение состояния в форме

$$\int_0^P V(P, T) dP,$$

требующее учета сжимаемости и термического расширения.

Источники ошибок и погрешности термодинамических расчетов обсуждаются в работах (*Kuskov, Galimzyanov, 1986; Кусков, Кронрод, 2006*). Наши оценки показывают, что при высоких P – T -параметрах среднеквадратичная погрешность наиболее важной при построении фазовых диаграмм величины

$$\int_0^P V(P, T) dP$$

не превышает 0,5–1 %. Уравнения (5.100) и (5.101) позволяют найти изменение ΔG_T^0 , ΔH_T^0 , ΔS_T^0 реакции по экспериментальным P – T -данным вдоль фазовых границ моновариантных превращений.

Условие равновесия с фазами переменного состава, связывающее стандартные термодинамические свойства, уравнения состояния и кон-

станту равновесия ($K_{P,T}$), имеет вид:

$$\Delta H_{298}^0 + \int_{298}^T \Delta C_P dT - \left(\Delta S_{298}^0 + \int_{298}^T \left(\frac{\Delta C_P}{T} \right) dT \right) T + \\ + \int_0^P \Delta V(P, T) dP + RT \ln K_{P,T} = 0, \quad (5.102)$$

где $K_{P,T} = \prod (a_i^\alpha)^m$, a_i^α — активность конечного члена i в твердом растворе α , m — стехиометрический коэффициент конечного члена в реакции. Зависимость теплоемкости от температуры определяется общим выражением

$$C_P(T) = a + bT + cT^{-2} + dT^2 + eT^{-3} + fT^{-1/2} + gT^{-1} + hT^{1/2}. \quad (5.103)$$

Активность конечного члена i в фазе α можно представить в виде

$$a_i^\alpha = (x_i^\alpha \gamma_i^\alpha)^n, \quad (5.104)$$

где x_i^α — мольная доля, γ_i^α — коэффициент активности, n — число структурных позиций в формульной единице.

Минеральный состав и физические свойства планетарного тела, такие как плотность, упругие модули, коэффициент термического расширения, скорости объемных волн и другие параметры, зависят от температуры, давления и химического состава, и определяются соответствующими характеристиками слагающих породу минералов, их концентрациями, а также структурой мантийного композита. С термодинамической точки зрения, минеральный состав глубоких недр может быть охарактеризован рядом параметров, которые определяются из геохимических и геофизических данных, и функциональных зависимостей характеристических функций фаз от термодинамических параметров и валового состава мантийного вещества.

Аппарат химической термодинамики дает возможность по валовым составам пород (если они известны) определить состав и физические свойства стабильных фазовых ассоциаций при P – T -параметрах планетарного тела. Для этих целей удобно использовать метод минимизации свободной энергии Гиббса, который допускает применение теории нелинейного математического программирования и широко применяется в различных приложениях химической термодинамики к геологическим системам (Smith, Missen, 1982; Saxena, Eriksson, 1984, 1986; de Capitani, Brown, 1987; Карпов, 1981; Жариков, 2005; Борисов, Шваров, 1992; Вуд, 1992).

Для системы, состоящей из M компонентов и N фаз при давлении P , температуре T и известном валовом составе, систему уравнений баланса

масс и свободную энергию Гиббса можно записать следующим образом:

$$\sum_{j=1}^N \alpha_{ij} n_j = b_i, \quad i = 1, 2, \dots, M, \quad (5.105)$$

$$G(P, T, \vec{n}) = \sum_{j=1}^N n_j \mu_j(P, T), \quad (5.106)$$

где $\vec{n} = (n_1, n_2, \dots, n_j)$ — вектор мольных количеств компонента, α_{ij} — стехиометрический коэффициент i -го элемента в j -ом компоненте, $\vec{b} = (b_1, b_2, \dots, b_M)$ — вектор валового состава системы. Термодинамические свойства системы однозначно определены, если химические потенциалы μ_j всех компонентов известны как функции независимых переменных T, P и состава. Химический потенциал и активность связаны соотношениями типа (5.54)

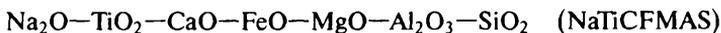
$$\mu_j = \mu_j^0 + RT \ln a_j = \mu_j^0 + RT \ln x_j + RT \ln \gamma_j, \quad (5.107)$$

где μ^0 — химический потенциал в стандартном состоянии, γ — коэффициент активности, x — мольная доля.

Согласно представлениям химической термодинамики, равновесие в закрытой изобарно-изотермической системе является результатом самопроизвольно протекающих процессов перераспределения массы и энергии между всевозможными компонентами и фазами системы до достижения минимума свободной энергии (целевая функция) системы. Решение такой прямой задачи заключается в определении равновесной минеральной ассоциации — пропорции фаз и их химического состава.

Расчет фазовых равновесий и физических свойств в планетарных оболочках осуществляется с помощью программного комплекса и базы данных *THERMOSEISM* (Kuskov, 1995, 1997). На этой основе производится решение прямых и обратных задач, согласование и оптимизация данных калориметрии и фазовых равновесий, расчет уравнений состояния. Архив базы данных постоянно расширяется.

Для расчета фазовых равновесий и физических свойств используются метод минимизации свободной энергии Гиббса (*de Capitani, Brown, 1987*) и метод потенциала для уравнения состояния (*Кусков и др., 1982; Kuskov, Galimzyanov, 1986*), адаптированные к расчетам фазовых ассоциаций в семикомпонентной системе



с неидеальными твердыми растворами при высоких температурах и давлениях. В качестве независимых компонентов приняты оксиды, образующие следующие фазы постоянного и переменного состава: α - β -кварц, коэсит, стишовит, минералы группы Al_2SiO_5 , плагиоклаз (*Pl*), железомagneзиальные оливин (*Ol*), шпинель (*Sp*) и ильменит (*Ilm*) — бинарные растворы, гранат (*Gar*, пироп-альмандин-гроссуляр), ортопироксен

Таблица 5.1

Термические, calorические и упругие свойства минералов в системе
 $\text{Na}_2\text{O}-\text{TiO}_2-\text{CaO}-\text{FeO}-\text{MgO}-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{SiO}_2$ при 1 бар и 298,15 К

Минерал	V , см ³ /мол	$\alpha \cdot 10^6$, 1/К	K_S , кбар	$\frac{dK_S}{dP}$	C_P , Дж/мол К	Θ , К	G , кбар	$\frac{dG}{dP}$	$-\frac{dG}{dT}$, кбар/К
α -Кварц SiO_2	22,69 (1)	35 (1)	371 (5)	6,0 (2)	44,6 (1)	570 (5)	445 (5)	0,45	0,015
Коэсит SiO_2	20,58 (3)	7 (1)	960 (30)	8,4 (19)	45,4 (5)	615 (20)	513 (20)	1,3	0,11
Стишовит SiO_2	14,01 (2)	14 (2)	3100 (40)	5,1 (3)	43,0 (5)	1190 (25)	2200 (30)	1,8	0,18
Корунд Al_2O_3	25,58 (1)	15,5 (5)	2525 (20)	4,11 (20)	79,03 (15)	1035 (5)	1630 (20)	1,8	0,19
Клинокорунд Al_2O_3	26,2 (30)	25 (3)	1290 (200)	5 (1)	79 (5)	707 (50)	781 (100)	1,7	0,10
Ортокорунд Al_2O_3	27,4 (30)	25 (3)	1225 (200)	5 (1)	79 (5)	707 (50)	743 (100)	2,0	0,11
Периклаз MgO	11,25 (1)	32,2 (8)	1628 (5)	4,24 (18)	37,24 (10)	941 (5)	1310 (5)	2,5	0,24
СаО	16,765 (5)	29 (1)	1149 (20)	4,75 (80)	42,05 (10)	660 (10)	800 (10)	1,64	0,14
Рутил TiO_2	18,8 (1)	22,6 (20)	2147 (50)	6,8 (20)	55,05 (50)	780 (20)	1123 (35)	2,5	0,18
Альмандин $\text{Fe}_3\text{Al}_2\text{Si}_3\text{O}_{12}$	115,28 (6)	18 (2)	1780 (30)	5 (1)	342,6 (30)	740 (10)	970 (10)	1,4	0,10
Анальбит $\text{NaAlSi}_3\text{O}_8$	100,43 (10)	17,5 (20)	677 (30)	4,5 (20)	204,6 (10)	500 (10)	320 (15)	1,5	0,10
Андалузит Al_2SiO_5	51,46 (2)	25 (3)	1620 (40)	5 (2)	122,6 (2)	840 (10)	990 (13)	1,5	0,13
Анортит $\text{CaAl}_2\text{Si}_2\text{O}_8$	100,76 (10)	12 (2)	920 (15)	4,5 (10)	212,0 (5)	546 (10)	410 (10)	1,5	0,10

Минерал	V , см ³ /мол	$\alpha \cdot 10^6$, 1/К	K_S , кбар	$\frac{dK_S}{dP}$	C_P , Дж/мол К	Θ , К	G , кбар	$\frac{dG}{dP}$	$-\frac{dG}{dT}$, кбар/К
Геденбергит $\text{Ca}_{0,5}\text{Fe}_{0,5}\text{SiO}_3$	67,84 (18)	20,2 (10)	1200 (10)	4,5 (18)	175,2 (10)	609 (10)	610 (5)	1,7	0,10
Гейкиелит MgTiO_3	30,86 (3)	30 (3)	1690 (90)	4 (2)	92,3 (10)	687 (20)	785 (30)	1,7	0,17
Герцинит FeAl_2O_4	40,75 (10)	19 (3)	2100 (50)	4,9 (10)	122,0 (10)	700 (20)	850 (50)	0,5	0,10
Гроссуляр $\text{Ca}_3\text{Al}_2\text{Si}_3\text{O}_{12}$	125,23 (11)	18,6 (6)	1681 (20)	5 (1)	333,2 (30)	827 (5)	1079 (10)	1,6	0,12
Диопсид $\text{Ca}_{0,5}\text{Mg}_{0,5}\text{SiO}_3$	66,08 (8)	25,3 (10)	1140 (10)	4,5 (18)	166,6 (10)	670 (10)	670 (5)	1,7	0,10
Жадеит $\text{NaAlSi}_2\text{O}_6$	60,52 (20)	26 (3)	1260 (40)	4,5 (10)	164,1 (5)	750 (20)	800 (50)	1,7	0,13
Ильменит FeTiO_3	31,71 (5)	30 (3)	1725 (40)	4 (2)	99,5 (10)	600 (20)	747 (30)	1,7	0,17
Кианит Al_2SiO_5	44,08 (2)	26,7 (30)	1915 (100)	5,4 (20)	121,7 (5)	863 (25)	1094 (50)	1,5	0,13
Клиноферросилит (фаза низкого P) FeSiO_3	33,11 (10)	21 (5)	1010 (80)	5 (1)	87,6 (10)	540 (20)	524 (40)	1,7	0,10
Клиноэнстатит (фаза низкого P) MgSiO_3	31,65 (5)	24,8 (30)	1075 (20)	5 (1)	82,0 (10)	731 (10)	757 (10)	1,7	0,10
Ортогеденбергит $\text{Ca}_{0,5}\text{Fe}_{0,5}\text{SiO}_3$	69,75 (18)	20,2 (20)	1200 (200)	4,5 (20)	175,2 (30)	609 (20)	610 (10)	2,0	0,11
Ортодиопсид $\text{Ca}_{0,5}\text{Mg}_{0,5}\text{SiO}_3$	67,46 (20)	25,5 (30)	1130 (20)	4,5 (20)	166,6 (30)	670 (20)	670 (10)	2,0	0,11

Окончание таблицы 5.1

Минерал	V , см ³ /мол	$\alpha \cdot 10^6$, 1/К	K_S , кбар	$\frac{dK_S}{dP}$	C_P , Дж/мол К	Θ , К	G , кбар	$\frac{dG}{dP}$	$-\frac{dG}{dT}$, кбар/К
Ортоферросилит FeSiO ₃	32,98 (1)	21 (3)	1010 (40)	5,0 (5)	87,6 (6)	540 (10)	524 (30)	2,0	0,11
Ортоэнстатит MgSiO ₃	31,37 (2)	25 (3)	1078 (10)	5 (1)	82,0 (5)	731 (5)	757 (5)	2,0	0,11
Пироп Mg ₃ Al ₂ Si ₃ O ₁₂	113,02 (10)	23,3 (10)	1728 (30)	4,5 (5)	325,5 (30)	798 (5)	920 (10)	1,4	0,10
Силлиманит Al ₂ SiO ₅	49,84 (2)	14,5 (30)	1708 (40)	4 (2)	121,4 (2)	806 (10)	914 (35)	1,5	0,13
Фаялит Fe ₂ SiO ₄	46,31 (3)	26 (1)	1278 (6)	5,2 (4)	131,9 (10)	508 (5)	505 (5)	1,5	0,13
Форстерит Mg ₂ SiO ₄	43,67 (1)	27,1 (5)	1288 (5)	5,1 (3)	118,6 (4)	762 (5)	818 (5)	1,8	0,13
Шпинель MgAl ₂ O ₄	39,72 (1)	19 (1)	1974 (5)	4,9 (5)	115,9 (10)	861 (5)	1080 (5)	0,5	0,10

Примечание. Цифры в скобках — погрешность, относящаяся к последним цифрам физической величины.

Таблица 5.2

Энтальпия образования из элементов ($\Delta H_{f,298}^0$, кДж/мол), энтропия (S_{298}^0 , Дж/мол К) и теплоемкость ($C_p = a + bT + cT^{-2} + dT^{-1/2} + eT^{-3} + gT^{-1}$, Дж/мол К) минералов в системе $\text{Na}_2\text{O}-\text{TiO}_2-\text{CaO}-\text{FeO}-\text{MgO}-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{SiO}_2$

Минерал						$\Delta H_{f,298}^0$	S_{298}^0
	a	b	c	d	e	g	
α -Кварц SiO_2	71,274	0,011561	- 535 661,0	0,0	-910,7 0,0	41,46 -7270,0	
Коэсит SiO_2	74,826	0,007165	179 582,4	0,0	-907,41 0,0	38,74 -10 011,72	
Стишовит SiO_2	74,826	0,00779	-231 960,6	0,0	-863,78 0,0	30,03 -9383,18	
Корунд Al_2O_3	157,4	0,000719	-1 896 900,0	-988,0	-1675,73 0,0	50,92 0,0	
Клинокорунд Al_2O_3	157,4	0,000719	-1 896 900,0	-988,0	-1652,0 0,0	46,0 0,0	
Ортокорунд Al_2O_3	157,4	0,000719	-1 896 900,0	-988,0	-1648,07 0,0	55,31 0,0	
Периклаз MgO	65,2	-0,00127	- 461 900,00	-387,2	-601,6 0,0	26,95 0,0	
CaO	54,25	0,001215	301 000,0	0,0	-6349,2 -59 500 000,0	38,1 -3660,0	

Минерал					$\Delta H_{f,298}^0$	S_{298}^0
	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>c</i>	<i>d</i>	<i>e</i>	<i>g</i>
Рутил TiO_2	63,1	0,011307	-986 300,00	-5,6	-944,75 0,0	50,39 0,0
Альмандин $Fe_3Al_2Si_3O_{12}$	723,0	-0,026775	-1 992 100,0	-6043,6	-5270,26 0,0	342,0 0,0
Анальбит $NaAlSi_3O_8$	309,74	0,015278	-26 160 000,0	0,0	-3929,86 4 109 100 000,0	221,8 8840,0
Андалузит Al_2SiO_5	221,7	0,002581	-2 559 000,00	0,0	-2591,51 489 900 000,0	91,420 -26 690,0
Анортит $CaAl_2Si_2O_8$	290,90	0,0276	-34 080 000,0	0,0	-4233,15 5 218 000 000,0	199,3 29 625,0
Геденбергит $Ca_{0,5}Fe_{0,5}SiO_3$	155,2	0,006285	-923 000,0	-1020,0	-1421,72 0,0	87,5 0,0
Гейкиелит $MgTiO_3$	146,2	0,0	-3 999 800,0	-416,0	-1570,52 402 330 000,0	74,41 0,0
Герцинит $FeAl_2O_4$	238,0	0,00862	-903 100,0	-1862,7	-1951,0 0,0	116,0 0,0
Гроссуляр $Ca_3Al_2Si_3O_{12}$	542,6	0,01294	-3 186 000,0	0,0	-6633,65 277 700 000,0	256,0 -56 020,0

Продолжение таблицы 5.2

Минерал					ΔH_f^0	S_{298}^0
	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>c</i>	<i>d</i>	<i>e</i>	<i>g</i>
Диопсид $\text{Ca}_{0,5}\text{Mg}_{0,5}\text{SiO}_3$	157,3	0,0000205	-1 372 950,0	-1010,5	-1600,08 0,0	71,35 0,0
Жадеит* $\text{NaAlSi}_2\text{O}_6$					3028,46	136,5
Ильменит FeTiO_3	-3,0	0,06505	-5 105 700,0	2426,6	-1234,5 0,0	108,5 0,0
Кианит Al_2SiO_5	223,54	0,002645	-4 149 000,0	0,0	-2596,01 760 100 000,0	82,3 -25 240,0
Клиноферросилит (фаза низкого P) FeSiO_3	178,7	-0,001378	-355 550,0	-1496,3	-1192,69 0,0	96,69 0,0
Клиноэнстатит (фаза низкого P) MgSiO_3	178,1	-0,0015	-298 450,0	-1592,65	-1543,19 0,0	68,31 0,0
Ортогеденбергит $\text{Ca}_{0,5}\text{Fe}_{0,5}\text{SiO}_3$	155,2	0,006285	-923 000,0	-1020,0	-1419,09 0,0	87,235 0,0
Ортодиопсид $\text{Ca}_{0,5}\text{Mg}_{0,5}\text{SiO}_3$	157,3	0,0000205	-1 372 950,0	-1010,5	-1580,54 0,0	80,0 0,0
Ортоферросилит FeSiO_3	178,7	-0,00138	-355 550,00	-1496,3	-1193,96 0,0	95,85 0,0

Окончание таблицы 5.2

Минерал					$\Delta H_{f,298}^0$	S_{298}^0
	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>c</i>	<i>d</i>	<i>e</i>	<i>g</i>
Ортоэнстатит $MgSiO_3$	178,1	-0,0015	-298 450,00	-1592,65	-1546,24 0,0	66,25 0,0
Пироп $Mg_3Al_2Si_3O_{12}$	545,0	0,02068	-8 331 200,0	-2283,0	-6288,53 0,0	266,3 0,0
Силлиманит Al_2SiO_5	183,87	0,01815	-12 366 000,0	0,0	-2587,51 1 602 400 000,0	95,79 3205,2
Фаялит Fe_2SiO_4	59,9	0,07062	-5 743 700,0	2012,1	-1478,8 0,0	151,0 0,0
Форстерит Mg_2SiO_4	234,9	0,001069	-542 900,0	-1906,4	-2174,14 0,0	94,1 0,0
Шпинель $MgAl_2O_4$	222,9	0,006127	-1 685 700,0	-1551,2	-2303,79 0,0	82,82 0,0

* Теплоемкость жадеита ($C_p = 259,08 + 0,038032T - 2 518 908T^{-2} - 1332,57T^{-1/2} - 0,0000088T^2$) принята по (Hemingway et al., 1998).

(*Орх* — 5-компонентный раствор — $MgSiO_3$, $FeSiO_3$, $Ca_{0,5}Mg_{0,5}SiO_3$, $Ca_{0,5}Fe_{0,5}SiO_3$, Al_2O_3) и клинопироксен (*Срх*, те же компоненты плюс жадеитовый минал). Параметры уравнения состояния и термодинамические свойства минералов приведены в табл. 5.1 и 5.2 (Kuskov, Kronrod, 2001).

Программный комплекс *THERMOSEISM* включает: (1) базу термодинамических данных (энтальпии, энтропии, теплоемкости, термоупругие свойства минералов при $P = 1$ бар и $T = 298,15$ К, а также параметры смешения для моделей регулярных и субрегулярных твердых растворов); (2) блок расчета УРС минералов методом потенциала; (3) блок расчета фазовых равновесий методом минимизации свободной энергии Гиббса; (4) блок для вычисления валового состава, температуры, плотности и скоростей сейсмических волн фазовых ассоциаций с учетом эффектов фазовых переходов, ангармонизма и неупругости. Принципы согласования, комментарии по выбору и рекомендации термодинамических свойств минералов, а также параметров взаимодействия для твердых растворов, необходимые для расчетов при высоких температурах и давлениях, приведены в работах (Fabrichnaya, Kuskov, 1994; Kuskov, 1995, 1997; Kuskov, Kronrod, 2001; Fabrichnaya et al., 2004).

Погрешности термодинамических расчетов (Kuskov, Kronrod, 2006) складываются из погрешностей входных данных по термодинамическим свойствам минералов, что неизбежно приводит и к ошибкам в определении P – T -параметров равновесной фазовой ассоциации и ее физических свойств. При фиксированном давлении ошибка в определении температуры фазовой ассоциации в $\pm 100^\circ$ приводит к погрешности $\pm 0,5$ – $0,8$ % для плотности и сейсмических скоростей. Сопоставление теоретических скоростей P -, S -волн и плотности с сейсмическими данными показывает, что, применяя обоснованные термодинамические модели и внутренне согласованную базу термодинамических данных, источник ошибок в определении состава и физических свойств мантийного вещества может быть сведен к минимуму.

В начале главы было дано определение понятия физико-химического моделирования, под которым, в нашем подходе, понимается решение задачи химического равновесия в многокомпонентной системе с твердыми растворами и построение на этой основе моделей внутреннего строения геологического объекта. Эта проблема включает решение прямой и обратной задач.

Прямая задача заключается в расчете фазовых равновесий, P – T – x диаграмм минеральных систем и профилей физических свойств по набору задаваемых модельных (термодинамических и геохимических) параметров, в качестве которых используются распределения температуры и давления по глубине, термодинамические константы при нормальных условиях и валовый состав системы, связанные соотношениями типа (5.37)–(5.40), (5.105) и (5.106). Очевидно, что эти модельные параметры являются независимыми.

При решении прямой задачи при фиксированных P – T -условиях и валовом составе получаем на выходе программы внутренне согласованную информацию по фазовому набору минеральной ассоциации (химический состав сосуществующих фаз и их пропорции), ее плотности, модулям сжатия и сдвига и изотропным скоростям распространения упругих волн. Полученную информацию необходимо проверить на соответствие с данными независимых экспериментов по фазовым равновесиям и наблюдений по составу реальных пород и распределению сейсмических и термических свойств в оболочках планет и спутников. Решение прямой задачи может считаться удовлетворительным, если удастся найти такие составы и P – T -условия, которые давали бы физические свойства, согласующиеся с наблюдаемыми. Поскольку тепловой режим и состав силикатных оболочек планет и спутников *a priori* неизвестны, то такой подход, обычно осуществляемый методом перебора, полезен, но не эффективен.

В связи с этим возникает необходимость решения обратной задачи. Ее решение заключается в восстановлении некоторого набора модельных параметров, например температуры, теплового потока и химического состава (концентраций породообразующих оксидов), силикатных оболочек планет из геофизических наблюдений. Последние включают геодезические и гравиметрические измерения, тепловой поток, данные сейсмо- и электротондирования. В полной постановке эта оптимизационная операция представляет сложную самостоятельную задачу. Такой подход в применении к мантии Луны и Земли, осуществленный в ряде работ (Кронрод, Кусков, 1996, 1997; Kuskov, Kronrod, 1998; Kuskov et al., 2006; Lognonné et al., 2003; Gagnepain-Beuynex et al., 2006; Khan et al., 2006a, b), представляется весьма эффективным. Проверка достоверности решения достигается сопоставлением получаемых результатов с независимыми геотермическими и петролого-геохимическими данными.

5.6. Приложение термодинамического подхода к моделированию внутреннего строения верхней мантии Земли

Плотность, сейсмические скорости, природа мантийных границ и мощности слоев в мантии Земли являются зависимыми величинами от температуры, давления, химического и модалного состава пород и определяются законами термодинамического равновесия. Как было сказано выше, для реконструкции состава, теплового режима и внутреннего строения какого-либо планетного тела необходимо решение прямой и обратной задач на основе некоторого набора входных параметров и моделей объекта.

К сожалению, существующие петролого-геохимические и геофизические модели мантии (хондритовая, пиrolитовая, пиклогитовая) не всегда равнозначны по детальности и часто взаимно не согласованы. Первые, основанные на определениях состава мантии по хондритам, ксенолитам

и диаграммам состояния минеральных систем (Pungвуд, 1981; Saxena, Eriks-son, 1984; Boyd, Mertzman, 1987; McDonough, 1990; Fabrichnaya, Kuskov, 1991), не отражают специфику теплового режима и сейсмического строения мантии. Вторые, основанные на методах сейсмологии, томографии, геотермии и гравиметрии (Dziewonski, Anderson, 1981; Ritsema, van Heijst, 2000; Pollack et al., 1993; Nolet et al., 1994; Rudnick et al., 1998; Jaupart, Mareschal, 1999; Кабан, 2002), не выявляют химическую природу и физико-химическую эволюцию вещества мантии.

Геохимические, и геофизические модели указывают на вещественную, температурную и сейсмическую неоднородность верхней мантии Земли. Скоростные и плотностные сейсмические аномалии и неоднородности могут быть связаны с вертикальными и латеральными вариациями температурного режима мантии, химического/минерального состава пород и при изменении P – T -условий могут возникать как в результате изо-химических фазовых преобразований мантийного вещества, так и при изменении химического состава мантийных резервуаров. Объемные и тепловые эффекты фазовых превращений оказывают существенное влияние на скоростные и плотностные свойства мантии на геофизических границах и на характер конвекции.

В этом разделе мы дадим несколько иллюстраций термодинамического подхода в применении к сложным геологическим системам на примере архейского кратона Каапвааль и нормальной (примитивной) мантии Земли. Для согласования петролого-геохимических и геофизических моделей мантии мы рассмотрим также решение обратной задачи — перевод имеющейся информации по геофизическим полям в распределения температуры и химического состава по глубине. Более подробно этот материал изложен в работах (Kuskov et al., 2006; Кусков, Кронрод, 2006, 2007; Кронрод, Кусков, 2007). Проверка работоспособности подхода на конкретных геологических породах и сейсмических моделях позволит нам распространить основные положения такого подхода и на моделирование внутреннего строения других планетарных тел.

Влияние химического состава на фазовый состав гранатового перидотита и примитивной мантии. Для кратона Каапвааль (возраст формирования основной массы пород 3640–3080 млн лет (De Wit et al., 1992) имеются обширные петролого-геохимические, геотермические и сейсмические наблюдения. Состав литосферы архейского кратона Каапвааль моделируется деплетированными низко- и высокотемпературными ксенолитами ультраосновного состава из южно-африканских кимберлитовых трубок (Bultfontein, Jagersfontein, Monastery, Premier), химический состав которых принят по (Grégoire et al., 2003) в пересчете на сухую систему NaTiCFMAS. Модель осредненного состава гранатовых перидотитов (модель GP) принята по (McDonough, 1990).

Изучение ксенолитов показывает, что большая часть корня Каапваальского кратона состоит из перидотитов, обедненных базальтовыми ком-

понентами (*Grégoire et al.*, 2003). Они состоят из оливина и ортопироксена с подчиненными гранатом и клинопироксеном — гранатовые лерцоли-ты и гарцбургиты. Это истощение связано с архейским этапом развития коры. По петрологическим и изотопно-геохимическим характеристикам архейская мантия отличается от фанерозойской большей мощностью, низким тепловым потоком, высокой степенью деплетированности, химической стратификацией и часто более высоким отношением Si/Mg (*Boyd, Mertzman*, 1987; *Pollack et al.*, 1993; *Artemieva, Mooney*, 2001; *Francis*, 2004; *Соловьева и др.*, 1994; *O'Reilly, Griffin*, 2006). Перидотитовые ксенолиты кратона Каапвааль по структурно-текстурным особенностям и химическому составу могут быть подразделены на низко- и высокотемпературную группы. Первая отражает состав литосферы на глубинах $\leq 150\text{--}175$ км, в то время как высокотемпературные разновидности, образовавшиеся на больших глубинах, в химическом отношении более фертильны (обогащены Ti, Al, Fe, Ca) и имеют рассланцованную деформированную текстуру (*Boyd, Mertzman*, 1987; *Grégoire et al.*, 2003).

Нормальная мантия (т. е. осредненная, не обедненная, современная мантия) имеет состав, предположительно отвечающий составу фертильного вещества примитивной мантии (модель PM), близкого к пиролиту (*McDonough*, 1990; *McDonough, Sun*, 1995).

Влияние химического состава на фазовый состав гранатового перидотита и примитивной мантии отражено в табл. 5.3 (*Kuskov et al.*, 2006). Минералогия литосферы в модели GP представлена следующей фазовой ассоциацией (мол. %) — оливин (65,5 %, $\text{Fo}_{92,5}$), два алюминий-содержащих пироксена (27 % Орх и 6 % Срх) и гранат (1,3 %) ($\pm \text{Ilm}$), устойчивой до ~ 300 км. На глубинах ниже 300 км происходит распад пироксенов с образованием клинопироксена высокого давления, что должно сопровождаться скачкообразным изменением скоростей и плотностей. На глубинах 175–300 км фертильная ассоциация PM состава состоит из оливина (56 мол. % Fo_{91}), клинопироксена (38 мол. % Срх) и граната (5–6 мол. %). Фертилизация сопровождается изменением пропорции фаз (уменьшение доли ортопироксена и увеличение доли граната с глубиной), уменьшением MG# от 92,0 до 88,8 и ростом плотности (за счет возрастания содержаний FeO и Al_2O_3).

Несмотря на то что конкретные образцы ксенолитов сравнительно мало отличаются по химическому составу, их модальные составы заметно различаются. В отличие от простейшего случая фиксированной минералогии, принимаемой в большинстве работ (*Jordan*, 1978; *Goes et al.*, 2000; *Kopylova et al.*, 2004), фазовый состав и составы сосуществующих фаз с ростом температуры и давления изменяются в зависимости от валового состава (табл. 5.3). Так, например, содержание оливина меняется от 50 (образец JAG90-13) до 85 мол. % (JAG90-10), а содержание Орх меняется от 8,5 (JAG90-19) до 37,5 мол. % (JAG90-13). Это важное обстоятельство необходимо учитывать при реконструкции состава мантии Земли,

Таблица 5.3

Химический состав (мас. %), фазовый состав (мол. %) и физические свойства ксенолитов гранатовых перидотитов, среднего состава гранатового перидотита (GP) и вещества примитивной мантии (PM)

Химический состав	JAG90-10	JAG90-11	PR90-57	JAG90-13	JAG90-19	PR90-9	GP	GP	PM	PM
SiO ₂	42,96	46,98	45,52	47,74	43,64	44,88	45,42	45,42	45,25	45,25
TiO ₂	0,10	0,07	0,07	0,07	0,05	0,10	0,08	0,08	0,21	0,21
Al ₂ O ₃	0,36	1,69	2,19	1,35	1,37	2,11	1,32	1,32	4,50	4,50
FeO	6,48	6,31	7,56	7,13	7,50	7,96	7,03	7,03	8,48	8,48
MgO	49,38	43,93	42,14	42,25	46,29	42,83	45,28	45,28	37,58	37,58
CaO	0,49	0,78	2,19	1,20	0,94	1,90	0,78	0,78	3,64	3,64
Na ₂ O	0,23	0,24	0,33	0,26	0,21	0,22	0,09	0,09	0,34	0,34
Total	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
MG#	93,15	92,53	90,85	91,37	91,66	90,55	92,00	92,00	88,8	88,80
Фазовый состав, Физические свойства	JAG90-10	JAG90-11	PR90-57	JAG90-13	JAG90-19	PR90-9	GP	GP	PM	PM
<i>H</i> , км	125	125	125	175	175	175	125	175	125	175
<i>P</i> , кбар	39,5	39,5	39,5	56	56	56	39,5	56	39,5	56
<i>T</i> , °C	1000	1000	1000	1300	1300	1300	1000	1300	1000	1300

Фазовый состав, физические свойства	JAG90-10	JAG90-11	PR90-57	JAG90-13	JAG90-19	PR90-9	GP	GP	PM	PM
Oi	85,5	55,5	61,7	49,8	78,3	65,8	65,5	65,6	55,4	55,5
Gar	0,4	1,3	1,8	0,8	1,2	2,1	1,3	1,4	5,1	5,2
Opx	10,7	34,5	13,8	37,5	8,5	11,8	26,9	26,9	2,5	0,0
Cpx	3,2	8,6	22,6	11,8	11,9	20,1	6,2	6,0	36,6	38,9
Ilm	0,2	0,1	0,10	0,1	0,1	0,2	0,1	0,1	0,4	0,4
ρ , г/см ³	3,290	3,304	3,331	3,318	3,323	3,343	3,311	3,317	3,381	3,389
V_P , км/с	8,319	8,246	8,244	8,225	8,316	8,284	8,259	8,290	8,271	8,308
V_S , км/с	4,640	4,632	4,599	4,556	4,567	4,552	4,622	4,574	4,591	4,550

Примечание. Валовый состав ксенолитов по (Grégoire et al., 2003); фазовый состав, V_P , V_S и плотность рассчитаны при P - T -параметрах уравнивания. JAG = Jagersfontein, PR = Premier; JAG90-10, JAG90-11, PR90-57 — низкотемпературные ксенолиты; JAG90-13, JAG90-19, PR90-9 — высокотемпературные ксенолиты; MG# 100Mg/(Mg+Fe).

Валовый состав гранатового перидотита (GP) по (McDonough, 1990); фазовый состав GP при 39,5 кбар (125 км) и 1000 °C: 65,5 % Oi (Fo_{92,5}) + 1,3 % Gar (Py₈₂Alm₁₅Gros₃) + 26,9 % Opx (En₈₉OrthoDi₂OrthoFs_{7,4}OrthoHed₁OrthoCor_{0,6}) + 6,2 % Cpx (ClEn_{36,6}Di_{31,6}ClFs_{5,5}Hed₁₂Jd₁₃ClCor_{1,3}) + 0,1 % Ilm (Geik₆₅); фазовый состав GP при 56 кбар (175 км) и 1300 °C: 65,6 % Oi (Fo_{92,4}) + 1,3 % Gar (Py₈₅Alm₁₂Gros₃) + 0,1 % Ilm (Geik₇₄) + 27 % Opx (En₈₈OrthoDi₃OrthoFs_{7,2}OrthoHed_{1,2}OrthoCor_{0,6}) + 6,0 % Cpx (ClEn₄₂Di₂₇ClFs₅Hed₁₂Jd₁₃ClCor₁).

Валовый состав примитивной мантии (PM) по (McDonough, 1990); фазовый состав PM при 56 кбар (175 км) и 1300 °C: 55,5 % Oi (Fo₉₁) + 5,2 % Gar (Py₈₂Alm₁₄Gros₄) + 38,9 % Cpx (ClEn₄₀Di₃₁ClFs₈Hed₁₄Jd₈ClCor₁) + 0,4 % Ilm (Geik₆₈).

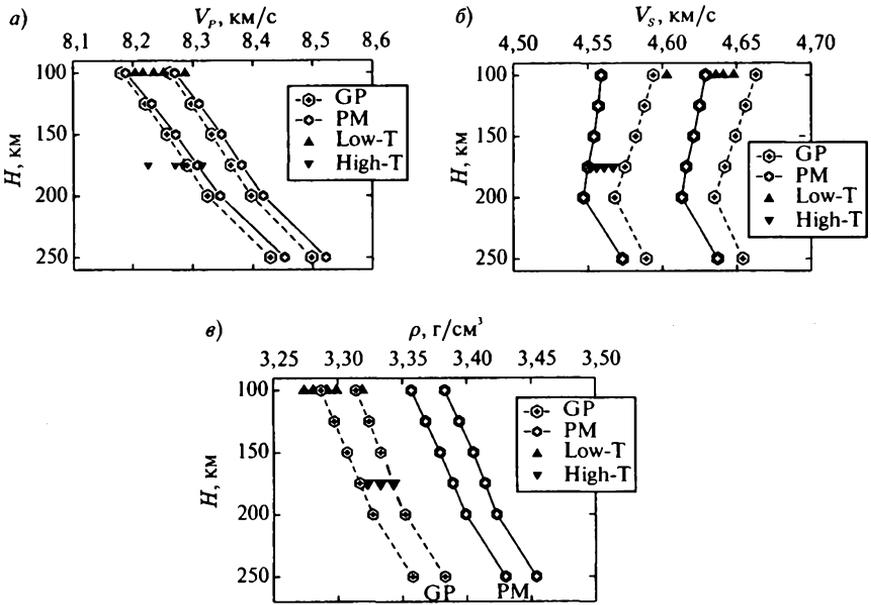


Рис. 5.1. Ангармонические скорости P -волн (а), S -волн (б) и плотности (в) низкотемпературных (Low-T) и высокотемпературных (High-T) ксенолитов Каапваальского кратона, деплетированного гранатового перидотита среднего состава (GP) и фертильного вещества примитивной мантии (PM) (табл. 5.1). Скорости GP- и PM-моделей на каждой глубине рассчитаны в интервале температур с вариациями $\pm 100^\circ\text{C}$: $800\text{--}1000^\circ\text{C}$ на глубине 100 км (30,9 кбар), $1000\text{--}1200^\circ\text{C}$ — 150 км (48 кбар), $1200\text{--}1400^\circ\text{C}$ — 200 км (65 кбар) и $1300\text{--}1500^\circ\text{C}$ — 250 км (82 кбар) (табл. 5.2). Скорости и плотности низкотемпературных ксенолитов рассчитаны на глубине 100 км (30,9 кбар) при 900°C , а высокотемпературных ксенолитов на глубине 175 км (56,4 кбар) при 1300°C (при $P\text{--}T$ -условиях уравнивания по Grégoire et al. (2003)). Плотность PM состава на $0,07\text{ г/см}^3$ ($\sim 2\%$) выше плотности GP состава. Корреляции давление — глубина приняты по модели PREM

поскольку вариации валового и модального состава приводят к заметным вариациям скоростей и плотности (рис. 5.1).

Влияние состава на плотность и скорости упругих волн. Рассмотрим теперь влияние состава на физические свойства мантии на примере вещества ксенолитов и нормальной мантии Земли (табл. 5.3 и 5.4, рис. 5.1). Исследование влияния валового состава (концентраций оксидов C_i), температуры и давления на вариации физических свойств показывает, что плотность и скорости сейсмических волн возрастают при увеличении давления и магнезиальности породы (C_{MgO}). Увеличение железистости породы (C_{FeO}) и температуры ведет к уменьшению скоростей. Но не все так однозначно. Проиллюстрируем довольно сложную зависимость изменения физических

характеристик от вариаций валового и модалного состава на примере конкретных образцов низко- и высокотемпературных ксенолитов гранатовых перидотитов из кимберлитовых трубок архейского кратона Каапвааль (*Grégoire et al.* 2003). Такой тест позволяет оценить степень чувствительности плотности и скоростей продольных и поперечных волн к вариациям температуры, химического состава и минералогии ксенолитов.

Таблица 5.4

Скорости продольных и поперечных волн и плотность, рассчитанные для деплетированного гранатового перидотита и фертильного вещества примитивной мантии

H , км	P , кбар	T , °C	V_p , км/с	V_s , км/с	ρ , г/см ³
Гранатовый перидотит					
100	31,2	800	8,262	4,663	3,314
100	31,2	900	8,222	4,629	3,300
100	31,2	1000	8,181	4,594	3,287
125	39,5	900	8,297	4,656	3,324
125	39,5	1000	8,259	4,622	3,311
125	39,5	1100	8,220	4,588	3,297
150	47,8	1000	8,331	4,649	3,333
150	47,8	1100	8,294	4,615	3,321
150	47,8	1200	8,256	4,582	3,307
175	56,1	1100	8,364	4,642	3,343
175	56,1	1200	8,328	4,609	3,330
175	56,1	1300	8,291	4,575	3,317
200	64,5	1200	8,398	4,635	3,352
200	64,5	1300	8,362	4,602	3,340
200	64,5	1400	8,325	4,568	3,327
225	72,8	1200	8,464	4,660	3,373
225	72,8	1300	8,430	4,628	3,361
225	72,8	1400	8,394	4,595	3,349
250	81,4	1300	8,498	4,654	3,383
250	81,4	1400	8,464	4,622	3,371

Окончание таблицы 5.4

H , км	P , кбар	T , °C	V_p , км/с	V_s , км/с	ρ , г/см ³
Гранатовый перидотит					
250	81,4	1500	8,429	4,589	3,358
275	90,0	1300	8,565	4,681	3,404
275	90,0	1400	8,531	4,649	3,392
275	90,0	1500	8,497	4,616	3,380
300	98,5	1400	8,582	4,670	3,435
300	98,5	1500	8,563	4,643	3,401
300	98,5	1600	8,530	4,610	3,389
Вещество примитивной мантии					
100	31,2	1000	8,188	4,559	3,357
100	31,2	1100	8,144	4,524	3,343
150	47,8	1200	8,271	4,554	3,379
150	47,8	1300	8,232	4,520	3,366
200	64,5	1200	8,418	4,613	3,423
200	64,5	1300	8,382	4,580	3,411
200	64,5	1400	8,346	4,547	3,399
250	81,4	1300	8,522	4,637	3,454
250	81,4	1400	8,488	4,605	3,442
250	81,4	1500	8,453	4,573	3,430
300	98,5	1400	8,622	4,661	3,484
300	98,5	1500	8,590	4,631	3,472
300	98,5	1600	8,557	4,599	3,461

Примечание. Химический состав гранатового перидотита (GP) и вещества примитивной мантии (PM) из табл. 5.3.

Результаты расчетов (табл. 5.3, 5.4 и рис. 5.1) выявляют нетривиальную зависимость скоростей продольных и поперечных волн и плотности от изменения P - T -условий и вариаций химического состава и минералогии мантийных пород. Вариации концентраций FeO и Al₂O₃ в породе

сложным образом влияют на ее свойства, в частности, из-за зависимости модуля сдвига от содержания FeO в породе, что заметно сказывается на значениях скоростей поперечных волн. Так, увеличение $C(\text{FeO})$ и уменьшение $C(\text{Al}_2\text{O}_3)$ ведет к уменьшению скоростей упругих волн, но может компенсировать изменение плотности. Рост $C(\text{FeO})$ приводит к уменьшению модуля сдвига и V_S , но к увеличению плотности породы. Рост $C(\text{Al}_2\text{O}_3)$ приводит к изменению пропорции фаз и увеличению доли граната с ростом давления, обладающего более высокими значениями ρ , K_S и G по сравнению с оливином и пироксеном. При изменении состава от вещества GP до модели PM одновременное возрастание $C(\text{FeO})$ и $C(\text{Al}_2\text{O}_3)$ компенсирует изменение скоростей (рис. 5.1 а, б) из-за уменьшения модуля сдвига минералов, увеличения доли граната и возрастания плотности породы (рис. 5.1 в). Отметим также, что при увеличении температуры и давления с глубиной скорости P -волн монотонно возрастают, тогда как скорости S -волн испытывают инверсию. При постоянных P - T -условиях значения скоростей S -волн для GP-модели превышают таковые для PM-модели, в то время как значения скоростей P -волн имеют обратную зависимость (рис. 5.1 а, б).

Обратим внимание на то, что изменение состава от деплетированного вещества гранатового перидотита до фертильного вещества нормальной мантии (пиролита) оказывает слабое влияние на сейсмические скорости, но сопровождается заметным изменением плотности породы. Влияние состава на плотность гораздо более существенно, нежели влияние температуры (рис. 5.1 в). Плотность вещества для PM-модели всегда выше, нежели для GP-модели — различие составляет $\sim 2\%$, что приводит к различиям по температуре $\pm 250^\circ\text{C}$. Например, при 65 кбар (~ 200 км) и 1200 – 1400°C деплетированное вещество гранатового перидотита имеет плотность $3,35$ – $3,33$ г/см³, что существенно меньше, нежели плотность фертильного вещества примитивной мантии $3,42$ – $3,4$ г/см³.

Сравнение рис. 5.1 а и б выявляет разную чувствительность скоростей P - и S -волн, рассчитанных для одного и того же состава, к температуре. С ростом глубины скорость P -волн растет, тогда как скорость S -волн слабо уменьшается, образуя зону пониженной скорости (ЗПС). Эта зона не представляет собой локальную скоростную аномалию или реологически ослабленный слой. Ее надо рассматривать как следствие характера поведения поперечных волн в субсолидусном минеральном веществе мантии с ростом глубины. Это означает, что в мантии может находиться слой с пониженной скоростью, который образуется без частичного плавления за счет противоборствующего влияния температуры и давления на скорость. Иначе говоря, низкоскоростные аномалии в мантии могут иметь твердофазный характер. Недавно было показано, что ЗПС твердофазной природы в мантии под древними кратонами и океанами удовлетворяет сейсмическим наблюдениям (*Kuskov et al.*, 2006; *Stixrude, Lithgow-Bertelloni*, 2005; *Faul, Jackson*, 2005).

Рис. 5.2. Сопоставление ангармонических P - и S -скоростей низко- и высокотемпературных ксенолитов Каапваальского кратона, деплетированного гранатового перидотита (GP) и фертильного вещества примитивной мантии (PM) с сейсмическими данными. Состав ксенолитов из кимберлитовых трубок (Bultfontein, Jagersfontein, Monastery, Premier) кратона принят по (Grégoire et al., 2003). Расчет скоростей проведен при P - T -условиях, указанных на рис. 5.1 и в табл. 5.2. Стандартная модель IASP91 характеризует структуру нормальной или «осредненной» верхней мантии Земли под континентами. Региональные сейсмические модели: BPIIA (профиль V_P , Simon et al., 2002), VF (профиль V_S , Vinnik, Farra, 2002), модели SATZ (профиль V_P) и V_P -Poisson (профиль V_S) по данным (Zhao et al., 1999). Корреляции давление — глубина приняты по модели PREM.

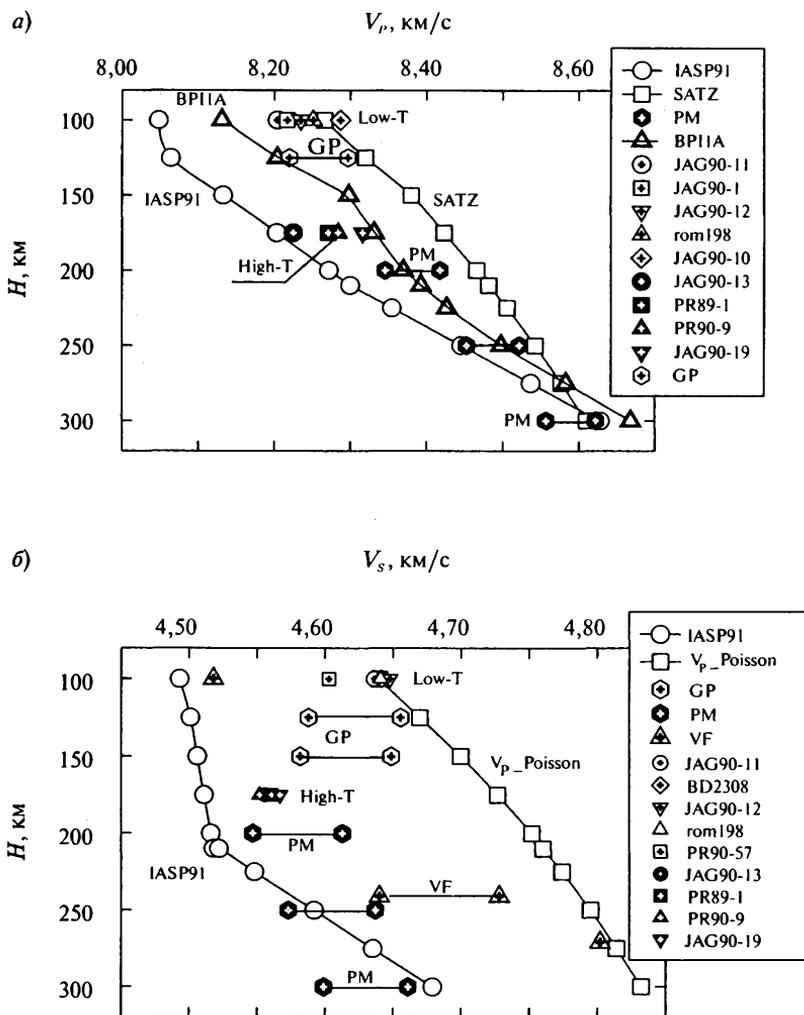
a — скорости продольных волн. Для низкотемпературных ксенолитов значения V_P (100 км/900 °C) = 8,20–8,29 км/с находятся между таковыми для моделей SATZ и BPIIA; для высокотемпературных ксенолитов значения V_P (175 км/1300 °C) = 8,225–8,316 км/с лежат в интервале скоростей моделей IASP91 и BPIIA;

b — скорости поперечных волн. Значения V_S низко- и высокотемпературных ксенолитов и GP-модели находятся между таковыми для моделей VF и V_P -Poisson; значения V_S для PM-модели лучше соответствуют модели IASP91. Особенность VF-модели (Vinnik, Farra, 2002), связанная с существованием резкой границы со скачком скоростей S -волн на глубине ~ 241 км ($\delta V_S/V_S = 1,9\%$ — от 4,640 до 4,728 км/с), не подтверждается настоящими расчетами.

Сопоставление теоретических P - и S -скоростей мантийного вещества с сейсмическими данными. Скорости деплетированного и фертильного мантийного вещества в сопоставлении с сейсмическими данными глобальных и региональных моделей представлены на рис. 5.2 и в табл. 5.4. Высокоскоростные региональные модели SATZ и V_P -Poisson (Zhao et al., 1999), BPIIA (Simon et al., 2002) и VF (Vinnik, Farra, 2002) характеризуют структуру верхней мантии под Каапваальским кратоном в южной Африке.

В качестве референц-модели современной мантии обычно используется глобальная модель IASP91 (Kennet, Engdahl, 1991), которая характеризует сейсмические свойства «осредненной» или «нормальной» верхней мантии Земли под континентами. В этой модели отсутствуют слой с пониженной скоростью и скачки свойств в верхней мантии от Мохо (35 км) до 410 км, за исключением небольшого изменения V_S на глубине 210 км.

Рис. 5.2 дает наглядное представление о допустимых вариациях P - и S -скоростей низко- и высокотемпературных ксенолитов гранатового перидотита Каапваальского кратона и фертильного вещества примитивной мантии в зависимости от химического состава, температуры и глубины. Скорости волн гранатового перидотита находятся внутри скоростного интервала сейсмических моделей, а S -скорости PM-модели примитивной мантии близки к модели IASP91. Скоростные различия образцов ксенолитов, обусловленные разным химизмом, не превышают $\pm 0,5\%$ (табл. 5.3), что значительно меньше различий внутри самих сейсмических моделей кратона (рис. 5.2).



Влияние состава ксенолитов на распределение температуры под кратоном Каапвааль. На рис. 5.3 приведены профили температуры, восстановленные из скоростей распространения продольных волн модели BPIIA (*Simon et al.*, 2002) по уравнениям (5.97) и (5.98). Обращение сейсмических скоростей P -волн в профили температуры (T_P), проведенное на основе низко- и высокотемпературных ксенолитов гранатовых перидотитов фиксированного состава из кимберлитовых трубок кратона (*Grégoire et al.* 2003), приводит к инверсии температуры на глубинах ниже ~ 220 км. Та же

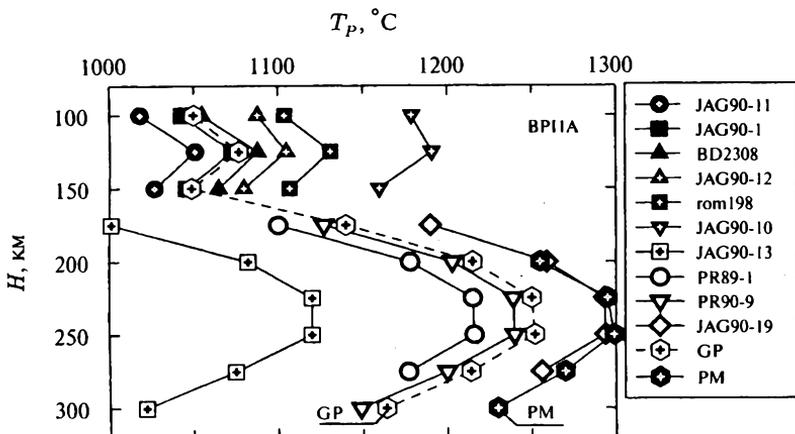


Рис. 5.3. Распределение температуры (T_p) в верхней мантии кратона Каапвааль, выведенное из скоростей распространения P -волн модели BP11A (Simon *et al.*, 2002) при фиксированном химическом составе низкотемпературных (до 150 км) и высокотемпературных (глубже 175 км) ксенолитов гранатовых перидотитов (Grégoire *et al.*, 2003). Средний состав гранатового перидотита (GP) и фертильного вещества примитивной мантии (PM) по (McDonough, 1990)

картина наблюдается и для состава фертильного вещества примитивной мантии (PM).

Обратим внимание на ряд важных особенностей. Во-первых, скорости волн в модели BP11A под кратоном Каапвааль имеют монотонно возрастающий характер с глубиной (рис. 5.2 а). Следовательно, наблюдаемая термическая аномалия не может быть связана ни с наличием флюида или водосодержащих минералов, ни с плюм-эффектами или частичным плавлением (Thybo, Perchuc, 1997; Sleep, 2003), ибо все эти факторы должны приводить к понижению, а не к повышению сейсмических скоростей.

Во-вторых, распределение температуры сильно зависит от химического и модального состава ксенолитов. Относительно небольшие различия в химическом составе приводят к существенным вариациям модального состава (табл. 5.3), что, в свою очередь, приводит к вариациям по температуре, достигающим $\sim 200^\circ\text{C}$. Таким образом, несмотря на сравнительно малое влияние состава на скоростные свойства (прямая задача), его влияние становится определяющим при конверсии скоростей в температурные эффекты (обратная задача).

Это обусловлено высокой чувствительностью температуры к вариациям состава. Так, например, образец JAG90-13, содержащий 50 мол. % оливина, приводит к минимальным, а образец JAG90-19 (78 мол. % оливина) — к максимальным температурам мантии кратона. Модель GP находится внутри температурного интервала, выведенного для конкретных

образцов ксенолитов. Интересно, что состав деплетированного образца JAG90-19 с деформированной текстурой (Grégoire et al., 2003) и фертильное вещество примитивной мантии (PM-модель) приводят к практически совпадающим значениям T_p . Загадочное изменение T_p на глубине 125–150 км не поддается объяснению, но может быть связано с высоким скоростным градиентом модели ВР1А или с эффектами неупругости на этих глубинах. Отсюда ясно, что мощность литосферы (определяемая пересечением геотермы с мантийной адиабатой) весьма существенно зависит от ее состава, что не учитывается во всех работах, в которых принимается фиксированный состав литосферы (Goes et al., 2000; Shapiro, Ritzwoller, 2004).

В-третьих, рис. 5.3 показывает, что изменение состава от деплетированных низкотемпературных до менее обедненных высокотемпературных ксенолитов и до фертильного вещества примитивной мантии не позволяет избежать изломов на геотермах и получить монотонное изменение температуры. То есть изменение состава — от вещества ксенолитов, обедненного базальтовыми компонентами Fe, Al и Ca, до вещества, обогащенного этими компонентами, не в состоянии устранить изломы на геотермах на глубинах ниже 200 км. Иначе говоря, гипотеза фиксированного (замороженного по глубине) состава является безуспешной, поскольку приводит к отрицательному температурному градиенту. Такое поведение геотерм не имеет физического объяснения. Это означает, что ни модель гранатового перидотита, ни пиролитовая модель, предполагающие фиксированный валовый состав, не могут рассматриваться в качестве геохимической и сейсмической основы мантии конкретных тектонических регионов.

Чтобы избежать изломов геотерм и получить монотонное изменение температуры с глубиной, необходимо отказаться от идеи фиксированного состава пород мантии и рассмотреть влияние непрерывного изменения состава на глубинах 200–300 км. Речь идет о градиенте химического состава — об изменении состава от деплетированного вещества гранатовых перидотитов архейских кратонов (обедненного базальтоидными компонентами) до фертилизированного вещества примитивной мантии. Проверка этой гипотезы подробно обсуждается в работах (Kuskov et al., 2006; Kuskov, Kronrod, 2007).

Сопоставление теоретических профилей плотности мантийного вещества с сейсмическими данными. Влияние химического состава на плотность мантии показано на рис. 5.4. Плотностные профили построены для трех моделей. Модели GP и PM имеют постоянный состав (табл. 5.3), а модель GP* — градиентный химический и модальный состав.

Из рис. 5.4 следует, что градиентный состав модели GP* для верхней мантии кратона Каапвааль приближается к составу примитивной мантии (PM) на глубинах ниже 250–300 км. На этих глубинах плотностные профили мантийного вещества сливаются с данными сейсмических моделей IASP91, ak135 и PREM (Kennet, Engdahl, 1991; Kennet et al., 1995; Dziewonski,

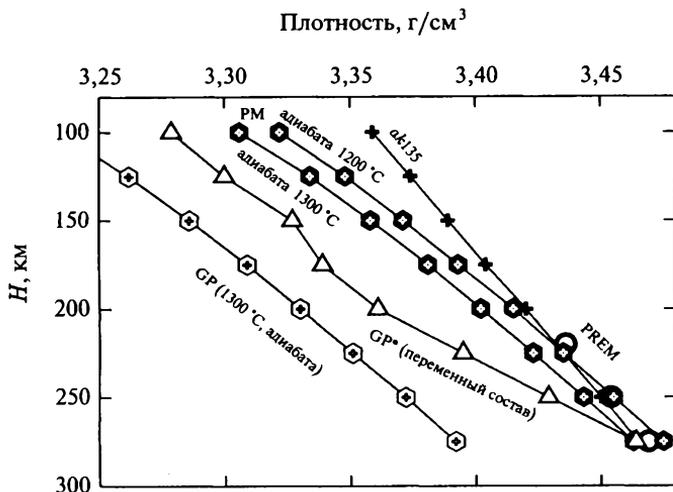


Рис. 5.4. Сопоставление теоретических профилей плотности мантийного вещества с профилями сейсмологических моделей PREM и *ak135* (Kuskov et al., 2006). Профили плотности для моделей GP и PM рассчитаны вдоль потенциальной аднабаты с градиентом $0,4\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{км}$. Модель GP* имеет переменный химический и модальный состав, который изменяется от крайне обедненного вещества гранатового перидотита (GP) на глубинах 100–175 км до фертильного вещества примитивной мантии (PM) на глубине 275 км (табл. 5.3). Вариации состава GP* с глубиной (мас. %): 200 км — $\text{SiO}_2 = 44,97\%$, $\text{MgO} = 44,3\%$, $\text{FeO} = 7,3\%$, $\text{CaO} = 1,4\%$, $\text{Al}_2\text{O}_3 = 1,8\%$, $\text{Na}_2\text{O} = 0,15\%$; 250 км — $\text{SiO}_2 = 44,97\%$, $\text{MgO} = 40,5\%$, $\text{FeO} = 7,9\%$, $\text{CaO} = 2,8\%$, $\text{Al}_2\text{O}_3 = 3,5\%$, $\text{Na}_2\text{O} = 0,25\%$; 275 км — $\text{SiO}_2 = 45,00\%$, $\text{MgO} = 38,6\%$, $\text{FeO} = 8,0\%$, $\text{CaO} = 3,5\%$, $\text{Al}_2\text{O}_3 = 4,5\%$, $\text{Na}_2\text{O} = 0,32\%$. На глубине 275 км (~ 90 кбар) плотностные профили моделей PREM и *ak135* сливаются с профилями моделей GP* и PM: значение τ (GP*/275 км, $1317\text{ }^{\circ}\text{C}$) = $3,465\text{ г}/\text{см}^3$ находится между τ (PM) для аднабат $1200\text{ }^{\circ}\text{C}$ (τ (PM/275 км, $1310\text{ }^{\circ}\text{C}$) = $3,475\text{ г}/\text{см}^3$ и τ (PM/275 км, $1410\text{ }^{\circ}\text{C}$) = $3,463\text{ г}/\text{см}^3$)

Anderson, 1981). На глубинах 100–250 км плотность литосферы кратона состава GP* меньше, нежели плотность нормальной мантии по моделям PM и *ak135*. Но на глубинах 250–275 км плотность литосферы кратона (фазовый состав GP* (мол. %) $\sim 60\%$ Ol ($\text{Fo}_{91,9}$) + $5,5\%$ Gar + $34,5\%$ Crx), постепенно возрастая, приближается к плотности фертильного вещества примитивной мантии (фазовый состав в мол. %) $\sim 56\%$ Ol (Fo_{91}) + $5,6\%$ Gar + 38% Crx \pm Ilm) и к плотности моделей PREM и *ak135*. Приведенные результаты и сопоставление *P*- и *S*-скоростей и плотности деплетированного и фертильного мантийного вещества показывают их хорошее согласие с данными региональных и глобальных сейсмических моделей, что говорит о робастности изложенного термодинамического подхода.

5.7. Заключение

В главе были рассмотрены основные принципы термодинамического подхода, необходимые для моделирования химического состава и внутреннего строения планет и спутников. К сожалению, только одна термодинамическая информация, пусть даже и самая полная, недостаточна для реалистичного описания внутреннего строения планетных недр.

Необходимы сведения из других областей наук о Земле — геохимии, петрологии, сейсмологии, геотермии, сравнительной планетологии, совместно выявляющие химическую природу и физико-химическую эволюцию вещества и отражающие специфику теплового режима и внутреннего строения планет и спутников. Связующим звеном такого подхода становится аппарат химической термодинамики, позволяющий совместить петролого-геохимические характеристики мантийного вещества с данными геофизических наблюдений.

Согласование петролого-геохимических и геофизических моделей мантии было рассмотрено на примере реконструкции теплового режима и химического состава деплетированного вещества архейского кратона Каппааль и фертильного вещества примитивной мантии Земли. Доказательство работоспособности физико-химического подхода на конкретных геологических породах и сейсмических моделях позволяет распространить его основные положения и на моделирование внутреннего строения других планетарных тел.

В заключение надо сказать несколько слов о преимуществах и недостатках настоящего подхода. Его основу составляет метод минимизации свободной энергии Гиббса и использование небольшого числа термодинамически согласованных параметров, позволяющих связать петролого-геохимические и геофизические модели мантийного вещества с помощью уравнения состояния Ми—Грюнайзена—Дебая. Использование термодинамически обоснованной процедуры является важным преимуществом перед другими подходами, которые не содержат информации по энтальпии, энтропии и параметру Грюнайзена. Это позволяет переводить петролого-геохимические модели валового состава в диаграммы состояния и физические характеристики мантийного вещества (прямая задача), а геофизические модели обращать в модели распределения температуры и/или состава (обратная задача).

При решении прямой задачи при фиксированных P – T -условиях и известном валовом составе получаем на выходе программы согласованную информацию по фазовому составу минеральной ассоциации (химический состав сосуществующих фаз и их пропорции), ее плотности, модулям сжатия и сдвига и ангармоническим скоростям распространения упругих волн. Эту информацию необходимо проверить на соответствие с данными независимых петрологических и геофизических наблюдений по составу реальных пород и распределению сейсмических и термических свойств в оболочках планет и спутников. Решение прямой задачи

может считаться удовлетворительным, если удастся найти такие составы и P - T -условия, которые давали бы физические свойства, согласующиеся с наблюдаемыми. Поскольку составы и тепловые режимы силикатных оболочек планетных недр *a priori* неизвестны, то такой подход, обычно осуществляемый методом перебора, полезен, но не эффективен.

В связи с этим возникает необходимость решения обратной задачи — перевода имеющейся информации по геофизическим полям в термины температуры и химического состава. Эта задача является существенно нелинейной. Эффективность реализации подхода зависит от наличия и степени достоверности гравитационных, теплофизических и сейсмических данных. Решение обратной задачи может считаться удовлетворительным, если достигается разумное согласие получаемых результатов с независимыми геотермическими и петролого-геохимическими данными. В полной постановке такая оптимизационная процедура представляет сложную самостоятельную задачу, которая рассматривается в последующих главах.

Моделирование химического состава и внутреннего строения крупных спутников

6.1. Введение

В результате космической одиссеи орбитальных станций «Галилео» и «Кассини» появилась новая, ранее недоступная, геолого-геофизическая информация, позволяющая перейти к новому поколению моделей происхождения и внутреннего строения спутников планет-гигантов. Эти проблемы, находящиеся в эпицентре внимания экспериментальных и теоретических исследований в области космохимии и планетологии, широко обсуждались на заседаниях Комитета космических исследований (COSPAR, Пекин, 2006, Монреаль, 2008), Международного союза по геодезии и геофизике (Перуджа, 2007), Европейского союза наук о земле (Вена, 2005–2008), Европейского космического агентства (Потсдам, 2007), Конференции стран Азии и Океании по геонаукам (Пусан, 2008). В докладах обсуждались междисциплинарные вопросы происхождения и эволюции планет и спутников Солнечной системы, водно-ледяные спутники Юпитера и Сатурна, результаты наблюдений КА «Галилео» и «Кассини—Гюйгенс». В контексте второй части книги мы попытаемся изложить свои представления о моделях химического состава и внутреннего строения крупных спутников.

Химический состав планет земной группы и спутников плохо известен. Существующие модели валового состава силикатных оболочек планет и крупных спутников заметно отличаются друг от друга. Наиболее разработанная пиролитовая модель мантии Земли с преобладанием оливина, граната и пироксенов содержит 7–8 % FeO и 3,5–4,5 % CaO и Al₂O₃ (Рингвуд, 1981; McDonough, 1990). Модели Марса, основанные на элементных соотношениях в хондритах и SNC-метеоритах, имеют 17–18 % FeO и 2,5–3 % CaO и Al₂O₃ (Dreibus, Wänke, 1990; Lodders, Fegley, 1997). Модели состава Луны, построенные по геохимическим и геофизическим данным, оценивают содержание главных элементов на уровне 10–13 % FeO и 4,5–6 % CaO и Al₂O₃ (Taylor, 1986; Галимов, 1995; Kuskov, Kronrod, 1998; Khan et al., 2007). Геохимические модели состава галилеевых спутников (17–19 % FeO, 2–2,5 % CaO и Al₂O₃, (Fe_{tot}/Si)_{wt} ~ 1) близки к валовому составу обыкновенных L/LL-хондритов (Kuskov, Kronrod, 2000, 2001). Таким

образом, существующие модели валового состава силикатных оболочек Земли, Марса, Луны и галилеевых спутников резко отличаются друг от друга по содержанию главных элементов. Столь же заметно они отличаются и по валовому составу в целом из-за разного содержания металлического железа и отношения суммарного количества железа к кремнию (Fe_{tot}/Si).

Геохимические и космохимические критерии свидетельствуют о существенном различии вещества планет земной группы, крупных спутников и метеоритов. Почему состав космического вещества столь различен? Существуют разные точки зрения на эту проблему, зависящие от многих, не поддающихся строгой оценке, факторов: термических условий в протопланетном околосолнечном диске, механизма аккреции и дифференциации планет, процесса образования планетных ядер, характера термохимической эволюции и окислительно-восстановительного режима. Очевидно, что задачи реконструкции геохимической обстановки, химического состава и теплового режима планет и спутников Солнечной системы являются чрезвычайно сложными.

Разрыв между геохимическими параметрами планет и спутников кажется загадочным, но, по-видимому, он реально существует. Наиболее радикально планеты и спутники отличаются по содержанию закисного железа в их силикатных оболочках и по содержанию металлического железа в их ядрах.

В этой главе рассмотрены общие геолого-геофизические характеристики крупных спутников, фазовая диаграмма H_2O и физические свойства льдов, а также имеющиеся представления и ранние сценарии о составе, строении и тепловой эволюции водно-ледяных оболочек спутников. В заключительных разделах мы изложим основные положения численного моделирования внутреннего строения спутников, объединенные общим физико-химическим подходом, а также некоторые предварительные ограничения на их состав. Здесь мы также будем придерживаться принципа, упомянутого в предисловии, целью которого является поиск согласованных ограничений на модели происхождения, состава и внутреннего строения спутников. В качестве последних использованы геолого-геофизические характеристики и параметры спутников, космохимические элементные отношения в хондритах, а также данные по уравнениям состояния воды, льдов и метеоритного вещества.

6.2. Геолого-геофизические характеристики спутников: общий обзор

Орбитальный аппарат «Галилео» был запущен в октябре 1989 г. с помощью космического корабля Шаттл Атлантис и 7 декабря 1995 г. вышел на орбиту Юпитера, что позволило начать исследования его четырех регулярных (галилеевых) спутников Ио, Европы, Ганимеда и Каллисто. Проект

«Галилео» был осуществлен космическим агентством НАСА как космическая миссия к Юпитеру для изучения планеты и ее больших спутников, которые находятся в синхронном вращении, т. е. всегда обращены одной стороной к Юпитеру. За 8 лет работы на орбите Юпитера наблюдения «Галилео» изменили наши представления о планете и привели к целому ряду неожиданных сообщений о тектонической, вулканической и криовулканической активности спутников, а также возможности существования океанов на ледяных спутниках, что позволяет пересмотреть многие ранее существовавшие представления о геологической эволюции спутников Юпитера.

Американо-европейский орбитальный аппарат «Кассини—Гюйгенс» был запущен к системе Сатурна в октябре 1997 г. Аппарат вышел на орбиту вокруг Сатурна и выпустил зонд «Гюйгенс», который 14 января 2005 г. совершил мягкую посадку на поверхность Титана. Принципиальное различие между галилеевыми спутниками и Титаном состоит в наличии плотной атмосферы, сохранившейся на Титане и состоящей из азота и небольшого количества метана. Давление на поверхности $\sim 1,5$ атм, температура около 90 К. При таких условиях на поверхности Титана может быть жидкий метан (*Stofan et al.*, 2006). Важнейшая цель экспедиции «Кассини—Гюйгенс» — изучение состава и происхождения атмосферы Титана, которая предположительно подобна атмосфере ранней Земли (см. гл. 14).

Система Юпитера, представляющая собой миниатюрный аналог Солнечной системы, состоит из четырех регулярных (галилеевых) спутников — безводной Ио и ледяных или водно-ледяных — Европы, Ганимеда и Каллисто и множества остальных спутников меньшего размера. В настоящее время в системе Юпитера обнаружено 8 регулярных и 55 нерегулярных спутников. Почти круговые орбиты галилеевых спутников, расположенные в экваториальной плоскости Юпитера, и обращение спутников в направлении вращения планеты свидетельствуют об их образовании в аккреционном газопылевом диске Юпитера, подобно тому, как планеты земной группы образовались в первичной Солнечной туманности из протопланетного облака. По существу, вещество спутников — это последние порции вещества, захваченного в диск на заключительной стадии аккреции центральной планеты.

Средние плотности Ио, Европы, Ганимеда и Каллисто уменьшаются с увеличением расстояния от центрального тела, что указывает на более высокое содержание льда H_2O в составе ледяных спутников. Это объясняется прогреванием зоны внутренних спутников излучением горячего протояпитера. Однако этот факт ничего не говорит о валовом химическом составе нелетучего вещества железокремнистых ядер спутников. Поэтому химический состав вещества, захваченного в диск, не может быть определен из динамических соображений, но может быть выведен из состава галилеевых спутников.

Наш опыт в определенной степени показывает, что химический состав главных (в геохимическом смысле) элементов, отражающих состав нелетучего вещества железокремнистых ядер спутников, может рассматриваться

в качестве одного из наиболее существенных геохимических ограничений при построении моделей субнебулы Юпитера. Вероятно, это же можно сказать и в отношении моделирования процессов формирования Луны. Разумеется, модели аккреционных дисков планет-гигантов должны удовлетворять космохимическим ограничениям на обилие летучих элементов в атмосферах Юпитера, Сатурна и Титана. В противном случае все модели и сценарии происхождения спутников будут иметь лишь качественный характер.

Крупные спутники планет-гигантов сначала изучались при помощи больших телескопов, фотометрической, поляриметрической и спектрофотометрической аппаратуры. Непосредственное изучение внешних областей Солнечной системы, и в частности спутниковых систем Юпитера и Сатурна, было начато космическими аппаратами серии «Пионер» и «Вояджер». Полученная в процессе исследований информация по физическим, динамическим и геологическим свойствам спутников легла в основу множества оригинальных работ, начатых Дж. С. Льюисом с сотрудниками (Lewis, 1971; *Consolmagno, Lewis, 1976; Lipo, Lewis, 1979*), и монографий (Маров, 1981; *Jupiter, 1978; Спутники планет, 1980; Спутники Юпитера, 1985, 1986; Система Сатурна, 1990*). В этих и других работах (Камерон, 1980; *Камерон, Поллак, 1978; Рускол, 1982; Сафронов, Рускол, 1977; Safronov, Ruskol, 1982*) приводятся сведения о происхождении, атмосфере и внутреннем строении планет-гигантов и о геологической истории их спутниковых систем. В последнее десятилетие эта информация была существенно дополнена и расширена в результате пролетов КА «Галилео» вокруг Юпитера и его спутников, а затем и «Кассини» вокруг Сатурна и его спутников.

Космический зонд «Галилео», пролетев через пояс астероидов, получил первые в мире снимки астероида Гаспра, открыл двойной астероид Ида-Дактиль и зафиксировал падение обломков кометы Шумейкера—Леви на Юпитер (*Прокофьева и др., 1995*). В результате многочисленных пролетов зонда «Галилео» вблизи всех четырех галилеевых спутников были получены принципиально новые данные для тел внешней части Солнечной системы, включающие космические снимки с высоким разрешением, спектральные данные, тепловые, гравитационные и магнитные поля. Ледяные спутники стали первыми объектами, для которых была получена информация о возможности существования океанов под ледяной корой. Для Ио, Европы и Ганимеда получена информация, указывающая на концентрацию масс к центру и свидетельствующая о наличии металлических ядер спутников.

К физическим и динамическим свойствам можно отнести альбедо, вращение, либрацию, особенности гравитационного и магнитного полей, массу и момент инерции. По космическим изображениям были более тщательно изучены геологические свойства — форма и рельеф поверхности, морфология кратеров и их распределение по размерам. С точки зрения геологии планет или в широком смысле сравнительной планетологии

Таблица 6.1

Сравнительные характеристики крупных спутников

Спутник	Плотность, г/см ³	Безразмерный момент инерции I/MR^2	Радиус, км	Масса, 10 ²⁴ г	Альbedo	Средняя T поверхности, К	Орбитальное расстояние	
							$R_{пл}^*$	млн км
Ио	3,5278 ±0,0029	0,37685 ±0,00035	1821,6	89,32	0,61	140	6	0,42
Европа	2,989 ±0,046	0,346 ±0,005	1565,0	47,99	0,64	100–130	9,4	0,67
Ганимед	1,936 ±0,022	0,3105 ±0,0028	2634,0	148,2	0,42	100–130	15	1,1
Каллисто	1,8344 ±0,0034	0,3549 ±0,0042	2410,3	107,6	0,20	112	26,4	1,9
Титан	1,881	–	2575	134,6	0,20	94	20	1,2
Тритон	2,05	–	1352	21,5	0,75	34	7,8	0,38
Луна	3,3437 ±0,0016	0,3931 ±0,0002	1738	73,53	0,07	220	50	0,38

 $R_{пл}^*$ — расстояние в радиусах центральной планеты.

особый интерес представляют не происхождение и движение спутников по орбитам, а сравнительные характеристики их поверхности, химического состава и внутреннего строения. Некоторые из этих характеристик, которые используются в дальнейших модельных построениях, приведены в табл. 6.1 (Лангсет, Кейм, 1975; Anderson et al., 1996, 1998a, 2001a, b; Konopliv et al., 1998; Уральская, 2002).

Исследования внутреннего строения, тепловой и геологической эволюции спутников Юпитера (Lewis, 1971; Pollack, Reynolds, 1974; Cassen et al., 1982; Консолманьо, Льюис, 1978; Поллак, Фанейл, 1986; McKinnon, Parmentier, 1986; Reynolds, Cassen, 1979; Schubert et al., 1981; Kirk, Stevenson, 1987) не только заложили основы современных моделей галилеевых спутников, но и предсказали многие особенности их строения — возможность нахождения жидкого слоя в основании ледяной коры Европы, степень дифференциации Ганимеда и Каллисто. Важнейшим открытием миссии «Вояджер-1» стало обнаружение вулканической активности Ио, ранее предсказанное теоретически на основе анализа взаимных возмуще-

ний галилеевых спутников (Peale et al., 1979). Среди продуктов извержений Ио доминируют соединения серы (Nash, 1986; McEwen, et al., 1998).

В тепловой эволюции галилеевых спутников ключевую роль отводят трем источникам энергии — нагрев за счет распада радиоактивных элементов, приливная энергия и нагрев при аккумуляции спутников. Если в силикатном веществе спутников содержатся радиоактивные изотопы с таким же обилием, как в хондритах, то эти тела могли проходить через стадию плавления и дифференциации (Morrisson, Berns, 1978; Spencer, Schneider, 1996). По современным представлениям энергия приливного нагрева существенно влияет на эволюцию и строение галилеевых спутников, особенно Ио. Расчеты тепловой истории Ио (Фанейл и др., 1980) показали, что радиоактивные элементы в типичных обилиях (характерных для Земли, метеоритов и Луны) не в состоянии объяснить вулканическую деятельность Ио.

Вслед за (Peale et al., 1979), большинство авторов объясняют свойства Ио нагревом вследствие диссипации приливной деформации; рассеивание энергии в приливных явлениях оценивается величиной до 2 Вт/м^2 . Приборы «Галилео» обнаружили горячие пятна с температурами лавы, превышающими 1200°C . Температуры в недрах Ио должны быть достаточно высокими, чтобы можно было объяснить процессы дифференциации, приводящие к образованию коры, астеносферы, мантии и ядра, а также современную вулканическую активность. В отношении внутреннего строения Ио полной ясности нет. Недра спутника могут находиться как в твердом состоянии, так и быть частично расплавленными.

Отличительной характеристикой ледяных спутников — Европы, Ганимеда и Каллисто — от других тел Солнечной системы (за исключением Земли) является вероятное присутствие H_2O в жидком состоянии (в земных терминах — морской воды или океана) под твердой ледяной оболочкой (корой или литосферой). На это косвенно указывают геолого-геофизические наблюдения «Галилео» по магнитным полям и морфологии ледяной поверхности спутников (Carr et al., 1998; Kivelson, 1996b; Khurana et al., 1998; Pappalardo et al., 1999; Zimmer et al., 2000). Существование океана на Европе дискутируется уже более трех десятилетий. Мощность водно-ледяной оболочки (включающей океан) может изменяться от сотни (Европа) до нескольких сотен (Ганимед, Каллисто) километров (Kuskov, Kronrod, 2001, 2005).

Геологическая эволюция спутников во многом зависит от механизма переноса тепла через ледяную кору. Теоретически могут рассматриваться различные варианты строения и агрегатного состояния внешней оболочки ледяных спутников (Европы, Ганимеда, Каллисто, Титана, Тритона), зависящие от механизма их формирования, тепловой эволюции, реологии льда и механизмов переноса тепла (Schubert et al., 1986; McKinnon, 1999, 2006; Kargel, 2000; Hussmann et al., 2002; Sohl et al., 2003; Ruiz, 2003): (1) внешняя кондуктивная ледяная оболочка (кора или литосфера) над слоем воды;

(2) слой воды под слоями кондуктивной ледяной коры и застойной зоны конвектирующего льда разной мощности; (3) глубоководный океан под внешней толстой оболочкой льда-I и над оболочкой из льдов-III/V/VI; (4) сплошной слой льдов высокого давления I/III/V/VI/VII до границы железокремнистого ядра.

В первых исследованиях тепловой эволюции и внутреннего строения ледяных спутников (Lewis, 1971; Consolmagno, Lewis, 1976; Lupo, Lewis, 1979; Pollack, Reynolds, 1974) отмечалось, что, если Европа и Ганимед образовались из однородной смеси льда и силикатов (двухкомпонентная модель) с хондритовым обилием радиоактивных изотопов, причем перенос тепла конвекцией был несущественным, то эти тела должны были пройти через стадии расплавления и дифференциации под действием внутренних источников тепла за время от 500 млн лет (Европа) до 2 млрд лет (Ганимед). Проблема существования центрального железного или железо-сульфидного ядра в ранних работах не рассматривалась.

В результате радиоактивного нагрева и энергии приливных деформаций (как, например, в случае Европы) лед плавился и из-за уменьшения вязкости скальный материал проваливался сквозь жидкость, что сопровождалось дополнительным выделением гравитационной энергии. Дифференциация спутников приводила к образованию внутреннего силикатного ядра и водной мантии, подстилающей ледяную кору из льда-I. Поскольку при этом достигались температуры дегидратации водосодержащих фаз, то происходила потеря воды, которая также вошла в состав водно-ледяной оболочки. Радиус силикатного ядра оценивается в 1400 км для Европы и 1800–2200 км для Ганимеда.

Первые модели Каллисто представляли собой тело с корой из смеси силикатов и льда толщиной около 200 км, мантией из жидкой воды мощностью 1000 км и силикатным ядром с радиусом 1200 км. В ранних работах принимался во внимание только механизм молекулярной теплопроводности, что справедливо, если эффективная вязкость льда достаточно велика, а перенос тепла за счет ползучести в твердых фазах льда не рассматривается. Поскольку кондуктивный механизм охлаждения недостаточно эффективен, то радиогенное тепло из недр спутника отводится недостаточно быстро. В результате происходит разогрев недр и плавление льда, что приводит к дифференциации спутника на внутреннее скальное ядро и внешнюю водно-ледяную мантию спутника.

Обычно, в соответствии с моделями происхождения галилеевых спутников (Сафронов, Рускол, 1977; Рускол, Сафронов, 1998; Поллак, Фанейл, 1986), считается, что высокая светимость прото-Юпитера препятствовала конденсации льда на близких расстояниях от планеты. Действительно, в ИК-спектре Ио не обнаружено признаков полос льда, видимых в спектрах других галилеевых спутников (Spencer and Schneider, 1996). Напротив, на расстояниях орбиты Европы температуры уже могли быть близки, а на орбитах Ганимеда и тем более Каллисто существенно ниже температуры конденсации водяного пара (Lunine, Stevenson, 1982).

Возникновение гидросферы на Земле объяснить сложнее, так как при формировании Земли температура на ее орбите не опускалась ниже температуры конденсации воды. Возможно, наличие воды на Земле было связано с транспортом тел, содержащих лед и связанную воду, заброшенных под воздействием гравитационного поля Юпитера из внешних частей Солнечной системы на Землю на ранней стадии ее развития.

В отличие от работ (Lewis, 1971; *Consolmagno, Lewis*, 1976), Р. Т. Рейнольдс и П. М. Кассен (*Reynolds, Cassen*, 1979), рассмотрев тип ледяных тел с радиусом и плотностью, характерными для галилеевых спутников, показали, что такие тела должны иметь относительно простую двухслойную структуру с внутренним железокремниевым ядром (без льда), окруженным внешней оболочкой из льдов H_2O . Причем в этой внешней оболочке слой жидкой воды отсутствует. Это заключение было основано на учете конвективного теплопереноса в слое льда-I, более эффективного по сравнению с кондуктивным. Быстрый транспорт тепла конвекцией способствовал замораживанию всей массы воды в спутнике.

Вслед за пионерской работой (*Reynolds, Cassen*, 1979), многие исследователи стали учитывать конвективный теплоперенос в недрах Ганимеда и Каллисто при нагреве льда до субсолидусной температуры (*Schubert et al.*, 1981, 1986; *Cassen et al.*, 1979, 1980, 1982; *Kirk, Stevenson*, 1987; *McKinnon, Parmentier*, 1986; *Mueller, McKinnon*, 1988). Они пришли к заключению, что внешняя, ледяная оболочка спутников будет неустойчива по отношению к развитию твердотельной конвекции, что должно привести к замерзанию водного слоя за время, исчисляемое сотнями миллионов лет. Поэтому считалось, что в отсутствие дополнительного источника тепла в виде приливного нагрева, важного для анализа агрегатного состояния водно-ледяной оболочки Европы, или же в отсутствие солей или летучих, существенно понижающих температуру замерзания воды, существование внутреннего океана на ледяных телах становится проблематичным. Кроме того, было высказано мнение, что железокремниевая компонента и лед в мантии спутников типа Каллисто могут не разделяться, поскольку теплоперенос из недр спутника к поверхности за счет твердотельной конвекции оказывается столь эффективным, что предотвращает нагрев льда до субсолидусных температур и миграцию железокремниевой компоненты в нижние горизонты (*Schubert et al.*, 1981; *Friedson, Stevenson*, 1983). В этом случае литосфера спутника будет представлять недифференцированную смесь льда и породы — без жидкого слоя.

Эти ранние представления о водно-ледяных оболочках спутников Юпитера претерпели определенные изменения после исследований «Галилео». Магнитометрические измерения показали возмущения магнитного поля Юпитера вблизи Европы и Каллисто. Одно из возможных объяснений — возбуждение в их водных оболочках электрических токов, распространяющихся в проводящем слое жидкости (океане), залегающем под ледяной корой спутника (*Khurana, et al.*, 1998; *Kivelson et al.*, 2000, 2002;

Zimmer et al., 2000; Stevenson, 2003; Schilling et al., 2004). Иначе говоря, возмущения магнитного поля в окрестности Европы и Каллисто могут быть обусловлены конвективными движениями в океане.

Незамерзание водного слоя может быть связано с приливным нагревом (в случае Европы) (Cassen et al., 1982; McKinnon, 1999), наличием солей и летучих (Lewis, 1971; Grasset and Sotin, 1996; Grasset et al., 2000; Kargel et al., 2000; Spohn and Schubert, 2003; Nagel et al., 2004), с устойчивостью ледяной оболочки к развитию конвекции (Ruiz, 2001; Ruiz, Fairén, 2005), или же с тепловой конвекцией, ограниченной субслоем, расположенным под внешним застойным слоем льда (stagnant lid convection) (Spohn, Schubert, 2003; Freeman et al., 2006; McKinnon, 2006). То есть в последнем случае подразумевается, что конвективное перемешивание происходит только в нижней части ледяной оболочки, над которой существует холодная и неподвижная ледяная кровля (рис. 6.1).

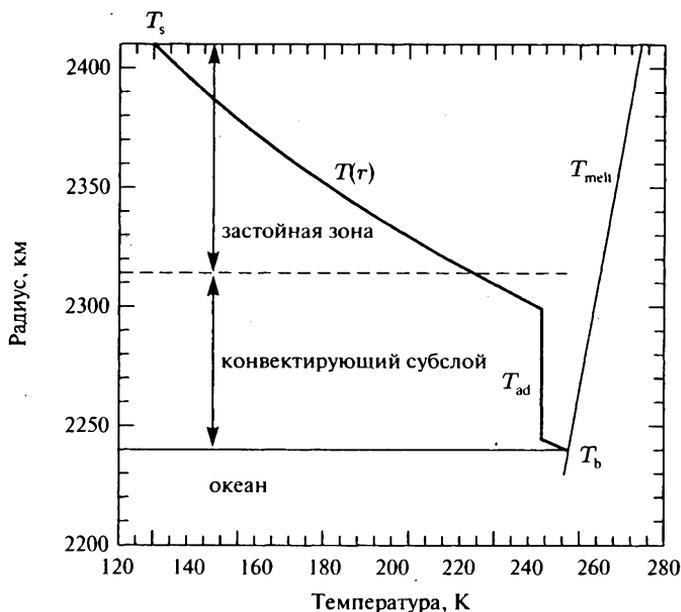


Рис. 6.1. Схематическое строение водно-ледяной оболочки на примере Каллисто (Schubert et al., 2004; McKinnon, 2006), иллюстрирующее распределение температуры $T(r)$ во внешней застойной зоне (лед-I) и в конвектирующем субслое. T_s — температура поверхности, T_{ad} — адиабатическая температура, T_{melt} — температура плавления льда, T_b имеет смысл минимальной температуры плавления льда для оболочки с максимальной толщиной. В конвектирующем субслое существуют термические погранслои с большими температурными градиентами. Температура плавления льда-I понижается до ~ 251 К с увеличением давления до $\sim 2,1$ кбар (вода + лед-I + лед-III — тройная точка)

В ледяной оболочке Европы выделяют упругий кондуктивный слой и вязкоупругий конвектирующий слой, в котором приливная диссипация является внутренним источником тепла (*Hussmann et al.*, 2002). Второй слой состоит из субслоя неподвижного льда (*stagnant lid*), в котором транспорт тепла осуществляется по кондуктивному механизму, и хорошо перемешанного конвектирующего субслоя.

Сильные ограничения на внутреннее строение ледяных спутников можно вывести из данных «Галилео» и «Кассини—Пюйгенс» по гравитационным и магнитным полям, из которых следует, что Европа и Ганимед имеют металлическое ядро, окруженное силикатной мантией, которая, в свою очередь, покрыта водно-ледяной оболочкой. Каллисто, как будет показано ниже, представляет особый случай частично дифференцированного планетарного тела, в котором не происходило полное разделение льда и скального материала.

Низкая плотность Титана (табл. 6.1) указывает на то, что он состоит из смеси льдов и железозакаменного материала в примерно равной пропорции. Вероятно, в отношении химического состава скального материала Титан подобен Ганимеду и Каллисто. Однако степень химической дифференциации, гравитационные и магнитные поля, морфология поверхности, характер аккреции и влияние источников тепла на геологическую историю спутников Юпитера и Сатурна существенным образом различаются. По аналогии с ледяными спутниками Юпитера Титан должен состоять из водно-ледяной оболочки и железозакаменного ядра, которое может быть либо дифференцированным на силикатную мантию и металлическое Fe—FeS-ядро (аналог Ганимеда, см. гл. 9), либо частично дифференцированным (аналог Каллисто, см. гл. 10). Относительно пропорции и состава льдов и железозакаменного материала ясности нет, поскольку неизвестно распределение плотности во внешней (ледяной) и внутренней оболочках. Неизвестно также, сложены ли недра Титана безводными силикатами или гидросиликатами. Близость параметров Титана, Ганимеда и Каллисто (табл. 6.1) наводит на мысль, что эти крупнейшие спутники Солнечной системы имеют и сходные свойства недр (*Хантен и др.*, 1990). Однако табл. 6.3 показывает преждевременность такого вывода из-за близости плотности водяного льда к плотности других льдов, в особенности $\text{NH}_3 \cdot \text{H}_2\text{O}$ и $\text{CH}_4 \cdot 5,75\text{H}_2\text{O}$.

Спутники Сатурна (Мимас, Энцелад, Тетфия, Диона, Рея, Япет) — в основном ледяные. Они имеют плотности $1\text{--}1,6 \text{ г/см}^3$, что близко к плотности водяного льда с большей или меньшей примесью горных пород. Содержат ли они метановый и аммиачный лед, пока не ясно. Более высокая плотность Титана ($1,9 \text{ г/см}^3$) — результат его большой массы, вызывающей сжатие недр. К сожалению, момент инерции Титана пока не определен, а магнитометры «Кассини» не обнаружили наличие собственного магнитного поля Титана (*Backes et al.*, 2005). Поэтому в отношении внутреннего строения Титана, пока нет данных по его моменту инерции, трудно ска-

зять что-либо определенное — вопрос о наличии металлического ядра и внутреннего океана остается неясным (подробнее в гл. 14).

Гравитационные и магнитные измерения, проведенные аппаратурой «Галилео», и теоретические расчеты подтвердили дифференциацию Европы на металлическое ядро, силикатную мантию и водно-ледяную оболочку толщиной около 100–150 км (Anderson et al., 1998a; Schubert et al., 2004; Kuskov, Kronrod, 2001, 2005). Расчеты теплового баланса спутника пока еще не дают окончательного ответа на вопрос об агрегатном состоянии внешней оболочки. Значительную неопределенность вносит отсутствие точных данных о реологии льда и зависимости его теплопроводности от температуры. Однако вполне вероятно, что теплоизолирующий ледяной покров мог бы обеспечить стабильность водного океана на Европе. Если наличие океана на Европе можно считать достаточно правдоподобным, то вопрос о существовании внутреннего водного океана у Ганимеда и Каллисто пока остается открытым. Тем не менее наведенные магнитные поля, наблюдаемые для Европы и Каллисто, указывают на большую вероятность наличия океанов на этих спутниках (Stevenson, 2003).

Следует упомянуть, что в 1996 г. радио и альтиметрические наблюдения обнаружили жидкое озеро под ледяной поверхностью Антарктиды в районе станции Восток. Слой воды находится на глубине ~ 3700 м под поверхностью льда. Результаты бурения представляют большой интерес и для геологии ледяных спутников, поскольку впервые будут получены данные о размерах монокристаллов глубинного льда.

Настоящей сенсацией стало обнаружение КА «Галилео» собственного магнитного поля Ганимеда (Kivelson et al., 1996b, 2002), поскольку предполагалось, что в рамках модели прецессионного динамо ни один из галилеевых спутников не может иметь магнитного поля. Для сравнения, магнитный момент Меркурия в 2,7 раз меньше, чем у Ганимеда. Были обнаружены магнитные поля у Европы и Каллисто (Kivelson et al., 2000; Khurana et al., 1998). Оценку собственного магнитного поля Ио затрудняют электромагнитные явления в окружающем ее плотном плазменном торе, которые сильно маскируют ее собственное поле (Kivelson et al., 1996a). Собственное поле у Европы невелико, но заметно. У Каллисто собственного магнитного поля, вероятно, нет.

Надо отметить, что поверхность ледяных спутников лишь условно является ледяной. На их поверхности отмечается также присутствие разного рода примесей в виде солей и загрязнений в виде темного вещества. На наличие смесей кристаллогидратов солей ($MgSO_4 \cdot 7H_2O$ — эпсомит, $Na_2SO_4 \cdot 10H_2O$ — мирабилит, $Na_2CO_3 \cdot 10H_2O$ — натрон) указывают спектральные данные «Галилео», полученные на картирующем спектрографе NIMS в ближнем инфракрасном диапазоне (the Galileo Near-Infrared Mapping Spectrometer), а на преобладание темной неледяной компоненты (типа вещества углистых хондритов) в материале поверхностного слоя — низкие величины альбедо Ганимеда и особенно Каллисто (табл. 6.1). Теплоемкость

и термодинамические функции эпсомита $\text{MgSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$ в области 0–303 К, необходимые для расчетов полей устойчивости кристаллогидратов, определены в работе (Гуревич и др., 2007).

Сотрудники Института геофизики и планетологии при Университете штата Гавайи в Гонолулу (США) во главе с Т. Б. Маккордом (McCord et al., 1998, 2001a, b) изучили термическую и радиационную устойчивость гидратированных солей разных минералов и предположили, что на поверхности спутников, помимо льда, существуют отложения эвапаритов, привнесенные водой, обогащенной растворенными солями. Эксперименты показали устойчивость эпсомита (важной составляющей вещества хондритов С1) в условиях низких температур поверхности спутников Юпитера (≤ 130 К) в течение всего геологического времени, что согласуется с термодинамическими расчетами и масс-балансовыми оценками валового состава океана Европы (Zolotov, Shock, 2001), в то время как мирабилит и натрон менее устойчивы в термическом отношении.

Это связано с тем, что при формировании планетезималей в аккреционном диске Юпитера безводный или гидратированный материал хондритового вещества мог аккумулироваться вместе со льдом, загрязняя поверхность спутника. Водосодержащие минералы, обнаруженные на поверхности ледяных спутников, могли сформироваться либо в телах астероидного размера при взаимодействии безводных минералов с водяным льдом при повышенных температурах (Keil, 2000; Young, 2001), либо в субнебуле Юпитера при более высоком парциальном давлении H_2O , нежели в допланетном солнечном облаке (Prinn, Fegley, 1981; Fegley, 1993). Минералогия низкотемпературной составляющей углистых хондритов, содержащих до 20 мас. % H_2O , свидетельствует о вторичном нагреве и гидротермальной переработке первичного вещества. Следует заметить, что вещество хондритов, в том числе углистых, как строительный материал используется почти во всех гипотезах и моделях формирования Земли, планет земной группы и спутников планет гигантов (Виноградов, 1965; Галимов, 1973; Anders, Grevesse, 1989; Lewis, 1971; Consolmagno, Lewis, 1976).

Общая идея о происхождении спутников была высказана еще в середине XX в. О. Ю. Шмидтом (1957): «...Около планетного зародыша образуется сгущение — рой частиц, обращающихся около него по эллиптическим орбитам. Большинство частиц упадет на планету (присоединится к ней), часть же их будет образовывать околопланетный рой и объединяться в самостоятельные зародыши — будущие спутники планет...». По истечении пятидесяти лет можно довольно уверенно полагать, что модель аккреционного диска представляется наиболее естественной для систем Юпитера и Сатурна. Как было показано в первой части, наиболее предпочтительным и разработанным типом моделей образования регулярных спутников Юпитера и Сатурна является их образование в аккреционных протоспутниковых дисках, аналогичных протопланетному аккреционному диску вокруг молодого Солнца.

При моделировании химического состава планет земной группы иногда исходят из предположения, согласно которому их аккреция происходила из смеси окисленного и восстановленного хондритового материала (Рингвуд, 1982; Wänke, Dreibus, 1988), т. е. роль строительных блоков отводится ограниченному набору тел, а не широкому классу хондритов, как это предполагалось в более ранних работах (например, в семикомпонентной модели (Ganapathy, Anders, 1974)), затем подвергнутых критике А. Е. Рингвудом. Проблема заключается в том, что количественные пропорции этой смеси практически не поддаются определению. Упрощенные оценки и оптимистические прогнозы впоследствии подвергаются пересмотру, обычно связанному с анализом более сложных моделей. При анализе состава спутников мы также используем модели обычных и углистых хондритов в качестве основных представителей внеземного вещества. Но следует помнить, что подобные аналогии и модели должны подтверждаться независимыми данными.

В ранних работах (Lewis, 1971; Консолманьо, Льюис, 1978; Consolmagno, 1981) предполагалось, что исходным материалом галилеевых спутников было примитивное вещество, похожее на углистые хондриты CI, поскольку они содержат достаточное количество воды, необходимое для формирования водно-ледяной оболочки. Эти воззрения во многом сохранились. Так, например, присутствие водяного льда и степень дифференциации Европы рассматривается в предположении, что ее исходным материалом было вещество углистых хондритов типа CI, CM, CV (Fanale et al., 2001; Zolotov, Shock, 2001). Дж. Каргел и др. (Kargel et al., 2000) отдают предпочтение химически примитивным CI-метеоритам, содержащим летучие, воду и сульфиды в количестве, достаточном для формирования водно-ледяной оболочки и железо-сульфидного ядра.

В соответствии с большинством моделей конденсации протопланетной туманности обычно предполагается, что вещество типа углистых хондритов могло сформироваться за пределами орбит планет земной группы — в поясе астероидов. По мнению ряда специалистов, спектральные характеристики, низкие плотность и альbedo спутников Марса — Фобоса и Деймоса, полученные во время пролета КА серии «Маринер», позволяют предположить, что они имеют состав, близкий к углистым хондритам. Эти выводы основаны на измерениях спектров отражения Фобоса в диапазоне 0,2–0,9 мкм.

А. В. Иванов (Иванов, 2003) на основе детального исследования метеорита Kaidun, в котором присутствуют фрагменты различных углистых и энстатитовых хондритов и имеющего сложную историю образования, включающую процессы конденсации, водного изменения, ударной переработки и др., предположил, что Фобос является родительским телом этого необычного метеорита. Дж. Веверка (1981) полагает, что спектр и низкое альbedo характерны для вещества углистых хондритов, поскольку нет другого космически распространенного материала, который имел бы похожий

спектр и столь низкое альbedo (5–6 %). Но распределение благородных газов различно для углистых хондритов и Марса (Галимов, 2004б).

Если марсианские луны состоят из материала углистых хондритов, то они должны были бы образоваться не вблизи Марса, а на более далеких расстояниях. Но в этом случае приходится предполагать, что Фобос и Деймос были захвачены Марсом с орбит, которые первоначально находились в поясе астероидов, где вещество углистых хондритов конденсировалось из первичной протопланетной туманности (Бернс, 1981).

6.3. Фазовая диаграмма H_2O и полиморфные модификации водяного льда

Особенности фазовой диаграммы H_2O , а также термодинамические и реологические свойства льдов приобретают особое значение для понимания геологической эволюции и геодинамики ледяных тел Солнечной системы. Это дало повод заметить, что наука о льдах вступила в новый этап — этап космогляциологии (Мазно, 1988).

Одним из наиболее удивительных геолого-геофизических результатов миссии «Галилео» является предполагаемое существование океана под ледяной оболочкой Европы, Ганимеда и Каллисто. Особенность фазовой диаграммы H_2O и термодинамических свойств воды заключается в том, что при определенном распределении температуры по глубине спутника существует возможность нахождения воды в жидкой фазе под слоем гексагонального льда-I.

Тогда возмущения магнитного поля в окрестности Европы и Каллисто могут быть связаны с конвективными движениями в океане. Проводимость океанской воды примерно $2,8 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$, поэтому уже в слое толщиной немногим более 10 км создавались бы вихревые токи, обеспечивающие наблюдаемые вариации магнитного поля. Аккреционные, радиогенные и приливные источники тепла на спутниках достаточны для того, чтобы стать причиной плавления льда или дегидратации глубинных слоев и формирования приповерхностного океана.

Морфология поверхности, тектоника и внутреннее строение ледяных спутников существенно зависят от тепловых и объемных эффектов фазовых превращений во льду. Полиморфные модификации льда играют столь же важную роль при анализе термодинамики недр спутников планет-гигантов, как и фазовые переходы в породообразующих минералах мантии в термодинамике недр планет земной группы. Однако процессы дифференциации ледяных спутников типа Ганимеда и Каллисто, в которых массовое отношение лед/порода близко к единице, существенно отличаются от таковых в планетах земной группы. Это связано с особенностями фазовой диаграммы H_2O . При кристаллизации воды с образованием ледяной коры (лед-I) происходит выделение тепла и расширение.

Кристаллизация воды с образованием плотных фаз льда приводит к выделению тепла и уменьшению объема. При фазовых переходах в твердых фазах льда поведение системы во многом зависит от величины и знака наклона кривой Клаузиуса—Клапейрона:

$$\frac{dP}{dT} = \frac{\Delta S}{\Delta V} = \frac{\Delta H}{T} \cdot \Delta V, \quad (6.1)$$

где ΔS и ΔH — изменение энтропии и энтальпии фазового перехода, а ΔV — изменение объема.

Поэтому знак наклона фазового превращения, способствующий или препятствующий конвективному движению материала через фазовую границу, играет такую же важную роль в геологической эволюции ледяных спутников (*Bercovici, Schubert*, 1986; *Пассей, Шумейкер*, 1986), как и фазовые переходы типа оливин — β -шпинель на глубине 400 км, γ -шпинель — перовскит + магнезиюстит на глубине 650 км и пост-перовскитовые превращения на границе D'' в термодинамике и геодинамике мантии Земли (например, *Christensen*, 1995; *Hirose*, 2006).

Простая однокомпонентная система H₂O имеет одну из наиболее сложных фазовых диаграмм (рис. 6.2). Сейчас, помимо жидкой воды, насчитывается около двух десятков стабильных и метастабильных (кристаллических и аморфных) фаз водяного льда. Среди термодинамически равновесных модификаций льдов экспериментально изучены гексагональный лед-Ih, распространенный на Земле, а также его высокобарные разновидности — льды II, III, V, VI, VII, VIII, X. Льды VII и VIII устойчивы выше 20 кбар, а поле устойчивости льда X простирается на фазовой диаграмме до 2000 К и 1000 кбар.

Исследованиям фазовой диаграммы H₂O, полей стабильности и физических свойств воды и льдов посвящено огромное количество работ (например, *Petrenko, Whitworth*, 1999; *Wagner, Pruß*, 2002). В монографии (*Petrenko, Whitworth*, 1999) содержится обширный обзор данных по физико-химическим свойствам воды и льдов. В работе (*Wagner, Pruß*, 2002) приведены фундаментальные термодинамические свойства системы H₂O, рекомендованные Международной Ассоциацией по свойствам воды и водяного пара («The IAPWS Formulation»). В монографии *Мазно* (1988) изложены модели, свойства и структура льда, а также история вопроса, связанная с открытием разновидностей аморфных льдов и льдов высокого давления.

В диссертации С. Сундберг из Уппсальского университета (*Sundberg*, 2005), помимо современного обзора, проведены эксперименты по P–V–T-свойствам льдов VI, VII, VIII в интервале 240–600 К и 0–70 кбар. Свойства льдов были исследованы в алмазных наковальнях посредством рамановской спектроскопии и интерферометрии — для изучения изменений в толщине образцов, и оптических методов — для наблюдения латеральных изменений образцов.

Существует два основных вида аморфных (стеклоподобных) льдов с неупорядоченным расположением молекул воды: аморфные льды высокой

Рис. 6.2. Фазовая диаграмма H_2O по данным (*Dunaeva et al.*, 2007; *Antsyshkin et al.*, 2007). Линии — аппроксимация по методу наименьших квадратов. Точки — экспериментальные данные: +, ⊕ — Bridgman (Proc. Amer. Acad. Arts Sci. 1911. 47. 13; J. Chem. Phys. 1937. 5. 964); ◇ — Brown, Whalley (J. Chem. Phys. 1966. 45. 4360); ☆ — Datchi et al. (Phys. Rev. B. 2000. 61. 6535); □ — Dubrovinskaja, Dubrovinsky (Rev. Sci. Inst. 2003. 74. 3433–3437); ▢ — Durham et al. (J. Geophys. Res. 1983. 88. Suppl. B377); ○ — Fei et al. (J. Chem. Phys. 1993. 99. 5369); ● — Frank et al. (Geochim. Cosmochim. Acta. 2004. 68. 2781); △ — Goncharov et al. (Phys. Rev. Lett. 1999. 83. 1998); ▲ — Chou et al. (Sci. 1998. 281. 809); ▽ — Johari et al. (J. Chem. Phys. 1974. 61. 4292); ▼ — Kell, Whalley (J. Chem. Phys. 1968. 48. 2359); ▷ — Mishima, Endo (J. Chem. Phys. 1978. 68. 4417); ►, ◁ — Pistorius et al. (J. Chem. Phys. 1963. 38. 600; J. Chem. Phys. 1968. 48. 5509); ◀ — Pruzan et al. (J. Chem. Phys. 1993. 99. 9842); × — Schwager et al. (J. Phys. Condens. Matter. 2004. 16. S1177); ✱ — Song et al. (Phys. Rev. B. 2003. 68. 014106)

ко кристаллический лед (*Kouchi et al.*, 1994; *Gautier, Hersant*, 2005). Этот же лед наблюдается в околозвездных дисках (*Malfait et al.*, 1998) и некоторых кометах, например, Hale—Bopp (*Lellouch et al.*, 1998). Из аморфных льдов, вероятно, могут состоять кометные ядра в облаке Оорта, где температура достигает 2–3 К (*Маров*, 1994). Такие льды метастабильны по отношению к кристаллическим фазам. К ним относятся кубический лед-1c (полиморфная разновидность льда-1h), кристаллизующийся при атмосферном давлении и температурах 130–150 К, а также льды IV, IX, XII. Не имея собственных полей устойчивости, эти фазы могут быть получены с помощью специальных методик, но, будучи термодинамически нестабильными, они постепенно переходят в более устойчивые разновидности.

Как известно, молекулы воды соединяются друг с другом посредством водородной связи, в которой ион водорода (протон) располагается между атомами кислорода. Недавно обнаруженные низкотемпературные протон-упорядоченные формы льдов XIII и XIV были получены из разупорядоченных льдов V и XII (протон-упорядоченные льды V и XII пока не обнаружены) в присутствии раствора соляной кислоты при давлениях 5–15 кбар (*Salzmann et al.*, 2006). Метастабильные формы льдов являются следствием неравновесных фазовых превращений (*Mishima, Stanley*, 1998; *Gromnitskaya et al.*, 2001; *Devlin*, 2001; *Ляпин и др.*, 2002). Фазовые границы низкотемпературных льдов, устойчивых ниже ~ 150 К, на сегодняшний день не установлены. Экспериментальное изучение этих форм льдов представляет большой интерес, поскольку они могут входить в состав ледяных тел на периферии Солнечной системы, где низкотемпературный режим сохраняется на протяжении миллиардов лет.

Первые систематические исследования фазовой диаграммы H_2O , полей стабильности и физических свойств льдов V, VI и VII в области высоких давлений проведены пьезометрическим методом П. Бриджменом (*Bridgman*, 1911, 1937), удостоенным за эти работы Нобелевской премии. Данные Бриджмена были существенно расширены и дополнены результатами

более поздних экспериментов (в аппаратах с алмазными наковальнями и типа цилиндр-поршень), в которых фазовые переходы лед-V, VI, VII, VIII — жидкая фаза регистрировались не косвенным способом, а прямым визуальным или рентгеновским методом, либо с помощью рамановской спектроскопии (Калинин и др., 2000; Frank et al., 2004; Datchi et al., 2000; Fei et al., 1993; Sundberg, 2005). В настоящее время фазовые переходы, объемные и упругие свойства льдов неплохо изучены различными методами. Но следует отметить, что неопределенность полученных данных в целом возрастает по мере возрастания номера льда.

Граница фазового перехода между льдами VII–VIII, их трансформация в новую высокобарную разновидность лед-X, а также кривая плавления льда в интервале 200–900 кбар и 1000–2400 К экспериментально изучены (Goncharov et al., 1999; Song et al., 2003; Schwager et al., 2004; Sundberg, Lazor, 2004; Sundberg, 2005), но межфазные границы льдов точно не установлены. Кривая плавления льда VII, определенная в алмазных наковальнях в интервале 350–750 К и 20–140 кбар и аппроксимированная уравнением Симона, имеет вид (Datchi et al., 2000):

$$P \text{ (кбар)} = 21,7 + 12,53 \left[\left(\frac{T \text{ (К)}}{354,8} \right)^3 - 1 \right].$$

Таблица 6.2

Тройные точки фазовой диаграммы H₂O

Фазовый переход	T, К	P, кбар	Литература
L–Ih–III	251,16	2,10	[1, 2]
L–III–V	256,16	3,50	[1, 2]
L–V–VI	273,31	6,32	[1, 2]
Ih–II–III	238,5	2,13	[1, 2]
II–III–V	248,9	3,44	[1, 2]
L–VI–VII	354,8	21,7	[3]
II–V–VI	209,8	6,08	[4]
VI–VII–VIII	274	24,3	[4]
VII–VIII–X	100	620	[5]
VII–X–L	~ 1600	430	[6]

[1] — (Eisenberg, Kauzmann, 1969); [2] — (Petrenko, Whitworth, 1999); [3] — (Datchi et al., 2000); [4] — (Tari et al., 2000); [5] — (Song et al., 2003); [6] — (Schwager et al., 2004).

Экспериментальные данные по фазовым превращениям высокобарных льдов и их аппроксимация, осуществленная в работах, доложенных на XVI Международной конференции по химической термодинамике в Суздале (*Dunaeva et al.*, 2007; *Antsyshkin et al.*, 2007), приведены на рис. 6.2, а P - T -параметры тройных точек и плотность льдов — в табл. 6.2 и 6.3. Приведем также плотности льдов, измеренные под давлением вдоль изомеры 237,65 К ($-35,5$ °C), по данным (*Gagnon et al.*, 1990), где ρ в г/см³, P в кбар:

$$\begin{aligned} \rho(Ih) &= 0,9228 + 0,00728P + 0,00075P^2, & \text{в интервале } 0-1,8 \text{ кбар;} \\ \rho(II) &= 1,1698 + 0,00818P, & \text{в интервале } 2,3-3,3 \text{ кбар;} \\ \rho(III) &= 1,1321 + 0,01206P, & \text{в интервале } 2,3-3,3 \text{ кбар;} \\ \rho(V) &= 1,1974 + 0,01963P - 0,001098P^2, & \text{в интервале } 3,3-5,8 \text{ кбар;} \\ \rho(VI) &= 1,1559 + 0,04521P - 0,002435P^2, & \text{в интервале } 6,4-9,5 \text{ кбар.} \end{aligned}$$

Таблица 6.3

Плотность льдов

Лед	T-P-интервал		ρ , г/см ³	Литература
	T, К	P, кбар		
H ₂ O				
Ih	250	0	0,920	[1]
	273,15	0	0,917	[1]
	237,65	0	0,923	[2]
	237,65	1,4	0,934	[2]
Ic	78	0	0,931	[1]
II	123	0	1,170	[1]
	237,65	0	1,170	[2]
	237,65	3,3	1,197	[2]
III	250	2,8	1,147	[1]
	237,65	2,8	1,166	[2]
V	223	5,3	1,283	[1]
	237,65	4,8	1,267	[2]

Окончание таблицы 6.3

Лед	Т–Р-интервал		ρ , г/см ³	Литература
	Т, К	Р, кбар		
VI	225	11	1,373	[1]
	237,65	7,77	1,360	[2]
	237,65	9,5	1,365	[2]
VII	300	31,6	1,627	[3]
	300	43,1	1,687	
	300	185,5	2,103	
	500	65,2	1,731	
	500	122,8	1,919	
VIII	265	0	1,454	[4]
	300	0	1,441	
	300	25	1,593	
NH ₃ · H ₂ O	200	0	0,95	[5]
CH ₄ · 5,75H ₂ O	270	0	0,925	
(CO, N ₂) · 5,75H ₂ O	200	0	1,03	
NH ₃	200	0	0,86	
CH ₄	90	0	0,49	
N ₂	60	0	0,95	
CO	60	0	0,96	

[1] — (Petrenko, Whitworth, 1999); [2] — (Gagnon et al., 1990); [3] — (Fei et al., 1993); [4] — (Sundberg, 2005); [5] — (Хантен и др., 1990).

Уравнения, связывающие P – V – T -свойства льдов H₂O, необходимы для проведения термодинамических расчетов по строению водно-ледяных оболочек спутников Юпитера и Сатурна. Ранние P – V – T -зависимости носили эмпирический характер, и часто были лишены теоретической основы, что значительно затрудняло их использование в геофизических приложениях. В настоящее время появилось много экспериментальных данных по УРС льдов I_h, II, III, V, VI, VII и VIII с помощью акустиче-

ских, дифракционных и спектроскопических методов. К ним относятся ультразвуковые измерения скоростей упругих волн, дифракция рентгеновских лучей и нейтронов, бриллюэновская спектроскопия и др. (Shaw, 1986; Gagnon et al., 1990; Fei et al., 1993; Tulk et al., 1996, 1997; Tanaka, 1999; Shimizu et al., 1996; Sundberg, 2005). Полученные данные используются для построения уравнений состояния льдов при высоких давлениях, например, вплоть до 1000 кбар для льда VII (Wolanin et al., 1997; Frank et al., 2004). Для определения уравнения состояния льдов необходимы сведения по их сжимаемости и термическому расширению.

Чаще всего для описания P - V - T -свойств льдов используются уравнения состояния типа уравнения Берча—Мурнагана

$$P = \frac{3}{2} K_{0T} \left[\left(\frac{V_0}{V} \right)^{7/3} - \left(\frac{V_0}{V} \right)^{5/3} \right] \left\{ 1 - \frac{3}{4} (4 - K'_0) \left[\left(\frac{V_0}{V} \right)^{2/3} - 1 \right] \right\} \quad (6.2)$$

или Вине,

$$P = \frac{3K_{0T}(1-x)}{x^2} \exp \left\{ \frac{3}{2} (K'_0 - 1)(1-x) \right\}, \quad (6.3)$$

где $x = (V/V_0)^{1/3}$, V_0 , K_0 и K'_0 — мольный объем, изотермический модуль объемного сжатия и его производная при нулевом давлении ($P = 1$ бар) и стандартной температуре, обычно равной $T_0 = 298,15$ К. Для распространения уравнения состояния в область других температур пользуются зависимостями:

$$V_0(T) = V_0(T_0) \exp \left\{ \int_{T_0}^T \alpha(T) dT \right\}, \quad (6.4)$$

$$K_{T_0}(T) = K_{T_0}(T_0) + \left(\frac{\partial K_T}{\partial T} \right)_P (T - T_0). \quad (6.5)$$

В последнее десятилетие начали развиваться новые подходы к теоретическому описанию фазовой диаграммы воды с использованием современных математических методов. Так, расчет моновариантных равновесий льдов II, V, VI вблизи экспериментально определенных тройных точек осуществлен с применением уравнений теории поля (Tari et al., 2000). Проведено квантово-механическое моделирование методом *ab initio* УРС льда-II (Fortes et al., 2003), методом молекулярной динамики построены УРС воды (Zhang, Duan, 2005) и льдов III и V (Ayala, Tchijov, 2003). Однако, несмотря на хорошее совпадение расчетных кривых с данными эксперимента, область применения подобных моделей фрагментарна и пока не может быть распространена на фазовую диаграмму воды в целом.

С точки зрения внутренней структуры льдов H₂O и их трансформаций при изменении P - T -условий определенный интерес представляют модели TIP4 P, TIP5 P, TIP4 P/2005 и TIP4 P/Ice с потенциалом межмолекулярного взаимодействия Леннарда—Джонса (см., например, Ayala,

Tchijov, 2003; *Sanz et al.*, 2004; *Abascal, Vega*, 2005; *Abascal et al.*, 2005 и цитированную в этих работах литературу). Модели учитывают атомно-молекулярную структуру воды, особенности перераспределения электрического заряда на связях Н—О—Н, степень упорядоченности и разупорядоченности атомов в структуре льдов, и неплохо воспроизводят термодинамические свойства воды и льдов I_h, II, III, V, VI. Построенные на основе этих моделей фазовые диаграммы однокомпонентной системы Н₂О удовлетворительно воспроизводят общую топологию диаграммы до 10 кбар и 300 К, но моновариантные фазовые равновесия имеют заметные смещения по температуре и давлению от экспериментальных данных.

Термодинамический подход к описанию фазовых переходов и построению фазовой диаграммы воды в широкой области температур и давлений изложен в работах (*Fei et al.*, 1993; *León et al.*, 2002; *Wagner, Pruß*, 2002; *Nagornov, Chizhov*, 1990; *Чижов*, 1993). Используя основные соотношения химической термодинамики и экспериментальные данные, авторы вывели уравнения состояния воды и льдов и показали возможность теоретического построения кривых плавления льдов I_h, II, III, V, VII, а также гранич фазовых реакций лед-I-II, II-III, II-V.

Как видно из фазовой диаграммы (рис. 6.2), температура плавления ($T_{пл}$) гексагонального льда-I понижается с ростом давления. $T_{пл}$ льда-I понижается до 251 К с увеличением давления до 2,1 кбар (вода + лед-I + лед-III — тройная точка). Это точка характеризует минимальную $T_{пл}$ льда-I. Вследствие такой особенности термодинамических свойств воды при определенном распределении температуры по глубине возникает возможность существования жидкой фазы под ледяной корой спутников. Температура плавления плотных модификаций льдов возрастает с увеличением давления и в области льдов-VI и VII, устойчивых в Ганимеди и Каллисто, может приближаться к 80 °С (тройная точка вода + лед-VI + лед-VII составляет 354,8 К и 21,7 кбар (*Datchi et al.*, 2000)).

Фазовая диаграмма воды такова, что профиль температуры в ледяных спутниках может пересечь сначала область льда-I, затем область жидкой воды, после чего вновь войти в область льдов высокого давления. То есть при определенных P – T -условиях возникает возможность существования внутреннего океана в ледяных телах. Поскольку плотность жидкой воды больше плотности льда-I, но меньше плотности высокобарных фаз льда, то океан может находиться либо между твердыми фазами льда, либо между льдом-I и скальной породой.

Все вышеобсуждаемые модели, подходы и компьютерные программы по расчету УРС воды, льдов высокого давления и фазовых равновесий применимы лишь к простой системе Н₂О. Они пока не могут быть использованы для расчетов более сложных (бинарных и тройных) водно-солевых и других систем, представляющих в последнее время большой интерес для изучения низкотемпературных и высокобарных водно-аммиачно-метановых льдов, существующих как в кометном веществе, так и на крупных ледяных телах Солнечной системы.

В земных условиях при взаимодействии вода — порода происходит перенос ряда элементов из твердых фаз в жидкую с образованием морской воды, содержащей растворенные соли; плотность солоноватых и соленых морских вод на Земле составляет $1,0\text{--}1,028 \text{ г/см}^3$ (Войтковский, 1999). Если при дифференциации спутников происходило плавление льда, то процессы взаимодействия типа вода — порода становились неизбежными.

Температура замерзания многокомпонентного водного раствора зависит от его состава. Присутствие в воде растворенных солей и летучих (сульфатов, хлоридов, карбонатов, аммиака) значительно понижает температуры замерзания раствора. При понижении температуры лед кристаллизуется, а остающийся при образовании льда раствор становится более концентрированным. Такие компоненты природных вод, как ионы Na^+ , K^+ , Mg^{2+} , Ca^{2+} , Cl^- , SO_4^{2-} , CO_3^{2-} , в ходе испарительного концентрирования или вымораживания вод образуют твердые соли — минералы-эвапориты. При понижении температуры одним из первых из раствора кристаллизуется $\text{Na}_2\text{SO}_4 \cdot 10\text{H}_2\text{O}$ — мирабилит (глауберова соль), спектрально обнаруженный на поверхности ледяных спутников Юпитера.

Наличие CaCl_2 или H_2SO_4 понижает температуры замерзания раствора до $210\text{--}220 \text{ К}$ (Mironenko et al., 1997). Состав и температура океанов на спутниках нам неизвестны (Zolotov, Shock, 2001; Melosh et al., 2004), а теоретические оценки солености морской воды по данным магнитометра «Галилео» проблематичны. Исследование фазовых диаграмм высокобарных водно-аммиачно-метановых льдов представляет более сложную задачу по сравнению с простой однокомпонентной системой H_2O . Но из-за отсутствия данных по составу и температуре внешней оболочки спутников принято считать, что ее физические свойства и агрегатное состояние определяются однокомпонентной многофазной системой: вода + лед-I–VII.

6.4. Реологические свойства льда

Фазовая диаграмма H_2O и термодинамические свойства льдов определяют внутреннее строение и агрегатное состояние водно-ледяной оболочки, а наклон фазовых границ, реологические свойства и размеры зерен льда контролируют механизм транспорта тепла через внешнюю кору из льда-I и, следовательно, определяют морфологию поверхности, возможность развития и эффективность конвекции. Как отмечалось выше, знак наклона dP/dT фазового превращения, зависящий от объемного и теплового эффекта, может способствовать или препятствовать конвективному движению материала через фазовую границу. Кроме того, реология льда становится важным фактором, контролирующим глубину перехода между хрупким состоянием льда и пластичным, что позволяет понять механизм обваления поверхности спутников.

Лед по сравнению с горными породами имеет большую пластичность. В земных условиях лед отличается от других минералов тем, что он обыч-

но находится в сравнительно высокотемпературном состоянии — гомологическая температура льда (отношение текущей температуры в градусах Кельвина к температуре плавления) больше 0,8. Поэтому процессы деформирования льда часто сопровождаются фазовым переходом. Температура поверхности ледяных спутников, загрязненная присутствием разного рода примесей, составляет 100–130 К. Под действием сжимающих усилий и низких температур во льду возникает сложный комплекс напряжений и соответствующих деформаций, слабо изученный при низких температурах поверхности спутников.

Несмотря на то что обычно рассматривается поликристаллический лед, известно, что даже наиболее чистые формы природного, земного льда содержат примеси (Савельев, 1971; Меллор, 1983; Мазно, 1988), которые могут внедряться в межузловое пространство или заполнять дефекты решетки и влиять на процесс движения дислокаций. Содержащиеся во льду соли влияют на его строение и могут резко изменять механические и физико-химические свойства. Из-за наличия солей во льду может возникать жидкая фаза в виде рассола, что заметно сказывается на реологических свойствах. Кроме того, водяной лед может содержать примеси аммиака, метана, азота, которые образуют клатраты при низких температурах, что особенно важно для реологии ледяных спутников планет-гигантов. Реологические свойства таких загрязненных льдов и влияние примесей на изменение во времени пластической деформации льда при постоянном напряжении (ползучесть) лабораторно не изучены. Пластическая деформация на участке, где деформация развивается с постоянной скоростью, называется установившейся ползучестью.

В зависимости от условий лед ведет себя как упругое, пластичное или хрупкое тело (Мазно, 1988; Войтковский, 1999). В гляциологии рассматривается вязкопластическое течение ледников с учетом нелинейной теории вязкости и реологии льда в отличие от вязкого линейного (ньютоновского) приближения. Под медленно меняющейся нагрузкой поликристаллический лед деформируется как макроскопически изотропная нелинейно-вязкая жидкость. Деформация льда, как и других кристаллических тел, происходит в результате зарождения и движения по кристаллу разнообразных дефектов структуры: вакансий, межузельных атомов, межзеренных границ и, что существеннее всего, дислокаций.

Дислокационный механизм ползучести связан с переползанием дислокаций из одной плоскости скольжения в другую, скольжением по границам зерен и др. Кристаллы льда могут изменять свою форму посредством диффузии под действием приложенного напряжения сдвига. Скорость диффузии, называемой ползучестью Набарро—Херринга, зависит от температуры, поскольку для начала диффузии необходима термическая активация, и от размеров зерен, поскольку последние влияют на время перемещения дефектов решетки между границами зерен. Механические свойства кристаллов и механизмы деформации подробно разбираются в работе Пуарве (1988).

Реология льда зависит от наличия примесей, температуры, напряжения и размеров зерен, которые в лабораторных и природных условиях могут изменяться в очень широких пределах (от нескольких микрон до сантиметровых и, возможно, метровых размеров). В ряде недавних публикаций (*Durham et al.*, 1997, 2001; *Goldsby*, 2007; *Goldsby, Kohlstedt*, 2001; *Durham, Stern*, 2001) подробно описаны условия и результаты экспериментов по реологии льдов I, II, III, V и VI, обсуждены механизмы транспорта тепла через ледяную кору спутников, а также преимущества и недостатки реологических моделей льда, связанных с диффузионным и дислокационным механизмом ползучести. Несмотря на еще неполные знания, мы подчеркиваем важность и принципиальное значение результатов этих экспериментов, поскольку с реологией льда связан выбор механизма транспорта тепла через внешнюю оболочку ледяных спутников, а следовательно, и возможность существования океанов. Эта проблема активно обсуждается в работах (*Ruiz*, 2001; *Ruiz, Fairén*, 2005; *Barr et al.*, 2004; *Barr, Pappalardo*, 2005; *McKinnon*, 2006; *Freeman et al.*, 2006), в которых на основе физического и математического моделирования тепловой конвекции строятся концепция геодинамики ледяных спутников и вытекающие отсюда общие геологические следствия.

Определение вязкости льдов и механизма транспорта тепла оказывается важным и при изучении степени дифференциации ледяных спутников (*Lupo, Lewis*, 1979; *Friedson, Stevenson*, 1983; *Kirk, Stevenson*, 1987; *Жарков*, 2003). Если вязкость льда достаточно велика, то тепло выносится из недр спутника посредством механизма молекулярной теплопроводности. Из-за недостаточной эффективности кондуктивного механизма отвода тепла, недра спутника достигают температур, достаточных для подплавления льда. В результате, происходит дифференциация спутника на скальное вещество, опускающееся к центру и образующее ядро, и внешнюю водно-ледяную оболочку. Напротив, при достаточно малой вязкости льда конвективный теплоперенос становится эффективным механизмом выноса тепла. В этом случае спутник может сохранять свое первоначальное недифференцированное строение.

Конвекция в слое с ньютоновской вязкостью осуществляется, если число Рэлея превышает критическое значение (*Теркомт, Шуберт*, 1985):

$$Ra = \frac{g\alpha\rho D^3 \Delta T}{\eta\kappa}, \quad (6.6)$$

где D — толщина слоя, ΔT — перепад температуры в слое, ρ — плотность флюида, g — ускорение силы тяжести, α , κ , η — коэффициенты термического расширения, температуропроводности, вязкости, соответственно. Если число Рэлея постепенно увеличивается, то наступает момент, когда состояние покоя флюида становится неустойчивым по отношению к сколь угодно малым возмущениям. В результате возникает конвекция, причем переход от режима чистой теплопроводности в неподвижном флюиде к конвективному режиму совершается непрерывным образом (*Ландау*,

Лифшиц, 1986). Важным параметром уравнения (6.6) является величина коэффициента вязкости. Средняя эффективная вязкость поликристаллического льда-I вблизи кривой плавления составляет $\sim 10^{14}$ пуаз.

Коэффициент вязкости служит характеристикой вещества, и для линейно-вязкой жидкости вязкость не зависит от приложенного напряжения — ньютоновская вязкость, под которой понимают вязкую жидкость, подчиняющуюся при своем течении закону вязкого трения Ньютона. Для линейно-вязкой жидкости скорость деформации ($\dot{\epsilon}$) и напряжение (σ) связаны простым соотношением:

$$\sigma = \eta \dot{\epsilon}. \quad (6.7)$$

В общем случае, при пластических деформациях, скорость деформации пропорциональна приложенному напряжению (Линес, 1962; Пуарье, 1988):

$$\dot{\epsilon} \propto \sigma^n. \quad (6.8)$$

Простота уравнения (6.8) делает его удобным в математическом отношении, а его выполнимость подтверждается изучением движения дислокаций (Ассур, 1983). При $n = 1$ (диффузионная ползучесть) деформации пропорциональны напряжениям, т. е. верна модель обычной ньютоновской жидкости. Однако показатель степени n зависит от механизма ползучести и, следовательно, от напряжения, температуры и размера зерен, а при $n \neq 1$ это соотношение становится нелинейным.

Для того чтобы можно было применять приближение закона ньютоновского течения, часто предполагается, что при малых дифференциальных напряжениях внутри спутников диффузионная (ньютоновская) ползучесть является доминирующим механизмом течения для водяного льда (Schubert et al., 1986; McKinnon, 2006). Если конвективная неустойчивость в ледяной оболочке возникает за счет диффузионной ползучести, то перенос вещества может происходить либо путем объемной диффузии (ползучесть Набарро—Херринга) и вязкость изменяется как квадрат размера зерен (Меллор (1983) отмечает, что это наблюдается при размерах зерен больше 1 мм), либо из-за диффузии по границам зерен (ползучесть Кобле) и вязкость изменяется пропорционально кубу размера зерен (Пуарье, 1988).

Механические свойства и определяющие соотношения для описания процесса неупругого деформирования поликристаллического льда приведены в работах (Меллор, 1983; Ле Гак, Дюваль, 1983; Durham, Stern, 2001). Современные лабораторные эксперименты показывают, что лед-I имеет сложную реологию при низких температурах (90–260 К), варьирующих размерах зерен (от 50 микрон до 10 см) и напряжениях (от 10^{-4} до ~ 1 бар), предполагаемых для ледяных спутников. Деформация льда может происходить в результате четырех механизмов ползучести (Goldsby, Kohlstedt, 2001):

$$\dot{\epsilon}_{\text{total}} = \dot{\epsilon}_{\text{diff}} + \dot{\epsilon}_{\text{disl}} + \left(\frac{1}{\dot{\epsilon}_{\text{bs}}} + \frac{1}{\dot{\epsilon}_{\text{GBS}}} \right)^{-1}, \quad (6.9)$$

включающих диффузионную ползучесть (diff), дислокационную ползучесть (disl) и ползучесть, зависящую от размера зерен, когда деформация происходит за счет смещения в базисной плоскости (basal slip, bs), и скольжения по границам зерен (grain boundary sliding, GBS).

Диффузионная ползучесть (не зависящая от напряжения) в ньютоновском приближении, вероятно, описывает деформационные свойства льда при малых размерах зерен ($\sim 0,1$ мм) и/или повышенных температурах (вблизи температуры плавления). При больших размерах зерен и/или при более высоких напряжениях течение льда происходит в режиме дислокационной ползучести, сильно зависящем от напряжения. При промежуточных напряжениях и размерах зерен деформация льда вызывается скольжением по границам зерен со слабой зависимостью от напряжения и скольжением внутри зерен. Согласно Пуарье (1988), границы зерен могут перемещаться в своей плоскости (скольжение) или перпендикулярно ей (миграция). Для описания процесса конвекции в ледяных спутниках часто предполагается, что лед может течь в режиме диффузионной ползучести. Однако механизм диффузионной ползучести может проявиться только при низких сдвиговых напряжениях и тонкозернистом льде с размером зерен менее 1 мм, в то время как при сантиметровых размерах зерен деформация льда происходит по модели дислокационной ползучести (Barr, Pappalardo, 2005). Согласно (Barr et al., 2004), конвекция в ледяной оболочке Европы толщиной 20–25 км может происходить, если размеры зерен льда не превышают 0,2 мм.

МакКиннон (McKinnon, 2006) получил, что при малых напряжениях внутри ледяной оболочки Каллисто (где неньютоновская вязкость льда может произвольно возрастать) конвективная неустойчивость может развиваться в режиме диффузионной ползучести ($n = 1$) при размерах зерен порядка 2–4 мм. Диффузионная ползучесть хорошо изучена как экспериментально, так и теоретически в работах по металловедению для металлов и керамики (Мак Лин, 1965; Пуарье, 1988). Проблема приложения этого механизма к ледяным спутникам заключается в том, что реологические параметры диффузионной ползучести не определены в лабораторных условиях из-за сложности экспериментальных измерений для тонкозернистого льда при малых напряжениях (Durham et al., 1997, 2001; Goldsby, Kohlstedt, 2001). Goldsby (2007) отмечает, что диффузионная ползучесть льда до сих пор не наблюдалась в лабораторных экспериментах.

Другая точка зрения на возможность развития конвекции в ледяных спутниках обосновывается в работах (Ruiz, 2001; Ruiz, Fairén, 2005), согласно которым реология льда становится неньютоновской по мере понижения температуры и роста размеров зерен льда. Это означает, что уравнения, описывающие ползучесть льда, должны быть сильно нелинейными (Меллор, 1983; Solomatov, Barr, 2006). Лабораторные эксперименты показали, что вязкость зависит не только от температуры, но еще и от напряжения (Durham, Stern, 2001; Goldsby, Kohlstedt, 2001) — неньютоновская

вязкость. Такие нелинейные жидкости подчиняются реологическим уравнениям типа (6.8).

В этом случае реология льда описывается дислокационным механизмом ползучести и приближение неньютоновского течения становится более обоснованным. Физический механизм ползучести кристаллов льда может быть обусловлен, например, скольжением молекулярных слоев льда или скольжением по границам зерен. Причем за счет движения и размножения дислокаций (дефектов кристаллической решетки льда) это скольжение осуществляется при напряжениях сдвига значительно меньших ожидаемых (теоретических). Для слоя с неньютоновской вязкостью число Рэлея в уравнении (6.6) включает дополнительные члены (*Solomaton*, 1995; *Solomaton, Barr*, 2006).

По оценкам (*Ruiz*, 2001) в ледяном слое Каллисто с неньютоновской вязкостью конвекция не происходит. Если это справедливо, то отсутствие тектонической активности Каллисто связано с наличием мощной кондуктивной ледяной оболочки. Напротив, МакКиннон (*McKinnon*, 2006) полагает, что если конвекция происходит в субслое, расположенном под внешним застойным слоем льда толщиной порядка 100 км (*stagnant lid convection*), то это также является объяснением геологической пассивности Каллисто (рис. 6.1).

Обычно влияние температуры на ползучесть описывают уравнением Аррениуса в терминах энергии активации (*Меллор*, 1983; *Пуарье*, 1988). В общем случае скорость деформации ($\dot{\epsilon}$) на установившемся участке существенно зависит от температуры (T), действующего напряжения (σ) и размера зерен (*Durham et al.*, 1997):

$$\dot{\epsilon} = Ad^{-p}\sigma^n \exp \left\{ -\frac{(E^* + PV^*)}{RT} \right\}, \quad (6.10)$$

где E^* , V^* — энергия и объем активации ползучести, сильно зависящие от температуры для одной и той же модификации льда, причем значения V^* определены очень ненадежно (*McKinnon*, 2006); P — давление, d — размер зерна, R — газовая постоянная; A , p , n — параметры, зависящие от механизма ползучести, причем показатель степени n изменяется от 2 (лед-I) до 6 (лед-V) (*Durham, Stern*, 2001). По результатам лабораторных экспериментов (*Durham et al.*, 1997, 2001) лед-I с размерами зерна 0,6–1,0 мм ведет себя как неньютоновская жидкость с показателем степени $n = 4$. Для размеров зерна льда 0,003–0,09 мм показатель степени находится в пределах 1,8–2,4 (*Goldsby, Kohlstedt*, 1997).

В большинстве работ, в которых исследовалась проблема транспорта тепла в оболочках ледяных спутников (*Reynolds, Cassen*, 1979; *Friedson, Stevenson*, 1983; *McKinnon*, 1998; *Kirk, Stevenson*, 1987; *Mueller, McKinnon*, 1988; *Deschamps, Sotin*, 2001), предполагалось, что конвективный теплоперенос в слое льда-I (более эффективный по сравнению с кондуктивным) способствует замораживанию всей массы воды в спутнике. Но в этих работах не учитывалась неньютоновская реология льда. Если же деформация

льда контролируется неньютоновским механизмом, связанным с дислокационной ползучестью или скольжением по границам зерен, то, по мнению Руиза, конвекция в ледяной оболочке спутников не развивается (Ruiz, 2001; Ruiz, Fairén, 2005). Эти авторы полагают, что в этом случае возможно существование приповерхностных океанов на Европе, Ганимеди, Каллисто, Титане, Тритоне, Энцеладе и ледяных объектах из пояса Койпера.

Из-за малого эксцентриситета и удаленности от Юпитера в Каллисто отсутствуют приливные напряжения, поэтому модель неньютоновской жидкости более обоснована. В рамках этой модели с учетом выше упомянутых механизмов ползучести оценки числа Рэлея показали, что в толще льда-I они существенно ниже критических (Ruiz, 2001). Это означает, что для модели неньютоновской жидкости весь тепловой поток из недр Каллисто в слое льда-I переносится посредством теплопроводности. Более осторожная позиция высказана в работе (Barr, Pappalardo, 2005). Подчеркивая сложную реологию льда, эти авторы отмечают, что размеры зерен льда контролируют механизм деформации и развитие конвекции в ледяных оболочках спутников. Тонкозернистый лед с размером зерен менее 1 мм способствует развитию конвекции. Напротив, сантиметровые размеры зерен препятствуют развитию конвекции.

Из-за своеобразия реологии и механизмов деформации льда проблема транспорта тепла в ледяных оболочках спутников весьма непростая и требует дальнейших исследований. Следует упомянуть, что близкие вопросы, связанные с эффектами неупругости (реология среды, величина зерна, механизмы деформации), сейчас интенсивно развиваются в применении к проблеме теплового режима и внутреннего строения мантии Земли (Жарков, 2003; Karato, 1993; Jackson et al., 2002; Cammarano et al., 2003). Эксперименты (Faul, Jackson, 2005) показывают, что величина зерна минералов мантии Земли изменяется от миллиметровых до сантиметровых размеров. Анизотропные свойства мантии связывают с дислокационным механизмом ползучести, по-видимому, преобладающим в верхней части верхней мантии. Предполагается, что в мантии переход от дислокационной к диффузионной ползучести, способствующей изотропизации среды, происходит с увеличением глубины (>100–200 км), причем последний механизм доминирует лишь при малых размерах зерен.

Эксперименты по деформации кристаллов льда проведены при P - T -параметрах, отвечающих условиям существования ледяных оболочек спутников Юпитера. Получен целый ряд существенных результатов по реологии льдов, особенно важных для понимания геодинамики ледяных спутников, которые здесь перечислить невозможно. Однако необходимо признать, что остаются невыясненными или дискуссионными такие важные моменты, как влияние примесей, возникновение и размножение дислокаций, чувствительность к размеру зерен, роль того или иного механизма деформации при зарождении и течении диапиров в водно-ледяной оболочке. Пластические свойства поликристаллического льда зависят не толь-

ко от размера зерен, но и от ориентации их осей, т. е. от кристаллической текстуры. Нет достаточных сведений об условиях возникновения тех или иных комплексов различных дислокаций и динамической рекристаллизации. Остается дуализм в представлениях о существовании океанов. Тем не менее трудно переоценить важность проводимых экспериментов по реологии льдов и их плодотворность при интерпретации особенностей механических свойств льда и термохимической эволюции спутников.

6.5. Основные положения моделей внутреннего строения спутников

Общая постановка задачи. Согласно современным представлениям, изложенным в первой части, регулярные спутники Юпитера и Сатурна образовались в процессе эволюции вещества протоспутниковых дисков, которые существовали вокруг планет в период их формирования. В результате различных физико-химических и механических процессов (конденсация, транспорт и аккреция вещества) формируется вещество спутника с некоторым валовым составом, *a priori* неизвестным. Преобразованное под действием высоких температур и давлений и прошедшее через все этапы геологической эволюции, это вещество задает геофизические и геохимические характеристики спутника — химический и фазовый состав оболочек спутника, среднюю плотность, массу, момент инерции, тепловой поток, собственное магнитное поле при наличии проводящего жидкого слоя.

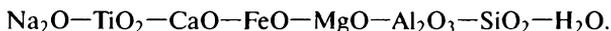
Агрегатное состояние внешних оболочек и внутреннее строение спутников сложным образом зависит от термической истории, источников энергии и механизмов переноса тепла, которые еще недостаточно исследованы. Обилие полученной космическими аппаратами, особенно «Галилео» и «Кассини», информации дает возможность более полно изучить геологическую историю и степень термохимической дифференциации спутников, построив модели химического состава и внутреннего строения, согласованные с современными данными космохимии, геохимии и геофизики. Для решения этой задачи, и предполагая условия термодинамического и гидростатического равновесия, в качестве опорной информации используются геохимические, геофизические и термодинамические данные, которые создают достаточно прочную основу для исследования проблемы внутреннего строения спутников:

- (1) масса, средняя плотность, момент инерции, космические изображения — основные геолого-геофизические ограничения на степень дифференциации спутника, распределение плотности по глубине, массу и размеры Fe—FeS-ядра, мощность коры, астеносферы или водно-ледяной оболочки, тектонические особенности;
- (2) магнитное поле — ограничение на агрегатное состояние внешней водно-ледяной оболочки и на наличие ядра;

- (3) источники энергии и тепловой поток, хондритовые распространённости радиогенных элементов, приливное нагревание, вулканическая активность Ио, морфология поверхности ледяных спутников, состав атмосферы Титана и наличие водяного и аммиачного льдов в его недрах;
- (4) химические, изотопные и спектральные данные пород, скорости распространения сейсмических волн в мантии Луны, лазерная локация Луны;
- (5) химический состав метеоритного вещества — космохимические ограничения на распространённость петрогенных элементов, а также на состав и плотность фазовых ассоциаций обыкновенных (H, L, LL) и углистых (CI, CV, CO, CM) хондритов при P - T -параметрах спутников;
- (6) термодинамические данные и уравнения состояния высокобарных льдов H_2O , пород и метеоритного вещества, фазовые диаграммы минеральных систем, диаграмма состояния H_2O ;
- (7) экспериментальные данные по физико-химическим и петрофизическим характеристикам минералов и минеральным равновесиям, ЭВМ-программы и базы данных.

Модель спутника. Будем считать, что в общем случае спутники состоят из смеси железокремнистого материала, Fe—FeS-сплава и льдов H_2O . Ио и Луна — безводные спутники. Под железокремнистым материалом здесь и в дальнейшем будем подразумевать смесь железокремнистой («Fe—Si») компоненты, состоящей из скальной породы (силикатов/гидросиликатов и материала железо-сульфидного Fe—FeS-ядра). Валовый состав спутника, *a priori* отвечающий любому типу пород или хондритового вещества, определяется из геофизических ограничений.

Железокремнистое ядро может быть дифференцированным на силикатную мантию и центральное металлическое Fe—FeS-ядро или недифференцированным, состоящим из гомогенной смеси силикатов и Fe—FeS-сплава. Мантия спутников состоит из обезвоженных и/или гидратированных силикатов. Моделирование минерального состава внутренних оболочек мантии проводится в рамках системы



При наличии металлического ядра недра спутника должны были бы разогреваться до температуры, превышающей температуру дегидратации гидросиликатов. Такая постановка справедлива в отношении дифференцированных спутников Луны, Ио, Европы и Ганимеда, но является упрощённой в отношении Каллисто и Титана, момент инерции которого пока неизвестен.

Численные модели спутников устроены таким образом, что позволяют через распределение плотности найти геохимические характеристики.

К ним относятся предельные интервалы на концентрации FeO и SiO₂ в мантии, на размеры и массу Fe—FeS-ядра, а также на количество металлического железа (Fe_m) в центральном Fe—FeS-ядре (где $Fe_m = Fe^\circ$ (металл) + Fe из FeS), удовлетворяющие интегральным геофизическим характеристикам. Это, в свою очередь, позволяет вычислить отношение общего содержания железа в ядре и мантии к кремнию (Fe_{tot}/Si), а также Fe_m/Fe_{tot} в железокремнистом ядре спутника. Сопоставлением найденных элементных отношений в железокремнистом ядре с таковыми в хондритах можно выявить сходство или различие между их составами и тем самым найти геохимические ограничения на валовый состав спутника, лишенного водно-ледяной оболочки, и на процессы фракционирования металл/силикат в аккреционных газопылевых дисках.

Для дифференцированных спутников рассматривается модель тела, состоящего из трех оболочек разного химического состава, подразделенных на несколько слоев: внешнюю оболочку, силикатную трехслойную мантию и железо-сульфидное ядро. По данным сейсмического эксперимента «Аполлон» модель внутреннего строения Луны состоит из пяти сферических оболочек: коры, трехслойной мантии и ядра. По аналогии с мантией Луны и для точности расчетов силикатная мантия галилеевых спутников также предполагается состоящей из трех зон с произвольными границами раздела, на которых возможны скачки химического состава и физических свойств.

Для безводных спутников внешняя оболочка — это кора (Луна) или кора и астеносфера (Ио). Для ледяных спутников внешняя оболочка состоит из ледяной коры из льда-I ± подстилающий водный слой (океан) ± льды высокого давления. Мощность водно-ледяной оболочки является свободным параметром. Неизвестные плотность и момент инерции железокремнистого ядра зависят только от одной величины — толщины водно-ледяной оболочки. Если распределение плотности в этой оболочке задано, то обе неизвестные величины могут быть найдены из геофизических ограничений на полные момент инерции и массу спутника. Такие модели позволяют найти вариации плотности в каждом слое трехслойной мантии ($\rho_{min,i}$, $\rho_{max,i}$) и максимальные и минимальные вариации радиуса Fe—FeS-ядра (R_{min} , R_{max}).

Физические свойства недр, распределение плотности и размеры ядра.

Для реконструкции внутреннего строения Земли, планет и спутников обычно прибегают к использованию характеристик различных полей (тепловой поток, гравитационное и магнитное поле, сейсмические данные). В ходе космических экспедиций «Аполлон», «Клементина» и «Лунар Проспектор» получена информация по сейсмическому строению Луны и построены гравиметрические карты для обоих полушарий Луны, отражающие структурные особенности ее поля тяготения. Эти важнейшие геофизические ограничения использованы при построении геохимических моделей состава и внутреннего строения Луны.

Гравитационные поля и фигуры спутников определяются распределением плотности в их недрах и их угловыми скоростями вращения. Аналитический обзор по истории математических теорий притяжения и фигуры Земли от Ньютона до Лапласа содержится в классической работе английского математика И. Тодхантера (*Тодхантер*, 2002), недавно переведенной на русский язык. Подробное описание современных методов физики планетных недр можно найти в литературе (*Каула*, 1971; *Жарков, Трубицын*, 1980).

Следуя этим работам, в приближении сферической симметрии и гидростатического равновесия среднее значение момента инерции (I) можно записать в виде

$$I = \frac{C + 2A}{3}, \quad (6.11)$$

где C — момент инерции относительно полярной оси, A — момент инерции относительно экваториальной оси. Значения коэффициентов в разложении гравитационного поля спутников по сферическим функциям позволяют определить степень дифференциации тел, т. е. позволяют представить их в виде однородной модели или в виде тела, дифференцированного на оболочки. В качестве фундаментальной постоянной поля планеты используют безразмерную величину

$$J_2 = \frac{C - A}{Ma^2}, \quad (6.12)$$

где M — масса и a — радиус тела, а J_2 — фундаментальная астрономическая постоянная.

На основе доплеровских наблюдений «Галилео» коэффициенты гравитационного поля галилеевых спутников определены сотрудниками Лаборатории реактивного движения (США) во главе с Дж. Д. Андерсоном (*Anderson et al.*, 1996, 1998a, 2001a, b, 2002). Для синхронно вращающихся спутников, находящихся в состоянии, близком к гидростатическому равновесию, в первом приближении предполагается, что среди гравитационных коэффициентов второй степени и порядка отличны от нуля только J_2 и C_{22} , которые связаны соотношением:

$$C_{22} = \frac{3}{10} J_2. \quad (6.13)$$

Соотношение (6.13) и постулируемая близость к нулю других гравитационных коэффициентов второй степени предполагает, что только вращательные и приливные деформации вносят основной вклад в гравитационные поля спутников (*Bills, Rubincam*, 1995; *Anderson et al.*, 2001a, b). При этом коэффициентами более высокой степени пренебрегается из-за недостаточной точности имеющихся данных (например, *Anderson et al.*, 2001b). Однако во время последнего пролета космической станции «Галилео» вблизи Ио 17-го января 2002 г. были уточнены гравитационные

коэффициенты J_2 и C_{22} (Anderson et al., 2002). Они соответствуют ранее полученным результатам (Anderson et al., 2001b) и подтверждают ограничение $J_2 = 10/3C_{22}$. Мы здесь ограничиваемся значениями моментов инерции спутников, полученными в первом приближении, и для уточнения теории отсылаем к работам (Каула, 1971; Жарков, 2004; Жарков, Карамурзов, 2006; Жарков, Собисевич, 2005).

Интегральные ограничения на массу, момент инерции и среднюю плотность, дополненные геохимическими ограничениями на химический состав метеоритного вещества, позволяют найти распределение плотности в недрах планетарного тела и сделать оценки его химического состава. Для Луны, помимо этих ограничений, существует информация по скоростям распространения упругих волн. Поэтому оценки химического состава Луны будут более надежны, нежели таковые для любых других небесных тел.

Величина момента инерции позволяет определить интервалы допустимых значений распределений плотности по глубине и судить о степени дифференциации планетарного тела. Момент инерции (I^0), масса (M^0) и распределение плотности в недрах тела связаны соотношениями:

$$M^0 = 4\pi \int_0^R \rho(r)r^2 dr, \quad I^0 = \frac{8}{3}\pi \int_0^R \rho(r)r^4 dr. \quad (6.14)$$

Здесь ρ , R , r — плотность, радиус спутника, текущий радиус. Значения радиуса, плотности, массы и безразмерного момента инерции ($I^* = I^0/(MR^2)$) спутников приведены в табл. 6.1. В рамках простейшей двухслойной модели и при некоторых ограничениях на плотность ядра соотношения (6.9) позволяют оценить размеры ядра космического тела.

Момент инерции — это мера инерциального сопротивления предмета по отношению к вращению. Если шар с точечной массой M , привязанный к шнуру длиной R , совершает круговые колебания, то его момент инерции равен $I = MR^2$. Величина момента инерции отражает распределение плотности в планетарном теле по глубине. Для тел с постоянной плотностью по глубине приведенный момент инерции $I^* = 0,4$. Важно отметить, что два предмета, идентичные по массе и расположению центра тяжести, могут иметь разные значения момента инерции в зависимости от того, как распределена масса по объему предмета. Чем большая масса сконцентрирована в центре шара, тем меньше будет величина I^* . При росте плотности в недрах планетарного тела от периферии к центру значение момента инерции должно быть меньше 0,4; при уменьшении плотности с глубиной (инверсия плотности) момент инерции будет больше 0,4. Принято считать, что планеты и большие спутники находятся в состоянии, близком к гидростатическому равновесию, т. е. отсутствует существенная инверсия плотности, и момент инерции должен быть меньше 0,4. Для Земли $I^* \sim 0,33$, что говорит о концентрации массы в ее центре. С другой стороны, момент

инерции Луны $I^* = 0,3931 \pm 0,0002$ (Konopliv et al., 1998) близок к 0,4, что предполагает высокую однородность ее недр и малые размеры ядра.

Распределение плотности в коре или водно-ледяной оболочке спутника и их мощность существенно влияют на величину момента инерции и поэтому оказываются чрезвычайно важными параметрами при моделировании внутреннего строения спутников. Это связано с тем, что величина момента инерции особенно сильно зависит от распределения плотности во внешней оболочке сферического тела, поскольку в уравнение (6.14) входит произведение плотности на радиус в пятой степени. Поэтому для корректных оценок предельной (максимальной) мощности и фазового состава водно-ледяной оболочки, помимо поправок на плотность Fe—Si-компоненты, необходимо учитывать уравнения состояния воды и высокобарных льдов, так как плотность этих фаз при высоких давлениях в 1,2–1,5 раза превосходит плотность льда-I при нормальном давлении.

Из уравнений (6.14) можно получить геофизически допустимые распределения плотности в планетарном теле и размеры ядра. Для численного решения весь объем спутника разбивается на L сферических оболочек с постоянной плотностью в каждом слое, тогда интегралы в (6.14) могут быть аппроксимированы следующим образом:

$$M^0 = \frac{4}{3}\pi \sum_{i=1}^L \rho_i (R_i^3 - R_{i+1}^3) + \delta M^0, \quad (6.15)$$

$$I^0 = \frac{8}{15}\pi \sum_{i=1}^L \rho_i (R_i^5 - R_{i+1}^5) + \delta I^0, \quad (6.16)$$

$$\rho_{i+1} > \rho_i \quad (i = 1, 2, \dots, L), \quad (6.17)$$

где ρ_i — плотность i -го слоя, R_{i+1} , R_i наименьший и наибольший радиус i -го слоя; δM^0 , δI^0 — погрешности в значениях массы и момента спутника. Будем считать, что выполняется условие отсутствия инверсии плотности по глубине ($d\rho/dH > 0$), что отражено в условии (6.17). Отсюда для трехслойной мантии следует $\rho_3 > \rho_2 > \rho_1$, где ρ_1 , ρ_2 , ρ_3 — плотности верхней, средней и нижней мантии.

При определенных допущениях система уравнений (6.15)–(6.17) может быть решена аналитически для $L = 2$. В этом случае при фиксированной плотности ядра находятся его радиус и плотность мантии. Обычно рассматриваются модели при $L \leq 3$ (Hood, 1986; Anderson et al., 1996). При большем числе слоев решение системы уравнений представляет значительные трудности. Однако двух- и трехслойные модели не позволяют произвести оценки с достаточной точностью, так как многие тонкие эффекты геохимии спутников будут упущены. В последующих главах рассматриваются в 5–7-слойные модели Луны и спутников Юпитера.

Распределение плотности в мантии и размеры ядра находятся в результате решения обратной задачи, основанного на минимизации отклоне-

ний рассчитываемых и наблюдаемых значений момента инерции и массы с учетом их погрешностей. Ищем такие области распределения плотности в оболочках спутника, удовлетворяющие геофизическим ограничениям (6.14), для которых невязка δI между расчетными и экспериментальными значениями момента инерции не превышает заданного значения погрешности δI^0 . Задача решается методом Монте-Карло. В резервуарах мантии с помощью датчика случайных чисел просматривается вся область петрологически допустимых значений плотности в верхней, средней и нижней мантии ($\rho_i, i = 1, 2, 3$) и выбираются те значения ($\rho_{\min,i} < \rho_i < \rho_{\max,i}$), для которых выполняются балансовые соотношения для момента с погрешностью δI^0 . Затем из уравнения сохранения массы (6.15) при выполнении (6.17) вычисляются масса ядра и его радиус.

Погрешностью в массе спутника пренебрегаем, так как эта величина существенно меньше погрешности в определении момента. Замыкая затем все полученные величины на уравнение момента (6.16), проверяем его выполнение с погрешностью δI^0 . Если баланс по моменту инерции не выполняется, текущий вариант распределения плотности отбраковывается. Таким образом, просматривается весь геофизически допустимый диапазон распределения плотности в мантии спутника. Особенностью метода является то, что рассматривается вся область возможных решений и определяется не одна точка, а совокупность возможных решений. Для исследования всей совокупности геофизически и геохимически допустимых моделей спутника требуется несколько миллионов расчетов балансовых уравнений (6.15)–(6.17). Численные эксперименты показали, что 5-слойная модель спутника (внешняя оболочка, трехслойная мантия, ядро) позволяет найти максимальные и минимальные значения радиуса ядра (R_{\min}, R_{\max}) с погрешностью, не превышающей 50–70 км, а вариации плотности в каждом слое мантии ($\rho_{\min,i}, \rho_{\max,i}$) с погрешностью 0,5 %.

Распределение давления в спутнике в приближении гидростатического равновесия находится интегрированием системы уравнений

$$\frac{dP}{dR} = -\frac{Gm(R)\rho(R)}{R^2}, \quad \frac{dm}{dR} = 4\pi R^2 \rho(R), \quad (6.18)$$

где ρ — текущая плотность, R — текущий радиус, $m(R)$ — масса, содержащаяся внутри сферы радиуса R , G — гравитационная постоянная. Уравнения (6.18) позволяют по значениям плотности в коре и каждой зоне мантии в спутнике определить давление $P = P(R)$.

6.6. Геохимические ограничения на состав спутников

Ф. Пресс (Пресс, 1975) применил метод Монте-Карло для поиска сферически-симметричных моделей Земли, согласующихся с данными наблюдений в пределах заданной точности (были включены времена пробега объемных сейсмических волн, данные о дисперсии поверхностных волн,

периоды собственных колебаний, масса и момент инерции и др.). Кроме того, накладывались ограничения на число границ в мантии и скачки упругих свойств на этих границах, а также фиксировались размеры ядра и мощность коры. Несмотря на все эти ограничения, неоднократно отмечалось (Пресс, 1975; Mosegaard, Tarantola, 1995), что конкретные выводы о строении Земли сделать трудно ввиду неоднозначности решения обратных задач геофизики и неясности связи между физическими параметрами, составом и состоянием породообразующих минералов. В то же время геофизические данные, дополненные геохимической и петрологической информацией, позволяют найти более строгие ограничения на модели химического состава и термического состояния Земли.

По составу пород, вынесенных на поверхность в виде ксенолитов, можно, хотя и с оговорками, судить о глубинном веществе мантии Земли. Но для спутника Земли такие данные отсутствуют. Имеющиеся образцы лунного грунта не дают информации о составе Луны в целом. В то же время Луна — единственное космическое тело (кроме Земли), для которого известны скорости распространения сейсмических волн, полученные в ходе выполнения программы «Аполлон» (BVSP, 1981; Nakamura, 1983; Lognonné et al., 2003; Khan, Mosegaard, 2005).

Скоростные профили — дают прямую информацию о внутреннем строении мантии Луны и косвенную о ее химическом и минеральном составе, но не дают прямых доказательств наличия ядра из-за сильного затухания сейсмических волн на глубинах > 1000 км. Поэтому состав, агрегатное состояние и размеры ядра Луны остаются неизвестными. Решение вопроса о размерах ядра принципиально важно для понимания процессов формирования Луны (Галимов, 1995). Для спутников планет-гигантов мы не имеем сейсмологической информации. Поэтому при построении моделей химического состава и внутреннего строения тел Солнечной системы, помимо имеющейся геофизической информации, необходимо использовать дополнительные ограничения, вытекающие из данных метеоритики, геохимии и физико-химической петрологии.

Минеральный состав породы контролируется ее валовым составом. При произвольных P – T -условиях состав фазовой ассоциации, ее плотность и скорости волн характеризуются концентрациями всех тех петрогенных элементов, которые образуют самостоятельные фазы. Силикатные оболочки планет земной группы и спутников с хорошей точностью могут быть описаны семикомпонентной петрологической системой $\text{Na}_2\text{O}—\text{TiO}_2—\text{CaO}—\text{FeO}—\text{MgO}—\text{Al}_2\text{O}_3—\text{SiO}_2$. На физические свойства наибольшее влияние оказывают концентрации (C_i) породообразующих оксидов SiO_2 , MgO , FeO , CaO и Al_2O_3 , причем на больших глубинах Al_2O_3 входит в гранат, что приводит к заметным изменениям скоростных и плотностных свойств. Возрастание $C(\text{FeO})$ в породе ведет к возрастанию ее плотности, но к уменьшению скоростей P -, S -волн.

Полные ограничения на валовый химический состав оболочек планетарных тел не могут быть непосредственно выведены из трех интегральных

геодезических параметров (момент инерции, средняя плотность и масса) и двух скоростей распространения продольных (V_P) и поперечных (V_S) волн из-за отсутствия прямой корреляции между физическими свойствами и химическим (минеральным) составом мантийного вещества. Кроме того, необходимо знать распределение температуры с глубиной. Поэтому требуются дополнительные ограничения на фазовый состав и физические свойства мантийного вещества при высоких температурах и давлении. Они могут быть получены из петролого-геохимических данных по составу земных и лунных пород для Земли и ее спутника или по составу хондритов для других тел Солнечной системы.

В качестве предполагаемого строительного материала спутников Юпитера мы рассмотрим наиболее восстановленное вещество обыкновенных (H, L и LL) и наиболее окисленное вещество углистых хондритов. Эти классы метеоритов близки по содержаниям тугоплавких оксидов (CaO , Al_2O_3), но резко отличаются по количеству металлического железа, сульфида железа и $\text{Fe}_{\text{tot}}/\text{Si}$ -отношения. В метеоритике приняты как атомные, так и массовые отношения (Дьяконова и др., 1979; Jarosewich, 1990). Мы приняли данные по составам метеоритов из сводки (Jarosewich, 1990), в которой все отношения даны как массовые. Состав хондритов в пересчете на систему $\text{Na}_2\text{O}-\text{TiO}_2-\text{CaO}-\text{FeO}-\text{MgO}-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{SiO}_2-\text{Fe}-\text{FeS}$ ($\text{NaTiCFMAS}-\text{Fe}-\text{FeS}$) за вычетом летучих приведен в табл. 6.4. При этом предполагается, что силикатная фракция метеоритного вещества может представлять модель химического состава мантии спутника, а железо-сульфидный сплав ($\text{Fe}(\text{Ni})-\text{FeS}$) — модель ядра. В первой колонке приведен валовый состав хондритов, во второй — состав силикатной фракции в массовых %; $\text{MG\#} = \text{Mg}/(\text{Mg} + \text{Fe})_{\text{mol}}$.

В табл. 6.5 приведен пример расчета минерального состава, плотности (ρ) и скоростей распространения продольных (V_P) и поперечных (V_S) волн фазовых ассоциаций хондритов. Фазовый состав минеральной ассоциации (химический состав сосуществующих фаз и их пропорции) рассчитан по химическому составу силикатных фракций хондритов из табл. 6.4 (Kuskov, Kronrod, 2001). Значения ρ , V_P , V_S для фазовых ассоциаций L/LL хондритов подтверждены независимыми расчетами (Cammarano et al., 2006).

Методы расчета обсуждаются в гл. 5. Состав CM хондритов выбран как промежуточный между составами CI-хондритов (наиболее обогащенных летучими) и CV, CO-хондритов (обедненных летучими). Различия в плотности фазовых ассоциаций CM и CV-хондритового типа при одних и тех же P - T -условиях составляют менее 0,5%. Поэтому и различия в плотности CM- или CV-хондритовой мантии будут того же порядка.

Определив геофизически допустимые пределы на распределение плотности в силикатной мантии спутников по уравнениям (6.15)–(6.17), можно перейти к поиску ограничений на состав мантии. Как отмечалось, сложность состоит в том, что нет прямой корреляции между физическими параметрами, температурой и химическим (минеральным) составом

Таблица 6.4

Химический состав хондритов

Состав	CM2		H		LL		L	
	валовый состав	состав силикатной фракции						
SiO ₂	35,12	38,32	37,95	48,80	41,99	45,90	41,00	47,24
FeO	26,83	29,28	10,70	13,73	17,99	19,66	14,93	17,20
MgO	24,09	26,29	24,12	31,00	26,09	28,52	25,53	29,42
Al ₂ O ₃	2,63	2,87	2,22	2,85	2,32	2,53	2,32	2,67
CaO	2,29	2,50	1,80	2,32	1,98	2,17	1,91	2,20
Na ₂ O	0,52	0,57	0,89	1,15	0,98	1,07	0,98	1,13
TiO ₂	0,16	0,17	0,12	0,15	0,13	0,15	0,12	0,14
MG#		62		80		72		75
Fe _m ⁰	0,17		16,57±1,53		2,52±1,61		7,26±0,95	
FeS	8,19		5,63±0,4		6,00±1,04		5,95±0,8	
Fe _{tot}	26,24		28,53±0,84		20,33±0,68		22,65±0,8	
(Fe _{tot} /Si) _{мас}	1,60		1,60±0,06		1,03±0,04		1,18±0,06	
Fe _m = Fe _m ⁰ + Fe(FeS)	5,38		20,15±1,78		6,33±2,27		11,04±1,46	
(Fe _m /Fe _{tot}) _{мас}	0,205		0,71±0,04		0,31±0,1		0,49±0,05	

Таблица 6.5

Фазовый состав (мол. %) и физические свойства хондритовых фазовых ассоциаций в системе NaTiCFMAS

Состав, свойства	30 кбар/900 °С				40 кбар/1400 °С			
	CM2	L	LL	H	CM2	L	LL	H
Оливин	73,5	37,2	42,4	32,2	73,7	36,7	41,8	31,8
Ортопироксен	0,0	30,9	25,6	35,6	0,0	29,5	24,3	34,0
Клинопироксен	23,6	31,2	31,3	31,6	23,6	33,6	33,7	34,0
Шпинель	2,6	0,0	0,0	0,0	2,4	0,0	0,0	0,0
Гранат	0,0	0,5	0,5	0,4	0,0	0,0	0,0	0,0
Ильменит	0,3	0,2	0,2	0,2	0,3	0,2	0,2	0,2
ρ , г/см ³	3,624	3,443	3,478	3,396	3,586	3,406	3,440	3,359
V_p , км/с	7,66	7,82	7,78	7,89	7,56	7,72	7,67	7,79
V_s , км/с	4,11	4,35	4,30	4,42	3,95	4,21	4,16	4,29

Примечание. Химический состав фаз при 30 кбар и 900 °С:

CM2 — Ol(Fe₆₂) + Crx(CiEn_{10,2}Di₃₆CiFs_{7,3}Hed_{21,4}ClCor_{1,4}Jd_{23,7});

L — Ol(Fe₇₅) + Gar(Py₆₁Alm₃₈Gros₁) + Opx(En_{76,7}ODi₁Fs_{20,6}OHed₁OCor_{0,7}) + Crx(CiEn₂₉Di_{18,8}CiFs_{10,4}Hed_{10,9}ClCor_{1,2}Jd_{29,7});

LL — Ol(Fe₇₂) + Gar(Py₅₈Alm₄₁Gros₁) + Opx(En_{74,2}ODi_{1,2}Fs₂₃OHed₁OCor_{0,6}) + Crx(CiEn_{28,3}Di₁₉CiFs_{11,2}Hed_{11,4}ClCor_{1,2}Jd_{28,9});

H — Ol(Fe₈₁) + Gar(Py₆₇Alm₃₂Gros₁) + Opx(En_{80,6}ODi₁Fs₁₇OHed_{0,7}OCor_{0,7}) + Crx(CiEn_{30,3}Di₂₀CiFs₉Hed_{10,4}ClCor_{1,4}Jd_{28,9}).

Содержание MgAl₂O₄ в твердом растворе шпинели — 41 мол. % для CM2. Содержание MgTiO₃ в твердом растворе ильменита (мол. %): 28 % для L, 25 % для LL, 34 % для H, 19 % для CM2.

мантийного вещества. В настоящей работе зависимости плотности от химического состава (концентраций оксидов в мас. %) получены с помощью программного комплекса THERMOSEISM. Плотность фазовой ассоциации $\rho = \rho(C_i, P, T)$ аппроксимировалась линейной функцией

$$\rho \text{ (г/см}^3\text{)} = A + BC(\text{FeO}) + DP \text{ (кбар)} + ET \text{ (К)} + FC(\text{Al}_2\text{O}_3) \quad (6.19)$$

с учетом ограничений на концентрации (C_i , мас. %), которые варьировались с шагом 1 мас. %:

$$\begin{aligned} 25 \leq C(\text{MgO}) \leq 50, \quad 40 \leq C(\text{SiO}_2) \leq 55, \quad 5 \leq C(\text{FeO}) \leq 30, \\ 2 \leq C(\text{Al}_2\text{O}_3) \leq 7, \quad C(\text{CaO}) = 0,8C(\text{Al}_2\text{O}_3), \end{aligned} \quad (6.20)$$

где A, B, D, E, F — коэффициенты линейной аппроксимации, причем параметр A включает в себя влияние концентраций SiO_2 , MgO на плотность фазовой ассоциации. Концентрации Na_2O и TiO_2 фиксировались в соответствии с рассматриваемым классом метеоритов. Заметим, что система NaTiCFMAS не включает элементы, присутствующие в малых концентрациях и не образующие самостоятельные фазы из-за их малого влияния на физические свойства.

Соотношения типа (6.19) позволяют получить ограничения на химический состав силикатных оболочек спутника. По выведенным ограничениям производится расчет равновесных фазовых ассоциаций и их физических свойств (прямая задача). С учетом мощности и плотности коры Ио и Луны или мощности и плотности водно-ледяных оболочек Европы, Ганимеда и Каллисто рассчитанные значения плотности мантийных фазовых ассоциаций вновь проверяются на соответствие моменту и массе по уравнениям (6.15)–(6.17). В результате окончательного решения получаем спектр геохимико-геофизических моделей внутреннего строения спутника: химический и фазовый состав мантии, а также размеры и массу ядра, соответствующих модели мантии данного химического состава.

6.7. Модели состава ядер планетарных тел

Прямой информации о составе ядер Земли, планет земной группы и спутников нет. Проверка той или иной гипотезы о химическом составе и свойствах ядра осуществляется посредством сопоставления статических и ударно-волновых измерений сжимаемости, скорости звука и вязкости на адиабатах ударного сжатия железа и его сплавов с геофизическими параметрами (*Альтшулер и др.*, 1968; *Hemley, Mao*, 2002; *Alfé, Gillan*, 1998; *Boehler*, 1993; *Saxena et al.*, 1994; *Минеев, Фунтиков*, 2004; *Ударные волны.*, 2000). Фазовая диаграмма железа приведена на рис. 6.3.

Сейсмологические модели Земли, эксперименты и теория показывают, что плотность чистого железа и тем более никелистого железа превышает плотность вещества как внешнего, так и внутреннего ядра Земли. Fe—Ni ядро имеет слишком высокую плотность и слишком низкую скорость звука и поэтому не удовлетворяет геофизическим данным. Отсюда с необходимостью вытекает предположение о вхождении более легких элементов в состав ядра: в количестве до ~ 10 мас. % для внешнего и ~ 2 –5 мас. % для внутреннего ядра. На роль таких легирующих компонентов, имеющих достаточно высокую распространенность в природе, теоретически могут претендовать кислород, водород, углерод, сера и кремний.

При построении моделей состава ядра опираются на фазовые диаграммы бинарных систем Fe—C, Fe—O, Fe—H, Fe—Si, Fe—S при высоких давлениях. Их анализ показывает, что в земном ядре может содержаться незначительное количество углерода в форме Fe_3C (*Wood*, 1993), до нескольких процентов кислорода, серы (*Галимов*, 1998; *Galimov*, 2005;

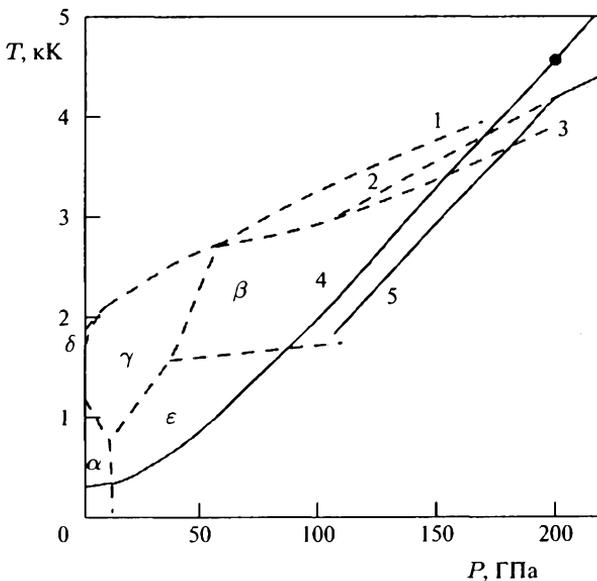


Рис. 6.3. Фазовая диаграмма железа (Минеев, Фунтиков, 2004). Штриховые кривые 1, 2, 3 — фазовые границы и кривые плавления. Сплошные кривые — ударные адиабаты: 4 — без учета плавления, 5 — с учетом плавления. Точка — плавление на ударной адиабате при $P = 200$ ГПа = 2000 кбар

Siebert et al., 2004; *Alfè, Gillan*, 1998; *Sanloup et al.*, 2000) и кремния (*Кусков, Хитаров*, 1982а, б; *Gessamm et al.*, 2001; *Dubrovinsky et al.*, 2004; *Wood et al.*, 2006; *Elliott*, 2007). Подобный релятивизм взглядов на состав ядра связан с трудностью изучения более сложных систем при P – T -параметрах ядра и нижней мантии Земли.

Учитывая химические особенности систем, можно предположить, что одновременно в ядро могли бы войти различные элементы-примеси. Сродство серы к железу возрастает с ростом давления. Вхождение в состав ядра кислорода или кремния требует высоких температур и давлений, а для Si еще и восстановительных условий. Предполагается, что водород также мог войти в состав ядра (*Маракушев*, 1999). Но водород и углерод (летучие элементы) могли быть потеряны в период аккреции. Из-за высокой летучести водород вряд ли может рассматриваться в качестве основной примесной компоненты планетарных ядер. Известно, что интерметаллиды FeH_x стабильны выше 30 кбар, но разлагаются при декомпрессии и поэтому их физические свойства (плотность, упругие свойства) плохо изучены. Однако изучение взаимодействия железа с бруситом в алмазных наковальнях показало устойчивость гидроксида железа при 750 кбар и 2000 К (*Saxena et al.*, 2004).

В космохимическом отношении наиболее предпочтительными легирующими компонентами ядра Земли считаются S, Si, O. Определяющими факторами для вхождения кислорода и кремния в состав ядер планетарных тел являются их размеры и глубина гипотетического магматического океана (*Rubie et al.*, 2003; *Wood et al.*, 2006). Во всех работах отмечается, что повышение температуры способствует растворимости легких элементов. Напротив, оценка влияния давления на этот процесс противоречива. В ранних экспериментах предполагалось, что растворимость кислорода в жидком железе увеличивается с ростом давления. В недавних работах (*Rubie et al.*, 2003) было показано, что растворимость кислорода в жидком железе увеличивается с ростом температуры, в то время как давление приводит к обратному эффекту — сродство кислорода к расплавленному железу уменьшается с ростом давления. Не исключено, что температура и давление могут иметь противоположное влияние на растворимость кислорода в расплаве железа.

Современное состояние проблемы формирования и состава ядра Земли не позволяет отдать предпочтение какому-либо одному из перечисленных элементов-примесей. Содержание порядка 6–10 мас. % серы, кислорода и кремния во внешнем ядре не противоречит геофизическим данным. Не исключено, что все три элемента (S, Si, O) могут входить в состав внешнего и/или внутреннего ядра, но эта проблема еще недостаточно изучена.

Для Земли особый интерес представляют химические реакции в слое D'' мощностью 200–300 км, примыкающем к ядру, и на границе между ядром и мантией (CMB boundary), на которой происходит дифференциация вещества, сопровождающаяся растворением силикатов мантии в жидком железе. По этой причине D'' и CMB области играют определяющую роль в геодинамических процессах на протяжении всей эволюции Земли. В пограничном слое между мантией и ядром обнаружены области сверхнизких сейсмических скоростей (*Garnero et al.*, 1998), в которых происходит непосредственное взаимодействие жидкого ядра с веществом мантии. В этих зонах происходят процессы зарождения плюмов (*Jellinek, Manga*, 2004), несущих информацию о составе пород нижней мантии и показывающих обогащение $^{186}\text{Os}/^{188}\text{Os}$ и $^{187}\text{Os}/^{188}\text{Os}$ по сравнению с веществом верхней мантии (*Brandon, Walker*, 2005). Взаимодействие жидкого ядра с веществом мантии приводит к образованию Fe—Ni расплава, содержащего кислород и кремний (*Кусков, Хуторов*, 1982a; *Dubrovinsky et al.*, 2004; *Mao et al.*, 2006; *Ozawa et al.*, 2008). Э. М. Галимов предложил гипотезу многостадийного процесса образования ядра Земли: рост ядра осуществляется за счет процесса диспропорционирования FeO и вхождения кислорода в состав ядра (*Галимов*, 1998; *Galimov*, 2005). Если наращивание ядра связано с этим процессом, то должно происходить перераспределение закисного железа, содержащегося в силикатах мантии, и его перенос в ядро. В этом случае существенным источником тепла становится процесс гравитационной дифференциации (*Мясников, Фадеев*, 1980).

Механизм перехода жидкой фракции, содержащей железо, из мантии в ядро не ясен. Для перколяции жидкой фазы необходимо, чтобы угол смачивания между жидкой и силикатной матрицей составлял не более 60° (Rushmer et al., 2000). Смачиваемость возрастает с ростом сродства жидкого металла к кислороду и сере (Terasaki et al., 2005). Примеси S, Si, O могут уменьшать поверхностную энергию и увеличивать смачиваемость силиката расплавом. В опытах (Takafuji et al., 2004) показано, что границы зерен перовскита и магнезиовюстита смачиваются жидким металлом, что позволяет железу протекать через нижнюю мантию в ядро.

Для ядер планетарных тел, по размерам меньших Земли, обычно принимается железо-сульфидный состав ядер. Это связано с более низкими давлениями. Например, на границе ядро — мантия в Марсе $P \sim 250$ кбар, что эквивалентно давлению в мантии Земли на глубине около 700 км. На таких глубинах температура не могла быть достаточно высокой для частичного плавления силикатов и их растворения в жидком железе. Напротив, P – T -условия в Марсе и галилеевых спутниках благоприятны для образования железо-сульфидного ядра (Balog et al., 2003; Urakawa et al., 2004), но, вероятно, исключают вхождение кислорода и кремния в состав ядер этих планетарных тел.

Существенным элементом при построении моделей состава Земли и других небесных тел, помимо геофизических и лабораторных экспериментов, являются космохимические сведения и данные о распределении изотопов углерода в эндогенных минералах (Виноградов, 1965; Галимов, 1973; Anders, Grevesse, 1989), используемые как в качестве исходной информации, так и для верификации самих моделей. В литературе существуют два принципиально разных подхода. Первый заключается в том, что среди существующих космических тел, в частности метеоритов, подбираются наиболее подходящие аналоги. При всем различии деталей, в моделях, основанных на этом допущении, предполагается, что исходный состав планетезималей представлял собой некоторую смесь, содержащую в различных пропорциях вещество, аналогичное по составу известным типам недифференцированных хондритов. Это могут быть энстатитовые хондриты, обыкновенные хондриты (с некоторой добавкой углистых CI и энстатитовых хондритов) или различные типы углистых хондритов — CI, CM, CV и CO (Ganapathy, Anders, 1974; McDonough, Sun, 1995; Jones, Palme, 2000; Allegre et al., 2001). Часто под веществом углистых хондритов понимается лишь та их часть, которая включает труднолетучие и умеренно летучие элементы (вплоть до Zn) с температурой конденсации при $P \sim 10^{-4}$ бар не ниже 660 К. Это так называемые хондритовые модели образования Земли.

Согласно другому подходу, аккреция Земли происходила не из широкого набора планетезималей, а скорее из смеси двух последовательно накапливающихся компонентов — в известном смысле вариант гипотезы гетерогенной аккреции. В качестве крайних членов предполагаются сильно

восстановленные (все железо в виде металла формировало ядро) и практически лишенные летучих высокотемпературные конденсаты (85–90 % от массы прото-Земли), не имеющие прямого аналога среди метеоритов, и низкотемпературные, окисленные и обогащенные летучими конденсаты, близкие по распространенностям всех элементов к хондритам CI. Таким образом, второй подход предполагает, что исходное вещество планетезималей не идентифицируется ни с одним из известных типов хондритового вещества. Этот принцип, заложенный в моделях А. Рингвуда и Х. Вэнке, основывается на предположении, что все планеты земного типа образовались путем аккреции вещества, различного по составу, но не имеющего прямых метеоритных аналогов (Рингвуд, 1982; Wänke, 1981). При этом большая часть окисленного компонента должна была быть добавлена после того, как Земля достигла 2/3 ее современной массы.

Здесь возникает проблема с распределением сидерофильных элементов. Известно, что мантия Земли (и Луна) обеднена сидерофильными элементами относительно космической распространенности, вследствие их сродства к металлической фазе (Виноградов, 1975) — сидерофильные элементы экстрагируются из первичного мантийного вещества и растворяются в жидком железе. Однако степень обеднения, например, таких высоко сидерофильных элементов, как платиноиды, Au и Re оказалась гораздо меньше, нежели ожидаемая из коэффициентов распределения между металлом и силикатом (Рингвуд, 1981).

Чтобы избежать этого противоречия и объяснить присутствие сидерофильных элементов в верхней мантии в количествах, превышающих те, которые рассчитываются в равновесных моделях при дифференциации Земли, была предложена гипотеза «late veneer», обеспечивающая привнос в земную мантию требуемого количества платиноидов (Dreibus, Wänke, 1987; O'Neill, Palme, 1998; Holzheid et al., 1999). Предполагается, что на завершающей стадии аккреции Земли произошло добавление последней порции вещества — небольшого количества хондритового материала, составляющего менее 1 % от общей массы (например, Wood et al., 2006). Этот материал имел промежуточный окислительно-восстановительный характер (по данным отношений $^{187}\text{Os}/^{188}\text{Os}$ скорее ближе к обыкновенным, чем к углистым хондритам), был обеднен летучими, но содержал высоко сидерофильные элементы и серу в количестве, удовлетворяющем современным геохимическим данным. Однако и эта трехкомпонентная модель, предложенная *ad hoc* для объяснения распространенности сидерофильных элементов в Земле, также не имеет ясного обоснования из-за гипотетической природы восстановленной компоненты, не имеющей аналога среди метеоритного вещества и потому не наполняющей современные модели Земли химическим содержанием.

Железо и его сплавы с никелем имеют несколько полиморфных превращений и в метеоритах встречаются в двух формах: камасит и тэнит (низко- и высокотемпературная фазы). Устойчивая при низких давлениях

модификация α -Fe—Ni, преобразуется при P — T -условиях в центре Луны в фазу с гранецентрированной кубической решеткой (γ -Fe—Ni), рис. 6.3. Основной формой фиксации серы в веществе, вошедшем в состав металлической фазы хондритов, является FeS-троилит (Lewis, 1997; Lauretta et al., 1996). Присутствие порядка 6% FeS в составе хондритов указывает на железо-сульфидный состав ядер различных планетарных тел.

Температура плавления железа и его сплавов ниже, чем силикатов. Следовательно, при дифференциации планетарного тела под действием гравитационных сил происходит отделение расплавленной железо-сульфидной фазы от силикатной матрицы и ее опускание к центру. В соответствии с экспериментами по плавлению вещества метеорита *Allende* сера становится более сидерофильным элементом с ростом давления и может оказаться основным примесным элементом в ядре (Li, Agee, 1996), что, в частности, объясняет ее дефицит в мантии Земли.

Космохимические и экспериментальные данные свидетельствуют, что сера, конденсирующаяся при 700 К в виде сульфида железа (троилит или пирротин — наиболее распространенные минералы метеоритов), представляет собой один из основных элементов-примесей, входящих в состав металлических Fe—Ni—S ядер родительских тел метеоритов, Марса (Dreibus, Wänke, 1990; Fei et al., 1995; Urakawa et al., 2004), Луны и спутников Юпитера (Balog et al., 2003; Scott et al., 2002; Kuskov, Kronrod, 2000, 2001).

Важно отметить, что при высоких давлениях температура плавления чистого FeS (троилит) ниже $T_{пл}$ чистого железа. Эвтектическая температура в системе Fe—FeS (988 °С при нормальном давлении), увеличивающаяся с ростом давления, остается ниже $T_{пл}$ как железа, так и FeS (рис. 6.4). Опыты по взаимодействию хондритового вещества с водой при повышенных давлениях и контролируемой летучести кислорода показывают, что сера может входить и в состав ядер ледяных спутников в виде Fe—FeS-сплава (Scott et al., 2002). Следует отметить, что растворение серы в Fe—Ni-сплаве изменяет физические свойства и характер межфазного взаимодействия и, таким образом, оказывает влияние на сегрегацию и миграцию самой металлической фазы (Ванюков и др., 1965; Найдич, 1965; Лебедев и др., 1999).

Содержание серы изменяется от ~ 2 мас. % в обыкновенных хондритах и углистых хондритах CO и CV до ~ 6 мас. % в энстатитовых и углистых хондритах CI (Додд, 1986). Отсюда можно оценить максимальное содержание серы в земном ядре, составляющем по массе 1/3 от массы планеты: 6 мас. % по данным H-, L-, CO-, CV-хондритов и 20 мас. % по данным EH-, CI-хондритов. Консервативная оценка приводит к 10 мас. % серы, что соответствует составу Fe_{0,84}S_{0,16} сплава, $T_{пл}$ которого по экспериментальным данным составляет 3300 ± 250 К при 1 Мбар (Williams, Jeanloz, 1990).

Обыкновенные хондриты обогащены металлом и содержат около 6 мас. % FeS. Напротив, углистые хондриты CI, CM, CV почти не имеют металлического железа; они более окислены, нежели обыкновенные хондриты, содержат 4–8 мас. % FeS и лишь незначительное количество Fe_m

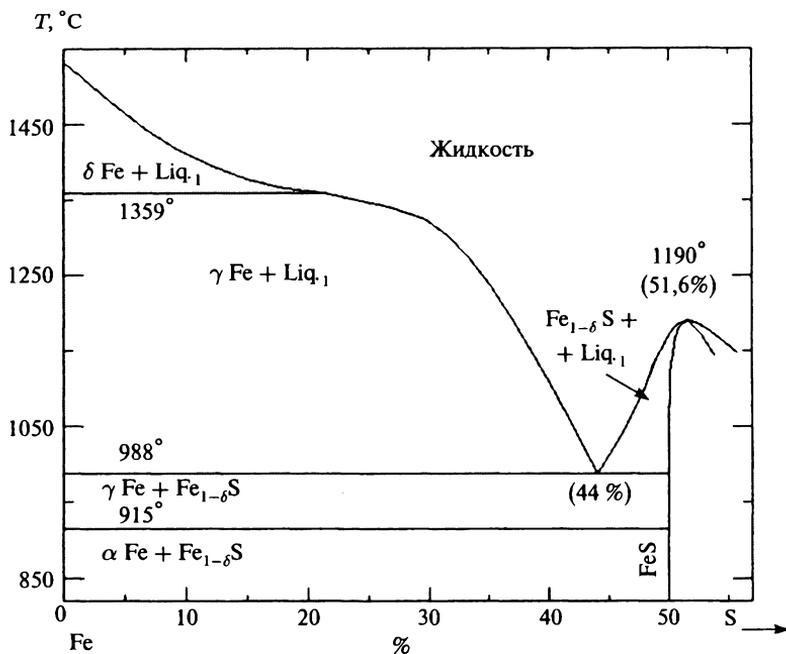


Рис. 6.4. Фрагмент фазовой диаграммы системы Fe—S
(Sharma R. C., Chang Y. A. // Metall. Trans. B. 1979. V. 10B. P. 103–108)

(Jarosewich, 1990). Поскольку в метеоритах железо присутствует как в виде металла, так и в виде FeS, мы при моделировании внутреннего строения спутников будем рассматривать четыре модели ядра разного состава и плотности (Sanloup et al., 2000; Kuskov, Kronrod, 2000, 2001): железо-никелевое ядро с плотностью $\rho(\gamma\text{-Fe-Ni}) = 8,1 \text{ г/см}^3$, железо-сульфидное ядро с 10 мас. % серы (Fe-10 мас. % S-ядро, Fe_{0,84}S_{0,16}) с $\rho = 5,7 \text{ г/см}^3$ при 50 кбар и 1500 °С, железо-сульфидное Fe—FeS-ядро эвтектического состава с плотностью 5,15 г/см³ и троилитовое FeS-ядро с $\rho = 4,7 \text{ г/см}^3$ (рис. 6.4).

Быстрое образование ядер в планетах земной группы, Луне и телах астероидных размеров подтверждается последними данными по хронометрии в системе гафний—вольфрам (¹⁸²Hf—¹⁸²W) с периодом полураспада ¹⁸²Hf 9 млн лет (Yin et al., 2002; Kleine et al., 2005; Halliday, 2006). Оба элемента являются тугоплавкими металлами, но вольфрам имеет сидерофильные свойства и попадает в железные ядра тел, тогда как гафний остается в их силикатных оболочках. Численное моделирование показывает, что за счет выделения энергии при распаде короткоживущего изотопа ²⁶Al температура в телах астероидного размера поднимается выше тем-

пературы плавления сплавов железа, когда родительские тела достигают размеров около сотни километров (Анфилов, Хачай, 2005).

6.8. Заключение

В главе приведены общие геолого-геофизические характеристики спутников, геохимические ограничения на их состав, основные принципы построения моделей внутреннего строения и модели состава ядер, более подробно рассматриваемые в последующих главах. Проанализированы модели внутреннего строения крупных спутников, построенные в докосмическую эпоху, и современные представления о строении и тепловой эволюции водно-ледяных оболочек спутников. Изложенный подход может быть распространен на построение моделей внутреннего строения экзопланет земного типа, обладающих водно-ледяной оболочкой (Sotin et al., 2007). Обсуждаются химический состав хондритов, фазовые соотношения и физические свойства метеоритного вещества, необходимые для реконструкции состава и построения моделей внутреннего строения спутников. Приведены новейшие данные по фазовой диаграмме H_2O и физическим свойствам льдов.

В заключение обратим внимание читателя на то, что для исследования внутреннего строения спутников, изложенного в последующих главах, приходится использовать определенные допущения или, возможно, упрощения реальных моделей. Поэтому, несмотря на то что мы опираемся на экспериментальные измерения физических характеристик и космохимическую аргументацию, к проблеме моделирования агрегатного состояния водно-ледяных оболочек и внутренней структуры рассматриваемых планетарных тел все еще надо относиться как к поисковой. Построение более детальных моделей внутреннего строения спутников, вероятно, является преждевременным из-за существующих неопределенностей в составе и плотности ядер, в уравнениях состояния и реологических свойствах льдов. В то же время надо подчеркнуть, что принципы термодинамического подхода позволяют связать космохимические данные по составу метеоритов с геофизическими и геохимическими характеристиками реальных космических объектов. Мы надеемся, что такой подход создает прочную основу для дальнейшего продвижения в решении этой проблемы.

Внутреннее строение Ио

7.1. Геолого-геофизические ограничения на модели Ио

Ио — спутник Юпитера (с диаметром 3640 км, табл. 6.1), расположенный наиболее близко к центральному телу и, вероятно, один из самых интересных в геологическом отношении, поскольку обладает наиболее интенсивной вулканической активностью среди всех известных тел Солнечной системы. Ио — в древнегреческой мифологии жрица богини Геры, пленившая своей красотой Зевса.

Вулканизм Ио — одно из самых больших открытий космической эпохи — был предсказан на основе анализа взаимных возмущений галилеевых спутников и подтвержден с помощью телекамер КА «Вояджер-1» и «Вояджер-2». Ио имеет значительный приливный выступ (отличие от сферичности) и при движении вдоль орбиты испытывает сильную либрацию (покачивание). Подобно другим галилеевым спутникам Ио находится в синхронном вращении и всегда обращена одной стороной к Юпитеру, т. е. период осевого вращения спутника равен периоду его обращения вокруг планеты. Приливное воздействие Юпитера приводит к разогреву и частичному плавлению вещества в недрах Ио. Расстояние Юпитер — Ио составляет ~ 420 тыс. км ($\sim 6R_{\text{Юп}}$ от Юпитера), что сопоставимо с расстоянием Земля—Луна (~ 380 тыс. км).

Тепловой режим и вулканическая активность. Тепловой режим Ио сложным образом зависит от термической истории, источников энергии и механизмов переноса, которые недостаточно хорошо известны (*Моррисон, Бернс, 1978; Кассен и др., 1985; Моррисон, 1985; Schubert et al., 1981, 1986; Поллак, Фанейл, 1986; Spencer, Schneider, 1996; Peale et al., 1979*). К основным источникам энергии относятся: аккреционная энергия, радиоактивные долгоживущие изотопы предположительно с таким же обилием, как в хондритах, энергия приливного трения. Дополнительные сведения о тепловом режиме получены с помощью инструментов «Галилео» (*McEwen et al., 1998, 2000*). Температуры в недрах Ио должны быть достаточно высокими, чтобы можно было объяснить современную вулканическую активность Ио.

Существование вулканов на спутнике подтвердило гипотезу С. Пила с соавторами (*Peale et al.*, 1979), опубликованную незадолго до обнаружения вулканической активности Ио КА «Вояджер-1». Вулканы были отождествлены как источники аномальной тепловой эмиссии из горячих точек. Сравнительное и оригинальное исследование динамики и термодинамики вулканизма на Земле и Ио содержится в обзоре *Киффер* (1986). Предполагается, что активный вулканизм Ио обусловлен диссипацией приливной энергии (*Peale*, 1999). Среди продуктов извержений доминируют соединения серы. Наблюдение вулканических извержений — султанов или плюмов, поднимающихся до высоты 300 км, и образование в атмосфере и на поверхности Ио аллотропных модификаций серы и ее соединений сделало Ио объектом особого внимания (*Nash et al.*, 1986; *McEwen, et al.*, 1998; *Kargel et al.*, 1999). Атмосфера в миллионы раз более разрежена, нежели земная, однако в плазменном торе Ио обнаружены ионы кислорода и серы и нейтральные молекулы натрия, калия и кислорода. Молодая поверхность Ио обновляется за счет постоянной вулканической активности (*Davies*, 2003a); возраст поверхности, образованной продуктами извержений, оценивается в первые миллионы лет.

Продолжение этих наблюдений с целью выяснения роли серы и силикатного (базальтового) материала при вулканических извержениях считалось одной из основных задач миссии «Галилео». В результате интенсивного вулканизма и взаимодействия с окружающей магнитосферой Юпитера Ио потеряла и продолжает терять летучие соединения в магнитосферу. Оранжевый цвет ее поверхности объясняется отложениями серы и сконденсировавшегося сернистого газа. В зависимости от модификации сера плавится при температурах выше 100 °С, а при 150 °С расплав из желтого становится оранжевым, затем красным (180 °С) и, наконец, черным (250 °С).

Данные «Галилео» и термохимические расчеты показывают, что основным продуктом извержений является диоксид серы; в ИК-спектре Ио не обнаружено признаков полос льда, видимых в спектрах других галилеевых спутников, т. е. высокоэxpлозивный вулканизм на Ио реализуется в отсутствие воды (*Spencer and Schneider*, 1996; *Zolotov, Fegley*, 1999; *Geissler*, 2003). Достаточно высокая температура аккреционного диска Юпитера препятствовала конденсации льда на орбитах внутренних спутников, т. е. там, где обращаются Амальтея и Ио, температуры были более высокими (*Canup, Ward*, 2002; *Дорофеева, Макалкин*, 2004).

Средняя яркостная температура поверхности Ио составляет 130–140 К (*Пирл, Синтон*, 1986). Аппаратура «Галилео» с помощью картирующего спектрографа NIMS (the Galileo Near-Infrared Mapping Spectrometer) в ближнем инфракрасном диапазоне обнаружила многочисленные горячие точки и активные плюмы, сконцентрированные в основном на низких широтах. Эруптивный стиль, вероятно, меняется с широтой. Распределение активных вулканических центров не выявило отчетливую корреляцию ни с широтой, долготой и топографией поверхности, ни с оценками

теплового потока, вытекающими из конкурирующих моделей приливной диссипации (*Lopes-Gautier et al.*, 1999).

Из спектральных наблюдений и термических моделей следует, что температуры изливающихся лав составляют около 1700–1800 К (*McEwen et al.*, 1998; *Keszthelyi et al.*, 2007). Извержение вулкана Пилан (1997 г.) породило горячее пятно с $T \sim 1800$ К, превышающей температуру земных базальтовых извержений (*Davies*, 2003b). Столь высокие температуры ассоциируются с ультраосновными расплавами, обогащенными магнием. Обработка спектральных наблюдений позволяет предположить, что изливающиеся на поверхность Ио лавы содержат высокомагнезиальные пироксены. Температуры излияния древних наиболее горячих земных лав (коматиитов) составляли 1700–1900 К, а соответствующие температуры лунных лав (оранжевых и зеленых стекол) — около 1700 К. Экспериментальные P - T -параметры ликвидусных фаз образца зеленого стекла, доставленного Аполлоном-14, определены при 13–27 кбар и 1650–1840 К (*Elkins et al.*, 2000). Коматиитовые лавы достигали столь высоких температур два и более миллиарда лет назад, что говорит о более разогретой мантии Земли в ранние эпохи и указывает на важность изучения вулканизма Ио (*Williams et al.*, 2000).

Большинство авторов объясняют свойства Ио нагревом вследствие диссипации приливной энергии, что сыграло ведущую роль в тепловой и геохимической эволюции Ио. Диссипация тепла приливного трения считается наиболее энергоемким механизмом. Оценки теплового потока в рамках модели приливного разогрева составляют около $0,5 \text{ Вт/м}^2$, в то время как средней по диску спутника тепловой поток из недр Ио лежит в интервале $1\text{--}2,5 \text{ Вт/м}^2$, что приводит к суммарной мощности излучения порядка $10^{13}\text{--}10^{14}$ Вт или на верхнем пределе даже более высокой (*Mason et al.*, 2001). Эти величины хорошо коррелируют с тепловыделением, необходимым для того, чтобы обеспечить наблюдаемую скорость вулканической переработки поверхности Ио (*Keszthelyi, McEwen*, 1997). Тепловой поток из недр Ио примерно в 20–30 раз превосходит средний тепловой поток Земли. Расчеты тепловой истории (*Фанейл и др.*, 1980) показали, что радиоактивные элементы в типичных обилиях (характерных для Земли, метеоритов и Луны) не в состоянии обеспечить столь активную вулканическую деятельность Ио. Суммарный тепловой поток с поверхности земных континентов оценивается в $\sim 50 \text{ мВт/м}^2$, а оценки мантийной составляющей могут колебаться от 10 до 25 мВт/м^2 (*Rudnick et al.*, 1998; *Кронрод, Кусков*, 2007). Измерения теплового потока на Луне в местах посадок Аполлона-15 и 17 дали значения 21 ± 3 и $16 \pm 2 \text{ мВт/м}^2$ (*Langseth et al.*, 1976). По оценкам (*Peale et al.*, 1979) вклад приливной диссипации в тепловую историю Луны несущественен.

Вклад приливных эффектов в энергетику Ио объясняется особыми условиями. Поскольку Ио находится на орбите, близко расположенной к Юпитеру, то в результате образуется приливной выступ в несколько

километров. Под влиянием Европы и Ганимеда возникают возмущения эксцентриситета орбиты, что вызывает периодические изменения амплитуды приливных деформаций в коре Ио. В обычных условиях приливная диссипация Ио должна была бы привести к тому, что эксцентриситет Ио уменьшился до пренебрежимо малой величины (*Cassen et al.*, 1980). Орбитальные периоды Ио, Европы и Ганимеда близки к отношению 1 : 2 : 4. Результатом резонансного характера движения Ио, Европы и Ганимеда вокруг Юпитера является вынужденный эксцентриситет орбит этих спутников, вследствие которого возникает приливное напряжение, меняющееся во времени и приводящее к внутреннему разогреву тел за счет вязкой диссипации (*Пирл, Синтон*, 1986). Этот источник энергии объясняет дегазацию недр Ио и потерю летучих.

В настоящее время не существует единого мнения о температурном режиме Ио. По интегральным оценкам вклада источников энергии и потерь тепла вследствие излучения следует ожидать, что температуры в мантии Ио могут быть достаточно высокими, но неясно, достигают ли они кривой солидуса. Подкорковая оболочка, в которой происходит выделение приливной энергии, может выполнять роль термостата, предотвращающего охлаждение глубоких недр.

Рассматриваются различные сценарии механизма приливной диссипации (*Peale et al.*, 1979; *Ojakangas, Stevenson*, 1986; *Segatz et al.*, 1988; *Ross et al.*, 1990; *Tackley et al.*, 2001): диссипация во всей мантии или же в сравнительно тонком астеносферном слое пониженной вязкости мощностью около 100 км. Из наблюдений «Галилео» следует, что активные вулканические районы расположены преимущественно на низких широтах (*McEwen et al.*, 1998, 2000). Экваториальное предпочтение плюмов, вероятно, согласуется с выделением приливной энергии в тонком астеносферном слое, а не в мантии (*Lopes-Gautier et al.*, 1999).

Термическая структура мантии и астеносферы зависит не только от модели приливного нагрева, но и от механизма массообмена и теплообмена между этими структурами — проницаемости или непроницаемости границы мантия — астеносфера. Одновременно отмечается, что само существование астеносферы пока остается открытым вопросом. Возможны модели Ио, когда генерируемое тепло будет целиком переноситься твердотельной конвекцией (*Schubert et al.*, 1981). Вследствие этого Ио будет терять тепло так же быстро, как оно вырабатывается за счет приливной диссипации. Однако оценка вклада конвективного теплопереноса остается неопределенной (*Tackley et al.*, 2001).

С. Дж. Пил с соавторами (*Peale et al.*, 1979) полагают, что за счет приливных воздействий на спутнике могла остаться тонкая упругая оболочка, окружающая частично расплавленные недра. В работе (*Monnerneau, Dubuffet*, 2002) рассмотрена численная модель переноса тепла конвекцией из недр к поверхности через проницаемую верхнюю границу. Авторы полагают, что ими предложена более эффективная модель теплопереноса,

которая приводит к твердой мантии Ио с подплавленным слоем мощностью около 100 км между мантией и ядром. *Keszthelyi et al.* (2004) считают, что Ио представляет собой в основном твердое тело с холодной литосферой, хотя и имеет полностью расплавленное ядро и частично расплавленную мантию.

Кора. Схематическая модель внутреннего строения и теплового состояния Ио (*Nash et al.*, 1986; *Spencer, Schneider*, 1996) предполагает существование твердой коры, под которой может находиться частично расплавленная зона (астеносфера), предположительно являющаяся поставщиком соединений серы в виде вулканических извержений. Состав и строение коры представляют собой проблему, решение которой затрудняется из-за отсутствия геохимических, петрологических и динамических данных по составу и соотношению силикатных и сульфидных фаз на поверхности Ио. Данные наблюдений недостаточны для определения состава и мощности коры и состава изливающихся лав. Этому препятствуют соединения, содержащие серу и покрывающие самый верхний слой силикатной коры. Ни на поверхности Ио, ни в вулканических извержениях не обнаружена H_2O в любом агрегатном состоянии. Экспериментальные данные показывают, что мафические силикатные расплавы могут содержать до 1% серы в зависимости от фугитивности серы и кислорода и содержания закисного железа (*Киффер*, 1986; *Kargel et al.*, 1999). Однако механизм отделения несмешивающихся сульфидно-оксидных расплавов от силикатных жидкостей в присутствии щелочных металлов еще сравнительно мало изучен (*Shamazaki, Clark* 1973). Предполагается, что обогащенная кремнеземом кора сложена легкоплавкими минералами типа нефелина и полевых шпатов (*Keszthelyi, McEwen*, 1997), что косвенно согласуется с составом облаков над Ио, в которых обнаружены нейтральные молекулы натрия и калия.

При моделировании строения Ио мощность и плотность силикатной коры и частично расплавленного подкорового слоя Ио (кора + астеносфера) варьировались в пределах 30–90 км и 2,8–3,2 г/см³ (*Кусков, Кронрод*, 2001). Плотность коры принята равной 2,8 г/см³ для легкой и мощной коры (90 км), 3,2 г/см³ для тяжелой и тонкой коры (30 км) и 3,0 г/см³ для промежуточного варианта коры мощностью 60 км. Подобные вариации мощности и плотности коры влияют на распределение плотности в мантии, но мало сказываются на размерах ядра. Предполагается, что под внешней оболочкой («кора + астеносфера») мощностью 30–90 км располагаются твердая мантия и ядро, состав, агрегатное состояние и радиус которого неизвестны.

Мантия. Распределение температуры в недрах Ио неизвестно, но рассмотренные выше теплофизические модели не исключают твердую мантию. Вариации плотности в мантии Ио для различных вариантов мощности и плотности коры изучены в работах (*Кусков, Кронрод*, 2000, 2001; *Кусков, Кронрод*, 2001). На основе совокупности геофизических (масса,

средняя плотность, момент инерции) и геохимических (химический и фазовый состав хондритов) данных получены допустимые области распределения плотности в мантии Ио. Минимальное значение плотности в верхней мантии при температурах 800–1000 °С составляет 3,15–3,2 г/см³ при мощности коры 60 км с $\rho_{cr} = 3,0$ г/см³. Максимальное значение плотности в верхней мантии зависит от мощности коры и изменяется в интервале от 3,38 г/см³ ($H_{cr} = 30$ км) до 3,55 г/см³ ($H_{cr} = 90$ км). Максимальное (или близкое к нему) значение плотности в нижней мантии оценивается равным 3,6 г/см³ при 20–40 кбар (500–1000 км) и 1000–1500 °С.

Ядро. О существовании плотного металлического ядра Ио свидетельствуют результаты определений гравитационных моментов (J_2 и C_{22}) и момента инерции (Anderson et al., 2001b), а также магнитного поля (Kivelson et al., 1996a), хотя количественная оценка затрудняется электромагнитными явлениями в окружающем Ио плотном плазменном торе, которые сильно маскируют ее собственное поле. В соответствии с материалами гл. 6 мы принимаем железо-сульфидный состав ядра. Фазовая диаграмма системы Fe–S при высоких P – T -параметрах изучалась в ряде работ (Fei et al., 1995; Balog et al., 2003; Urakawa et al., 2004).

Мы рассматриваем три композиционных модели ядра, состоящего из металлического железа (γ -Fe \pm Ni), сульфида железа (FeS, троилит) и эвтектики Fe–FeS. При P – T -параметрах в центре Ио плотность материала ядра принята равной $\rho(\gamma\text{-Fe}) = 8,1$ г/см³ для железного ядра (Kuskov, Kronrod, 2000) и $\rho(\text{FeS}) = 4,7$ г/см³ (Ahrens, 1979) для троилитового ядра. Изучение влияния давления на эвтектику в системе Fe–S (Ryzhenko, Kennedy, 1973; Usselman, 1975) показало, что состав эвтектики с ростом давления смещается в сторону обогащения железом, достигая 22,5 мас. % при 60 кбар и 1000 °С. Плотность эвтектического расплава составляет 4,5 г/см³ при 1300 °С и 1 бар и 5,15 г/см³ при P – T -условиях в центре спутника (Kuskov, Kronrod, 2000). Поскольку температура эвтектики существенно ниже температуры плавления силикатов, Fe и FeS (рис. 6.4), то по крайней мере внешняя часть ядра может находиться в жидком или частично расплавленном состоянии.

Модель Ио. Средняя плотность, радиус и величина безразмерного момента инерции Ио, соответственно, равны: $\rho = 3,5278 \pm 0,0029$ г/см³, $R = 1821,6$ км, $I/MR^2 = 0,37685 \pm 0,00035$ (Anderson et al., 2001b). Фигура Ио находится в состоянии гидростатического равновесия (Schubert et al., 2004). Отсутствие водосодержащих фаз, высокая средняя плотность Ио, а также модели формирования внешних планет и спутников (Puckol, 2006; Showman, Malhotra, 1999) указывают на то, что в отличие от других галилеевых спутников Ио сложена в основном безводными силикатами и железом. В работах (Lewis, 1997; Consolmagno, 1981; Keszhelyi, McEwen, 1997) предполагается, что состав Ио может быть близок составу обезвоженных углистых хондритов CM или CV, геохимические характеристики

которых согласуются с серо-содержащими продуктами вулканических извержений и ядром состава Fe—FeS.

Температура мантии (за исключением тонкого приповерхностного слоя — астеносферы) предположительно не достигает температуры солида. Вместе с тем температуры недр были достаточно высокими для процессов дифференциации с образованием коры, мантии и металлического ядра (Schubert et al., 1981; Spencer, Schneider, 1996). Под астеносферой, если она существует, располагаются твердая мантия и ядро, состав, агрегатное состояние и радиус которого неизвестны и подлежат определению. Все силикатные оболочки, вероятно, могут иметь различный химический состав вследствие глобальной дифференциации Ио. Примем, что модель внутреннего строения Ио состоит из пяти сферических оболочек: внешней коровой оболочки, трехслойной мантии (верхней — от подошвы коры до глубины 300 км, средней — 300–600 км и нижней — от 600 км до границы с ядром) и Fe—FeS-ядра (Kuskov, Kronrod, 2000; Кусков, Кронрод, 2001). Границы оболочек являются достаточно произвольными.

7.2. Распределение плотности в мантии и размеры ядра

Плотность мантии. Результаты по распределению плотности в резервуарах мантии Ио, удовлетворяющие петролого-геофизическим ограничениям, при различной мощности (30–90 км) и плотности (2,8–3,2 г/см³) коры приведены на рис. 7.1 и в табл. 7.1. (индексы min, max присваиваются

Таблица 7.1

Геофизически допустимые вариации плотности в мантии и размеров металлических ядер Ио

H_{cr}	ρ_{cr}	$\rho_1 \min$	$\rho_1 \max$	$\rho_2 \min$	$\rho_2 \max$	$\rho_3 \min$	$\rho_3 \max$	R_{\min}	R_{\max}
30	3,2	3,20	3,38	3,20	3,60	3,22	3,60	470	720
								680	1000
								760	1100
60	3,0	3,20	3,43	3,20	3,60	3,22	3,60	460	720
								670	1020
								750	1120
90	2,8	3,20	3,55	3,28	3,60	3,29	3,60	450	680
								670	1000
								750	1140

Примечание. H_{cr} (км) и ρ_{cr} (г/см³) — мощность и плотность коры; ρ_1 , ρ_2 и ρ_3 (г/см³) — вариации плотности в верхней, средней и нижней мантии; R_{\min} , R_{\max} (км) — минимальные и максимальные значения радиуса ядра, где верхние, промежуточные и нижние значения соответствуют радиусам Fe-ядра, эвтектического Fe—FeS-ядра и троилитового FeS-ядра.

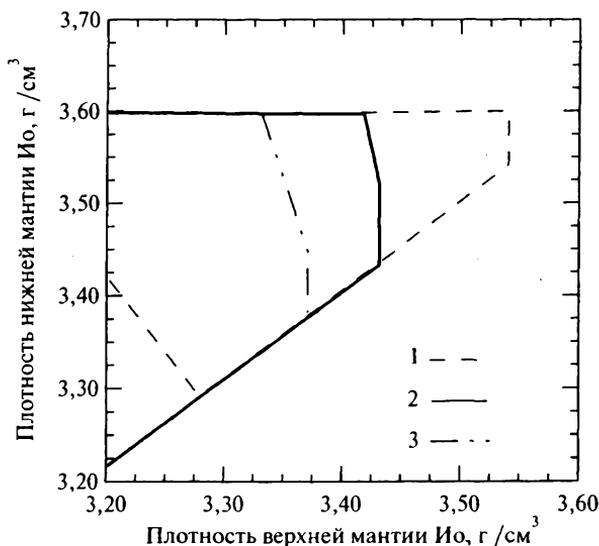


Рис. 7.1. Геофизически допустимые области распределения плотности в мантии Ио. Максимальная плотность нижней мантии: $\rho_3 = 3,6$ г/см³. Мощность и плотность коры: 1 — $\rho_{cr} = 2,8$ г/см³, $H_{cr} = 90$ км; 2 — $\rho_{cr} = 3,0$ г/см³, $H_{cr} = 60$ км; 3 — $\rho_{cr} = 3,2$ г/см³, $H_{cr} = 30$ км

соответственно минимальным и максимальным значениям переменной). При выполнении критериев (6.15)–(6.17) радиус ядра и распределение плотности в зональной мантии должны находиться в указанных в табл. 7.1 интервалах. Подчеркнем три важных обстоятельства. Во-первых, при фиксированных значениях плотности в одной зоне мантии, например в верхней, значения плотности в двух других зонах мантии должны находиться в строго определенных интервалах, которые могут быть значительно меньшими, нежели геофизически допустимые интервалы по изменению плотности, приведенные в табл. 7.1. Так, например, при достижении в верхней мантии максимального значения плотности 3,43 г/см³ (для варианта коры с мощностью 60 км), плотность нижней мантии изменяется в интервале 3,44–3,60 г/см³, а не в интервале 3,22–3,60 г/см³. Во-вторых, распределение плотности в оболочках отражает весь спектр потенциально возможных значений, который может быть сужен при введении дополнительных ограничений на химический и фазовый состав моделей Ио. И, в-третьих, размеры ядра слабо зависят от мощности и плотности коры, но существенно зависят от распределения плотности в мантии.

Рассмотрим более подробно решения при фиксированной мощности (60 км) и плотности ($\rho = 3,0$ г/см³) коры и оценим сначала пределы содержания закисного железа и кремнезема, наиболее сильно влияющие

на распределение плотности в мантии. Нижнее значение $\rho_{1,\min}$ в верхней мантии определяется величиной плотности на границе верхней мантии с корой. Эта величина должна быть больше средней плотности коры. Так как на нижнее значение плотности в верхней мантии со стороны уравнений (6.15)–(6.17) ограничений нет, то $\rho_{1,\min}$ может быть найдено только на основе петрологической информации.

Минимальное (или близкое к минимальному) значение плотности в верхней мантии при температурах 800–1000 °С составляет: $\rho_{1,\min} = 3,15\text{--}3,2 \text{ г/см}^3$. Соответствующие этим значениям плотности концентрации оксидов в верхней мантии оцениваются в пределах (мас. %): $\text{SiO}_2 = 45\text{--}56 \%$, $\text{FeO} = 5\text{--}8 \%$, $\text{MgO} = 31\text{--}44 \%$, CaO и $\text{Al}_2\text{O}_3 = 2\text{--}4 \%$, обуславливая нижний предел на содержание FeO . При $P\text{--}T$ -условиях верхней мантии Ио (~ 5 кбар и 800–1000 °С) этот набор оксидов будет соответствовать спектру ассоциаций (мол. %): Ol (0–60 %) + Orx (28–95 %) + Crx (2–15 %) \pm кремнезем и анортит, минеральный состав которых может быть близок как к пироксенитовому составу верхней мантии Луны (*Kuskov*, 1997), так и к перидотитовым породам верхней мантии Земли. По спектральным данным предполагается, что изливающиеся на поверхность Ио лавы содержат высокомагнезиальные пироксены (*Keszthelyi*, *McEwen*, 1997; *McEwen et al.* 1998). Для верхней мантии, сложенной обогащенным магнием Orx , плотность, рассчитанная при тех же $P\text{--}T$ -условиях, составит 3,08–3,16 г/см³, что сопоставимо с $\rho_{1,\min} = 3,15\text{--}3,20 \text{ г/см}^3$. Отсюда видно, что петрологически обоснованное предположение об ультраосновных породах, слагающих верхнюю мантию Ио, не противоречит геофизическим данным по распределению плотности в этой оболочке. Максимальное значение плотности в верхней мантии зависит от мощности коры и изменяется в интервале от 3,38 г/см³ ($H_{\text{Cr}} = 30$ км) до 3,55 г/см³ ($H_{\text{Cr}} = 90$ км), табл. 7.1.

Максимальное (или близкое к нему) значение плотности в нижней мантии $\rho_{3,\max} = 3,6 \text{ г/см}^3$ получено при 20–40 кбар (500–1000 км) и 1000–1500 °С и выполнении ограничений на концентрации оксидов (мас. %): $\text{SiO}_2 = 37\text{--}42 \%$, MgO и $\text{FeO} = 25\text{--}30 \%$, Al_2O_3 и $\text{CaO} = 3\text{--}4 \%$, которые близки к составу силикатной фракции углистых CM2 и CV3 метеоритов (*Jarosewich*, 1990). Таким составам при 40 кбар и 1400 °С соответствует набор минеральных ассоциаций (мол. %) 74–88 % Ol + 7–24 % $\text{Crx} \pm \text{Sp}$, Ga , Ilm с плотностью в интервале 3,585–3,6 г/см³ (см. табл. 7.3). Для плотной коры малой мощности (30 км) состав силикатной фракции CM2 и CV3 метеоритов приводит к моделям Ио без ядра, которые не отвечают содержанию FeS в этих хондритах и не удовлетворяют моменту инерции. Следовательно, концентрация FeO в мантии Ио должна быть меньше 25–30 %.

Размеры ядра. Размеры ядра зависят от его состава, распределения плотности в различных зонах мантии, а также от мощности коры и ее плотности (рис. 7.2). При выполнении ограничений на плотность в ниж-

ней мантии ($\rho_3 = 3,6 \text{ г/см}^3$) наблюдается отчетливая зависимость между допустимыми размерами ядра и распределением плотности в верхней мантии. Например, при мощности коры 60 км и достижении максимальной плотности в верхней мантии ($\rho_1 = 3,42\text{--}3,44 \text{ г/см}^3$) наблюдается детерминированное распределение плотности в других зонах мантии, а размеры ядра могут быть строго определены: 540 км для Fe-ядра; 750 км для эвтектического Fe—FeS-ядра; 880 км для FeS-ядра (рис. 7.2). К сожалению, отчетливо выраженной корреляции между размерами ядра и допустимыми диапазонами плотности в различных зонах мантии в общем случае не наблюдается. Одни и те же значения радиуса ядра могут иметь место в широком диапазоне изменения плотности в различных зонах мантии (табл. 7.1, рис. 7.2).

Во всем диапазоне распределения плотности в коре и мантии геофизически допустимые размеры ядра находятся в широком интервале значений: 450–720 км для Fe-ядра, 670–1020 км для эвтектического Fe—FeS-ядра и 750–1140 км для FeS-ядра. Модель Ио с радиусами железо-сульфидного ядра, лежащими в этих интервалах, реализуется в широком диапа-

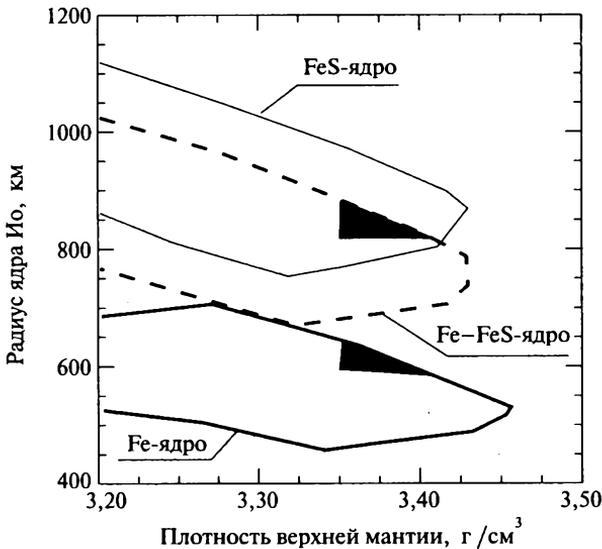


Рис. 7.2. Геофизически допустимые вариации радиуса ядра Ио. Максимальная плотность нижней мантии $\rho_3 = 3,6 \text{ г/см}^3$; $\rho_{cr} = 3,0 \text{ г/см}^3$, $H_{cr} = 60 \text{ км}$. Радиусы ядра изменяются в пределах: 450–720 км для Fe-ядра; 670–1020 км для эвтектического Fe—FeS-ядра; 750–1140 км для FeS-ядра. Модель мантии, отвечающая составу силикатной фракции L-, LL-хондритов, приводит к более узким интервалам значений радиуса ядра: 590–640 км для Fe-ядра; 820–890 км для эвтектического Fe—FeS-ядра (заштрихованные зоны)

зоне плотности пород мантии. Максимальные размеры ядра согласуются с предыдущими оценками (Segatz *et al.*, 1988; Anderson *et al.*, 2001b): 560–720 км для Fe-ядра и 815–1050 км для эвтектического Fe—FeS-ядра. Вариации мощности и плотности коры принципиально не влияют на размеры ядра. Наибольшие значения радиуса ядра соответствуют наименьшим значениям мощности коры (30 км) при максимальной ее плотности ($3,2 \text{ г/см}^3$). Масса ядра составляет 6–10 % от массы Ио для Fe-ядра и 12–22 % для FeS-ядра, что превышает соответствующие оценки для массы ядра Луны в несколько раз. Радиус ядра Ио примерно в 2 раза превосходит радиус ядра Луны. Сравнительные характеристики внутреннего строения Луны и Ио более подробно обсуждаются в гл. 12. Подытоживая этот раздел, подчеркнем, что здесь построена модель Ио, независимая от космохимических данных. Достоинство такой модели заключается в том, что распределение плотности в мантии и размеры ядра удовлетворяют интегральным геофизическим ограничениям, а ее недостаток — отсутствие космохимических ограничений на соотношения плотностей в различных зонах мантии и, как следствие, слишком большие допуски на размеры ядра. Уточнение и проверка модели состава и строения Ио должны включать космохимические (геохимические) параметры, основанные на конкретном метеоритном материале.

7.3. Космохимические ограничения на модели Ио

Существование железа в различных валентных формах является физико-химическим индикатором окислительно-восстановительного состояния планетарного вещества: Fe^0 — в сплавах железа, закисное железо (Fe^{2+}) — в силикатах и сульфидах и Fe^{3+} — в основном в магнетите. По мере возрастания степени окисления количество закисного железа в силикатах увеличивается за счет металлического железа. Хорошо известно, что наиболее окисленными являются углистые хондриты, которые практически не содержат Fe^0 , а наиболее восстановленными — энстатитовые хондриты (Si в металле).

Среди обыкновенных хондритов содержание FeO в оливинах и пироксенах, а также отношения $\text{FeO}/(\text{FeO}+\text{MgO})$ и $\text{FeO}/\text{Fe}_{\text{tot}}$ увеличиваются в ряду H, L, LL (табл. 6.4). По петрологическим данным степень окисления хондритового вещества уменьшается в ряду: CI > CM > CV > CO > LL > L > H > EL > EH (Rubin *et al.*, 1988; Brearly, Jones, 1998). В космохимических моделях Ио (Consolmagno, 1981; Lewis, 1982) предполагается, что аккреция Ио происходила из вещества углистых хондритов типа CM или CV. Очевидно, что валовый состав метеоритного вещества должен контролировать минеральный состав и физические свойства спутников.

Ниже представлены результаты моделирования внутреннего строения Ио с учетом космохимических ограничений. Минеральный состав мантии рассчитан по валовому химическому составу силикатной фракции хон-

Таблица 7.2

Состав силикатной фракции хондритов и хондритовые модели Ио

Состав силикатной фракции хондритов ¹	CM2	CV3	H	LL	L
SiO ₂	38,32	37,00	48,79	45,90	47,25
FeO	29,28	29,20	13,73	19,66	17,20
MgO	26,29	26,75	31,00	28,52	29,41
Al ₂ O ₃	2,87	3,50	2,85	2,53	2,68
CaO	2,50	2,85	2,32	2,17	2,20
Na ₂ O	0,57	0,53	1,15	1,07	1,12
TiO ₂	0,17	0,17	0,16	0,15	0,14
MG#	62	62	80	72	75
(Fe _{tot} /Si) _{мас} в хондритах ²	1,60	1,48	1,60	1,03±0,04	1,18±0,06
(Fe _m + Fe _{m(FeS)S})/Fe _{tot} , в хондритах ² , мас.	0,20	—	0,67–0,75	0,21–0,41	0,44–0,54
Модели Ио³					
R(Fe-ядро), км	313	218	668	590–610	620–640
R(Fe–FeS-ядро), км	446	311	924	825–850	865–890
(Fe _{tot} /Si) _{мас} для модели Ио с Fe-ядром	1,22	1,22	1,00	1,06–1,11	1,02–1,06
(Fe _{tot} /Si) _{мас} для модели Ио с Fe–FeS-ядром	1,24	1,22	1,10	1,14–1,30	1,12–1,28
(Fe _m + Fe _{m(FeS)S})/Fe _{tot} , мас.	—	—	—	0,36–0,48	0,44–0,55
M _{Fe-ядро} /M _{Ио} , %	1,2	0,4	11,3	7,8–8,6	9,1–10
M _{Fe–FeS-ядро} /M _{Ио} , %	2,1	0,7	19,0	13,5–14,9	15,7–17
I/MR ² (расчет)	0,393	0,394	0,373	0,379–0,382	0,376–0,380

^{1,2} Состав силикатной фракции хондритов (мас. %) и отношения (Fe_{tot}/Si) в хондритах по (Jarosewich, 1990); MG# — Mg/(Mg + Fe)_{mol}.

³ Отношения (Fe_{tot}/Si) для моделей Ио с Fe-ядром и эвтектическим Fe–FeS-ядром (22,5 мас. % S) рассчитаны по силикатной фракции хондритов и массам ядер; M_{ядро}/M_{Ио} — отношение массы ядра к массе Ио.

Таблица 7.3

Минеральный состав (мол. %) и физические свойства
силикатной фракции хондритов

	10 кбар/1000 °С					40 кбар/1400 °С				
	СМ2	CV3	Н	LL	L	СМ2	CV3	Н	LL	L
Оливин	73,5	88,4	31,8	41,8	36,7	73,7	88,4	31,8	41,8	36,7
Ортопироксен	0	0	34,1	24,9	29,9	0	0	34,0	24,3	29,5
Клинопироксен	23,6	6,9	33,9	33,1	33,2	23,6	6,9	34,0	33,7	33,6
Шпинель	2,6	1,7	0	0	0	2,4	1,7	0	0	0
Гранат	0	2,6	0	0	0	0	2,6	0	0	0
Ильменит	0,3	0,4	0,2	0,2	0,2	0,3	0,4	0,2	0,2	0,2
ρ , г/см ³	3,551	3,568	3,319	3,40	3,366	3,586	3,601	3,36	3,44	3,406
V_p , км/с	7,46	7,56	7,65	7,54	7,58	7,56	7,66	7,79	7,67	7,72
V_s , км/с	4,00	4,06	4,31	4,19	4,24	3,95	4,01	4,29	4,16	4,21

Примечание. Химический состав фаз приведен в табл. 6.5.

дритов СМ2, CV3, Н, L и LL. При этом делается допущение, что состав недифференцированной мантии Ио до формирования коры мог бы соответствовать какому-то типу хондритового вещества.

Фазовый состав и физические свойства мантии, рассчитанные по композиционным моделям силикатной фракции хондритов, массы и размеры ядра, значения момента инерции, а также элементные отношения (Fe_{tot}/Si) и $Fe_m/Fe_{tot} = (Fe_m + Fe_m(FeS))/Fe_{tot}$ приведены в табл. 7.2 и 7.3; Fe_{tot} — общее содержание железа в металлической и закисной форме в ядре и мантии, Fe_m — общее содержание металлического железа в ядре. Хондритовые модели Ио в табл. 7.2 рассчитаны для коры мощностью 60 км с плотностью $\rho = 3$ г/см³ и коровыми концентрациями $FeO = 9-10$ % и $SiO_2 = 52-55$ %.

Модель углистых хондритов. Равновесный состав мантии Ио, рассчитанный по валовому составу силикатных фракций СМ2 и CV3 метеоритов, содержащих до 30 мас. % FeO (табл. 7.2), определяется в основном соотношением двух фаз: 73–88 мол. % оливина и 7–24 мол. % клинопироксена \pm Орх, Ср, Гаг, Илм. Плотность верхней и нижней мантии равна: $\rho = 3,55-3,57$ г/см³ при 10 кбар и 1000 °С; $\rho = 3,58-3,60$ г/см³ при 40 кбар и 1400 °С (табл. 7.3). Важно отметить, что чем выше содержание FeO в породе, тем ниже ее температура плавления. Как упоминалось выше,

распределение температуры в недрах Ио неизвестно, но твердая мантия не противоречит теплофизическим моделям (*Schubert et al.*, 1986; *Monnereau, Dubuffet*, 2002) и распределению горячих точек и активных плюмов, концентрирующихся в основном на низких широтах (*Lopes-Gautier et al.*, 1999). В известной степени это подтверждается экспериментальными данными по изучению фазовой диаграммы вещества метеорита *Allende*, обогащенного FeO (*Agee et al.*, 1995), которые показывают, что при давлениях 20–40 кбар и 1200–1400 °С температура не достигает кривой солидуса. Таким образом, даже если мантия Ио имеет сравнительно высокое содержание FeO (до 30 мас. %), она может находиться в твердом состоянии.

Однако, если состав силикатной фракции углистых хондритов распространить на валовый состав мантии Ио, то оказывается, что для плотной коры малой мощности (30 км, 3,2 г/см³) полученное распределение плотности приводит к моделям Ио без металлического ядра и, что более существенно, не удовлетворяет величине момента инерции. Для коры мощностью 60 км ($\rho = 3$ г/см³) получены очень небольшие размеры ядра (табл. 7.2): 220–310 км для радиуса Fe-ядра (0,4–1,2 % от массы Ио) и 310–450 км для радиуса эвтектического Fe–FeS-ядра (0,7–2,1 %), которые, с одной стороны, не отвечают содержанию FeS в этих метеоритах, а с другой — не соответствуют измеренному моменту Ио ($I/MR^2 = 0,37685 \pm 0,00035$, табл. 6.1). CM2 и CV3 метеориты более окислены, нежели обыкновенные хондриты, и содержат 4–8 мас. % FeS (табл. 6.4) и лишь незначительное количество металлического железа (*Jarosewich*, 1990). Для варианта легкой и мощной коры (90 км, 2,8 г/см³) получены следующие ограничения на радиус ядра: 430–470 км (3–4 %) для Fe-ядра, 620–660 км (5,8–7 %) для эвтектического Fe–FeS-ядра и 700–750 км (7,5–9,1 % от массы Ио) для FeS-ядра. Для этого варианта строения Ио рассчитанное значение момента $I/MR^2 = 0,385$ также не согласуется с измеренным.

Углистые хондриты были предложены в качестве прототипа вещественного состава Ио (*Consolmagno*, 1981; *Lewis*, 1982; *Keszthelyi, McEwen*, 1997). Однако расчеты показывают (*Kuskov, Kronrod*, 2000, 2001), что все модели Ио, сложенные веществом углистых хондритов, имеют валовые отношения (Fe_{tot}/Si) и (Fe_m/Fe_{tot}), которые не соответствуют элементным геохимическим ограничениям, присущим веществу CM и CV-хондритов, и не удовлетворяют геофизическим ограничениям на момент инерции спутника (табл. 7.2, рис. 7.3). Это объясняется слишком высокой плотностью мантии, обусловленной высокой концентрацией FeO, и малой массой ядра. Отсюда следует, что концентрация FeO в мантии Ио должна быть меньше 30 мас. %.

Модель обыкновенных H-хондритов. Среди обыкновенных хондритов, H-хондриты наиболее обогащены металлическим железом (15–18 мас. % Fe, табл. 6.4) и содержат около 14 мас. % FeO в силикатной фракции. Фазовая ассоциация мантии Ио, рассчитанная по валовому составу силикатной

фракции Н-хондритов, состоит из смеси фаз $OI + Орх + Срх$ с плотностями, приведенными в табл. 7.3. Радиусы ядра оцениваются равными 670 км для Fe-ядра и 920 км для эвтектического Fe—FeS-ядра (11 и 19 % от массы Ио, соответственно); $I/MR^2 = 0,373$, что не соответствует данным измерений. Рассчитанные значения (Fe_{tot}/Si) и (Fe_m/Fe_{tot}) не соответствуют таковым в Н-хондритах (рис. 7.3, табл. 7.2). Следовательно, концентрация FeO в мантии Ио должна быть больше 14 мас. %.

Модель обыкновенных L/LL-хондритов. Расчеты элементных отношений (Fe_{tot}/Si) и (Fe_m/Fe_{tot}) (рис. 7.3) и распределения плотности приводят нас к выводу, что модель Ио, сложенная L/LL-хондритовым веществом, по плотности минеральных ассоциаций в мантии и количеству железа и сульфида железа в ядре удовлетворяет геофизическим ограничениям на массу и момент инерции спутника (табл. 7.2).

Фазовая ассоциация, рассчитанная по валовому составу силикатной фракции L/LL-хондритов, состоит из смеси фаз (мол. %): 36–42 % OI (Fe_{71-75}) + 21–30 % $Орх$ (En_{70-74}) + 33–37 % $Срх$ + 0,2 % $Пп$. Плотности фазовой ассоциации в мантии соответственно равны: $\rho(10 \text{ кбар}/1000 \text{ }^\circ\text{C}) = 3,37\text{--}3,40 \text{ г/см}^3$; $\rho(40 \text{ кбар}/1400 \text{ }^\circ\text{C}) = 3,41\text{--}3,44 \text{ г/см}^3$ (табл. 7.3).

Для сильно дифференцированной верхней мантии Ио, сложенной обогащенным магнием пироксенитом, плотность при 5 кбар и 800–1000 °C составит всего лишь 3,1–3,2 г/см³. Расплавы, поступающие из низкоплотного астеносферного вещества, обогащенного MgO и обедненного FeO (до 95 % $Орх$), должны иметь температуры, на несколько сот градусов превышающие температуры базальтовых жидкостей, что согласуется с яркостными температурами ряда горячих точек, обнаруженных на Ио (*McEwen et al.*, 1998).

При средней мощности и плотности коры (60 км, 3,0 г/см³) радиусы ядра оцениваются равными 590–630 км для Fe-ядра (8–9,4 % от массы Ио) и 830–875 км для эвтектического Fe—FeS-ядра (14–16 %), табл. 7.2. Ядро Ио троилитового (FeS) состава с массой 18–20 % должно быть исключено из рассмотрения, как это следует из составов L/LL-хондритов и любых других метеоритов. Величины массовых отношений $(Fe_{tot}/Si)_{Io} = 1,04\text{--}1,14$ и $(Fe_m/Fe_{tot})_{Io} = 0,37\text{--}0,5$ соответствуют таковым в L/LL-хондритах (*Jarosewich*, 1990, табл. 6.4): $(Fe/Si)_{L/LL} = 1\text{--}1,24$, $(Fe_m/Fe_{tot})_{L/LL} = 0,2\text{--}0,54$ (рис. 7.3). L/LL-хондритовые модели Ио приводят к величинам момента $I/MR^2 = 0,376\text{--}0,380$, которые наилучшим образом соответствуют данным экспериментальных наблюдений $I/MR^2 = 0,37685 \pm 0,00035$ (*Anderson et al.*, 2001b). Приведенные результаты позволяют предположить, что валовый химический состав Ио (кора + мантия + ядро) наиболее близок к составу вещества L/LL-хондритов (табл. 6.4). Модель Ио с железным ядром (8–9 % по массе) со сравнительно небольшой примесью серы лучше согласуется со средним содержанием железо-сульфидных фаз в L-хондритах ($7,03 \pm 0,95 \text{ \% Fe} + 5,76 \pm 0,8 \text{ \% FeS}$ (*Jarosewich*, 1990)).

7.4. Оценка отношений Fe_{tot}/Si , Fe_m/Fe_{tot} и валового состава Ио

Вопрос об отношениях Fe_{tot}/Si (отношение общего содержания железа к кремнию) и Fe_m/Fe_{tot} (железа, содержащегося в металле и сульфиде железа, к общему железу) в галилеевых спутниках чрезвычайно важен для космохимии и сравнительной планетологии. Эти отношения — важнейшие космохимические индикаторы окислительно-восстановительных условий и фракционирования металл/силикат в протопланетной туманности и в аккреционных дисках планет-гигантов.

Геофизически допустимые интервалы отношений оценивались по распределению плотности в мантии спутника. Из ограничений на массу и момент инерции (соотношения (6.15)–(6.17)) и уравнений (6.19)–(6.20) мы нашли, что концентрации FeO и SiO₂ в мантии находятся в пределах (мас. %): 5–20 % FeO и 45–52 % SiO₂, а размеры ядра находятся в преде-

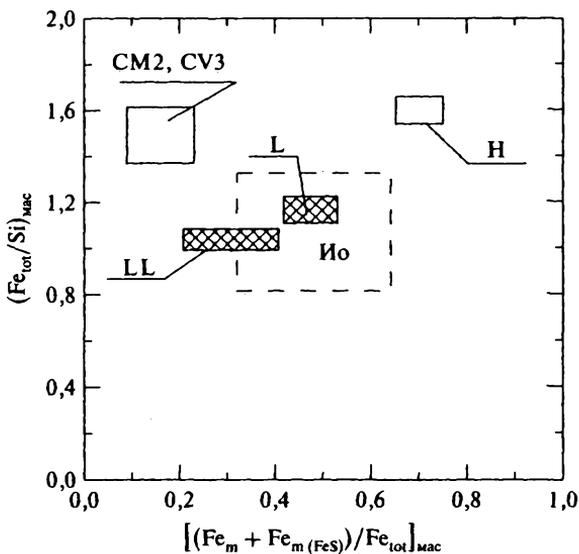


Рис. 7.3. Элементные массовые отношения (Fe_{tot}/Si) и (Fe_m/Fe_{tot}) , выведенные для Ио, в сопоставлении с таковыми для хондритов (Дьяконова и др., 1979; Jarosewich, 1990). Квадрат (штриховая линия) означает геофизически допустимые интервалы (максимальные и минимальные) элементных отношений $(Fe_{tot}/Si)_{Io} = 0,80–1,32$ и $(Fe_m/Fe_{tot})_{Io} = 0,33–0,64$. Значения $(Fe_{tot}/Si) = 1,02–1,30$ и $(Fe_m/Fe_{tot}) = 0,36–0,55$ (табл. 7.2), рассчитанные для валового состава Ио по силикатной фракции L/LL-хондритов и массам Fe- и Fe-FeS-ядер, приводят к более узкому интервалу значений, хорошо соответствующих валовым элементным отношениям в L-хондритах ($Fe_{tot}/Si = 1,18 \pm 0,06$, $Fe_m/Fe_{tot} = 0,49 \pm 0,05$) и LL-хондритах ($Fe_{tot}/Si = 1,03 \pm 0,04$, $Fe_m/Fe_{tot} = 0,31 \pm 0,1$), табл. 6.4

лах, приведенных в табл. 7.1. Полученные в результате решения обратной задачи максимальные ограничения на величины массовых отношений $(\text{Fe}_{\text{tot}}/\text{Si})_{\text{Io}} = 0,80\text{--}1,32$ и $(\text{Fe}_m/\text{Fe}_{\text{tot}})_{\text{Io}} = 0,33\text{--}0,64$ (рис. 7.3) означают, что любое вещество, слагающее Ио, со значениями этих двух параметров, лежащими вне указанных интервалов, не удовлетворяет моменту инерции и массе Ио.

Дополним теперь геофизически допустимые интервалы отношений космохимическими ограничениями. Тогда для валового L/LL-хондритового состава Ио с железным Fe-ядром ($R = 590\text{--}630$ км, 8–9,4 % от массы Ио) или эвтектическим Fe–FeS-ядром ($R = 830\text{--}875$ км, 14–16 % от общей массы спутника) получим существенно более узкие коридоры значений $(\text{Fe}_{\text{tot}}/\text{Si})_{\text{Io}} = 1,02\text{--}1,30$ и $(\text{Fe}_m/\text{Fe}_{\text{tot}})_{\text{Io}} = 0,36\text{--}0,55$ (табл. 7.2). Выведенные для Ио отношения (рис. 7.3) находятся в отличном согласии с валовыми элементными отношениями в L-хондритах ($\text{Fe}_{\text{tot}}/\text{Si} = 1,18 \pm 0,06$, $\text{Fe}_m/\text{Fe}_{\text{tot}} = 0,49 \pm 0,05$) и LL-хондритах ($\text{Fe}_{\text{tot}}/\text{Si} = 1,03 \pm 0,04$, $\text{Fe}_m/\text{Fe}_{\text{tot}} = 0,31 \pm 0,1$), табл. 6.4. L/LL-хондритовые модели Ио приводят к величинам момента $I/MR^2 = 0,376\text{--}0,380$, которые хорошо согласуются с экспериментальным значением $I/MR^2 = 0,37685 \pm 0,00035$ (Anderson et al., 2001b), в то время как другие хондритовые модели приводят к завышенным (углистые хондриты) или заниженным (Н-хондриты) значениям, табл. 7.2.

Литературные данные (Дьяконова и др., 1979; Jarosewich, 1990; McSween et al., 1991) показывают, что выведенные величины отношения $(\text{Fe}_{\text{tot}}/\text{Si})_{\text{Io}}$ соответствуют таковым в L/LL-хондритах (1–1,24), но существенно меньше, чем в обыкновенных Н-хондритах (1,6) и углистых хондритах CI (1,78), CM (1,6) и CV (1,48).

7.5. Заключение и выводы

В главе проведен анализ геолого-геофизических и космохимических ограничений на модели валового состава Ио и построена модель внутреннего строения спутника. Реконструкция химического состава силикатной мантии и размеров и массы металлического ядра проведена на основе решения обратной задачи по геофизическим данным. Проверка модели состава Ио, основанная на метеоритном материале и уточняющая ее конкретные геохимические параметры, позволяет сделать следующие выводы.

1. По совокупности геофизических (масса, средняя плотность, момент инерции) и космохимических (состав метеоритов) данных получены допустимые области распределения плотности в мантии Ио и размеры ядра. Из распределения плотности выведены ограничения на химический состав мантии (мас. %): в верхней мантии — 45–56 % SiO_2 , 5–8 % FeO (нижний предел на содержание FeO); в нижней мантии — $\text{SiO}_2 = 37\text{--}42$ %, MgO и FeO = 25–30 % (верхний предел на содержание FeO). Наиболее вероятным составом верхней мантии могут быть ультрабазиты, обогащенные магнием. Такие составы соответствуют

спектральным наблюдениям «Галилео», согласно которым изливающиеся на поверхность Ио лавы содержат высокомагнезиальные пироксены.

- Интерпретация результатов расчетов, основанных на совместных геохимико-геофизических данных, существенно детализирует состав и строение Ио. Проведенное сопоставление показывает, что количество металлического железа, сульфида железа и Fe_{tot}/Si -отношения в спутнике не согласуются ни с валовым составом наиболее окисленных углистых хондритов, ни с составом наиболее восстановленных H-хондритов. По этим причинам мы полагаем, что вещество этих двух групп хондритов не может рассматриваться в качестве аналога строительного материала Ио.
- Валовый химический состав Ио (кора + мантия + ядро) с элементными отношениями $(Fe_{tot}/Si) = 1,02-1,30$ и $(Fe_m/Fe_{tot}) = 0,36-0,55$ наиболее близок к составу обыкновенных L/LL-хондритов, содержащих около 6 мас. % FeS. L/LL-хондритовые модели Ио приводят к значениям момента $I/MR^2 = 0,376-0,380$, которые наилучшим образом соответствуют данным экспериментальных наблюдений ($0,37685 \pm 0,00035$, *Anderson et al.*, 2001b). Модель Ио с железным ядром (8–9 % по массе, $R \sim 600$ км) со сравнительно небольшой примесью серы хорошо согласуется со средним содержанием железо-сульфидных фаз в L-хондритах ($7,03 \pm 0,95$ % Fe + $5,76 \pm 0,8$ % FeS, *Jarosewich*, 1990). Ядро Ио троилитового FeS-состава с массой 18–20 % должно быть исключено из рассмотрения, как это следует из составов L/LL-хондритов и любых других метеоритов. Особенность L/LL-хондритовых моделей Ио состоит в том, что ее мантия содержит гораздо больше закисного железа (16–20 % FeO, MG# 72–75), чем мантия Земли (7–8 % FeO) и Луны (10–13 % FeO).

Результаты реконструкции химического состава Ио позволяют выдвинуть гипотезу, согласно которой формирование спутника в аккреционном диске Юпитера происходило из вещества обыкновенных хондритов, близкого к L/LL типам, при относительно низких температурах (400–700 K), объясняющих окисленное состояние силикатной мантии. В известной степени эта гипотеза подтверждается спектральными определениями поверхностного слоя S-астероида 433 Эрос с борта KA NEAR (Near Earth Asteroid Rendezvous), которые показали, что отношения Fe, Mg, Ca, Al к кремнию и Cr/Fe, Mn/Fe, Ni/Fe соответствуют обыкновенным L/LL-хондритам (*Trombka et al.*, 2000; *Foley et al.*, 2006).

Образование родительских тел обыкновенных хондритов, в том числе астероида 433 Эрос, могло происходить из газа солнечного состава в том же интервале температур при летучестях кислорода, обсуждаемых в (*Kong, Ebihara*, 1997; *Ebel, Grossman*, 2000; *Schaefer, Fegley*, 2007). В этом случае заметное количество FeO могло входить в состав силикатов, а серы — в состав металла, поскольку в газе солнечного состава сера реагирует

с первоначально сконденсированным железом с образованием троилита при 700 К (*Lauretta et al.*, 1996; *Lewis*, 1997). Модели Ио, предполагающие аккрецию спутника из вещества углистых хондритов (*Consolmagno*, 1981; *Lewis*, 1982; *Keszthelyi, McEwen*, 1997), не соответствуют элементным отношениям в веществе С-хондритов и не удовлетворяют геофизическим ограничениям на массу и момент инерции спутника.

Внутреннее строение Европы

8.1. Геолого-геофизическая информация

Европа — второй из галилеевых спутников с диаметром 3130 км — по размерам несколько меньше Луны (табл. 6.1). Название спутника связано с известным древнегреческим мифом — похищение Европы (дочери финикийского царя) было излюбленным сюжетом художников всех времен. Европа занимает промежуточное положение между безводной Ио и ледяными спутниками Ганимедом и Каллисто и находится на расстоянии 670 тыс. км от Юпитера ($9,4R_{\text{Юп}}$). Средняя плотность Европы $\sim 3 \text{ г/см}^3$, близкая к таковой для Луны ($3,34 \text{ г/см}^3$), указывает на то, что Европа сложена в основном скальным веществом.

Однако уже первые телескопические и спектроскопические наблюдения позволили предположить, что поверхность Европы покрыта водяным льдом (с примесью других компонентов) и имеет самое высокое альbedo ($\sim 0,68$) среди галилеевых спутников (*Луккитта, Содерблом, 1986*). В ранних работах, несмотря на их качественный характер, удалось оценить суммарную мощность водно-ледяной оболочки, окружающей силикатное ядро, и указать на возможность нахождения жидкой зоны (океана) под ледяной корой (*Консолманьо, Льюис, 1978; Кассен и др., 1985; Cassen et al., 1979*). По снимкам поверхности с борта КА «Вояджер» была обнаружена система трещиноватых полос, заполненных более темным материалом, поступающим из нижележащих слоев за счет динамических процессов расширения и сжатия под действием приливных сил Юпитера (*Моррисон, 1985*). Номенклатура деталей рельефа Европы, равно как и других галилеевых спутников, приведена в работе Г. А. Бурбы (*Бурба, 1984*).

В результате пролетов «Галилео» вблизи Европы получена новая информация (более обширная по сравнению с предыдущими пролетами «Вояджеров») по гравитационным и магнитным полям, спектральным данным, космическим снимкам, что позволило существенно дополнить многие ранние представления об этом спутнике. Поверхность Европы обладает сглаженным рельефом, вероятно, является молодой в геологическом отношении (возраст, оцененный по сохранности кратеров, $\sim 10\text{--}100$ млн лет) (*Moore et al., 1998*). В глобальном масштабе ее поверхность чрезвычай-

чайно гладкая с перепадами высот лишь в первые сотни метров и с малым числом кратеров.

Характеристики гравитационного поля Европы получены сотрудниками Лаборатории реактивного движения (Калифорния, США), которые оценили значения массы и момента инерции спутника и получили серию решений по распределению плотности для простейших двух- и трехслойных моделей Европы (*Anderson et al.*, 1998a). Кусков и Кронрод (1997), не располагая какими-либо данными относительно пролета «Галилео» вблизи Европы, получили прогнозные оценки безразмерного момента инерции Европы ($0,345 \pm 0,011$), которые хорошо соответствовали экспериментальным ($I^0/MR^2 = 0,346 \pm 0,005$). Впоследствии комбинация геофизических и геохимических параметров и фазовых диаграмм метеоритных систем позволила построить более надежные модели внутреннего строения Европы (*Кусков, Кронрод*, 2003; *Sohl et al.*, 2002; *Tobie et al.*, 2003, 2005; *Kuskov, Kronrod*, 2001, 2005; *Schubert et al.*, 2004; *Cammarano et al.*, 2006).

Дискутируемый более трех десятилетий вопрос о существовании океана на Европе получил дополнительный импульс в связи с новыми геолого-геофизическими наблюдениями. На вероятное присутствие H_2O в жидком состоянии (морской воды или океана) под твердой ледяной оболочкой (корой) более твердо указывают данные «Галилео» по магнитным полям и морфологии ледяной поверхности спутников (*Kivelson et al.*, 2000; *Pappalardo et al.*, 1999; *Zimmer et al.*, 2000).

На поверхности Европы обнаружена глобальная сеть светлых и темных узких полос большой протяженности, которые указывают на разрыв поверхности крупномасштабными тектоническими силами (*Morpuson*, 1985; *Луккитта, Содерблом*, 1986; *Phillips et al.*, 2000). Новые снимки Европы с высоким разрешением показали разно-ориентированную систему субпараллельных гряд и разделяющих их борозд длиной в десятки километров. В некоторых районах видны следы более поздних геологических процессов, перерабатывающих эту грядово-бороздчатую поверхность и интерпретируемых как извержение маловязкого материала (водно-ледяной диапиризм или водный вулканизм). Присутствие следов таких извержений дополняет аргументы магнитных наблюдений и косвенно свидетельствует о тектонической и криовулканической активности Европы (*Greeley et al.*, 2000; *Greenberg et al.*, 1999; *Phillips et al.*, 2000). Правда, остается неизвестным, происходят ли такого рода тектонические процессы сейчас или же они имели место в сравнительно недалеком (по геологическим масштабам времени) прошлом. Поэтому присутствие океана на Европе является довольно сильным предположением, но не твердо доказанным фактом.

Изображения поверхности Европы, полученные с высоким разрешением, выявляют не гладкую поверхность, а хаотические области (*chaos regions*) разно-ориентированных систем гряд и борозд (*Greenberg et al.*, 1999; *Nimmo, Giese*, 2005). На Европе обнаружены так называемые местности

«типа плотов» (*rafted terrain*). Грядово-бороздчатая местность здесь разбита на отдельные блоки, которые напоминают плоты на воде. А. Т. Базилевский (1997) отмечает, что в отношении времени ломки ледяного покрова существуют противоречия. По оценкам, основанным на плотности потока кратерообразующих комет в системе Юпитера, считается, что возраст местности типа плотов порядка первых миллионов лет. Если же исходить из того, что малые кратеры (поперечником в несколько сотен метров) образованы не кометами, а астероидным потоком тел, бомбардировавших поверхность Европы, то возраст поверхности Европы в районе местности типа плотов оценивается в первые миллиарды лет. В этом случае существование жидкого океана под ледяной корой становится весьма проблематичным. Эта проблема еще более осложняется из-за возможности так называемого вторичного кратерообразования (*Bierhaus et al.*, 2005).

Таким образом, возникает альтернатива — в настоящее время океан может находиться как в замороженном состоянии, так и оставаться жидким. Интерпретация магнитных данных заставляет склоняться в пользу второго сценария. Тогда под слоем льда, толщина которого точно не определена и колеблется в широких пределах (*Turtle, Pierazzo*, 2001; *Hussmann et al.*, 2002; *Hussmann, Spohn*, 2004; *Billings, Kattenhorn*, 2005), может находиться жидкая вода, что приводит к заманчивой астробиологической гипотезе о существовании вземных форм примитивной жизни (*Greenberg*, 2002).

Оценки мощности ледяной коры Европы, представляющие особый интерес, в том числе для астробиологии, варьируют от нескольких сотен метров до 30 и более километров (*Billings, Kattenhorn*, 2005). Минимальные оценки основаны на анализе упругого состояния ледяной оболочки, а максимальные оценки охватывают полную толщину ледяной оболочки, которая подразделяется на два субслоя. Как уже отмечалось в гл. 6 (см. также рис. 6.1), в ледяной оболочке Европы выделяют кондуктивный субслой застойного льда (*stagnant lid*) и конвектирующий субслой пластичного льда. Тепловой поток с поверхности Европы оценен в очень широких пределах 20–200 мВт/м², большая часть которого связана с приливным нагревом в конвектирующем субслое (*Hussmann et al.*, 2002; *Ruiz et al.*, 2007). Основная трудность в моделировании термического состояния водно-ледяной оболочки Европы связана с реологией льда (*Durham et al.*, 1997, 2001; *Goldsby*, 2007; *Goldsby, Kohlstedt*, 2001; *Durham, Stern*, 2001), которая контролирует процессы диссипативного нагрева и конвективного охлаждения и зависит от наличия примесей, температуры, напряжения и размеров зерен.

Существование океана может быть обусловлено приливным нагревом, наличием солей и летучих и устойчивостью кондуктивной ледяной оболочки к развитию конвекции (*Ruiz*, 2001; *Spohn, Schubert*, 2003; *Nagel et al.*, 2004; *Tobie et al.*, 2005; *McKinnon*, 2006). С этим согласуется и строение молодой поверхности спутника — отсутствие метеоритных кратеров, сеть разломов и трещин, что свидетельствует в пользу тектонической

активности Европы. Возмущения магнитного поля, зарегистрированные во время пролетов «Галилео» вблизи Европы (*Kivelson et al.*, 2000; *Zimmer et al.*, 2000), могут быть связаны с конвективными движениями в океане. Однако очевидно, что до запуска космического аппарата на Европу, оснащенного длинноволновым радаром, наличие подледного океана останется заманчивой гипотезой, а потенциальное существование внеземных очагов примитивной жизни — и вовсе астробиологической фантазией.

8.2. Геофизические и космохимические ограничения на модели Европы

Модель. О. Л. Кусков и В. А. Кронрод (*Кусков, Кронрод*, 2003; *Kuskov, Kronrod*, 2005) построили шестислойную модель Европы, включающую водно-ледяную оболочку, силикатную кору, трехслойную мантию хондритового состава и железо-сульфидное Fe—FeS-ядро. Эта модель излагается в настоящей работе. Мощность H₂O-оболочки является свободным параметром. Неизвестные плотность и момент инерции железокоричного ядра зависят только от одной величины — толщины H₂O-оболочки. Под железокоричным ядром Европы (Fe—Si-ядром) здесь будем понимать безводную внутреннюю оболочку, дифференцированную на силикатную мантию (\pm кора) и металлическое Fe—FeS-ядро.

Если распределение плотности в H₂O-оболочке задано, то обе неизвестные величины могут быть найдены из геофизических ограничений на полные момент инерции и массу спутника. Для повышения точности расчетов по распределению плотности произвольно примем, что мантия состоит из трех оболочек: верхняя мантия простирается от подошвы силикатной коры до 350 км, средняя мантия находится на глубинах 350–750 км и нижняя мантия простирается от 750 км до границы с ядром. Такие модели позволяют найти максимальные и минимальные вариации радиуса Fe—FeS-ядра и вариации плотности в каждом слое мантии.

Как показано в гл. 6, вычислительная процедура устроена таким образом, что позволяет через распределение плотности найти интервалы концентраций главных элементов в мантии, размеры и массу Fe—FeS-ядра, удовлетворяющие интегральным геофизическим характеристикам. Это, в свою очередь, позволяет вычислить отношение общего содержания железа в ядре и мантии к кремнию (Fe_{tot}/Si), а также Fe_m/Fe_{tot} в железокоричном ядре Европы, где $Fe_m = Fe^{\circ}$ (металл) + Fe из FeS.

Сопоставлением найденных элементных отношений в железокоричном ядре Европы с таковыми в хондритах можно выявить сходство или различие между их составами и тем самым найти геохимические ограничения на валовый состав спутника, лишённого водно-ледяной оболочки, и на процессы фракционирования металл/силикат в аккреционном диске Юпитера.

Если при дифференциации планетарного тела формируются ядро и мантия, то по аналогии с другими телами можно ожидать появления легкой коры (мощность и плотность которой неизвестны), что приведет к изменениям момента инерции и повлияет на размеры Fe—FeS-ядра и мощность водно-ледяной оболочки. Для выяснения этих обстоятельств рассмотрены модели дифференцированной (с корой) и недифференцированной (без коры) мантии. Для первой модели по аналогии с телами лунного размера примем, что мощность коры и ее плотность соответственно равны $H_{cr} = 60$ км, $\rho_{cr} = 2,7$ г/см³. Введение легкой коры в общем случае должно приводить к уменьшению мощности водно-ледяной оболочки и небольшому увеличению размеров центрального ядра и, следовательно, к повышению отношения (Fe_{tot}/Si) из-за возрастания количества железа в ядре. Но, в дальнейшем, чтобы избежать второстепенной детализации, все оценки количества железа в ядре и отношения (Fe_{tot}/Si) будут относиться к модели недифференцированной мантии.

Геофизические ограничения. Масса и момент инерции спутника в предположении гидростатического равновесия и сферической симметрии определяются из уравнений (6.15)–(6.17). Средние значения радиуса $R = 1565$ км, плотности $\rho_{cp} = 2,989 \pm 0,046$ г/см³, массы $M^0 = 47,991 \times 10^{24}$ г и безразмерного момента инерции $I^* = I^0/MR^2 = 0,346 \pm 0,005$ приняты по (Anderson et al., 1998a). Распределение плотности в мантии и размеры ядра находятся в результате решения обратной задачи, основанного на минимизации отклонений рассчитываемых и наблюдаемых значений момента инерции и массы с учетом их погрешностей. Величина момента инерции контролирует распределение плотности по глубине планетарного тела. Задача решается методом Монте-Карло (гл. 6). Средняя плотность, масса и момент инерции служат основными входными данными при решении обратной задачи — определении структурных параметров внутреннего строения Европы:

- (1) мощности водно-ледяной H₂O-оболочки;
- (2) плотности и состава силикатной мантии;
- (3) размеров и массы железо-сульфидного Fe—FeS-ядра.

Космохимические (геохимические) ограничения. Дополнительные ограничения на фазовый состав и физические свойства мантии Европы получены из данных по составу силикатных фракций обыкновенных и углистых хондритов. Химический состав хондритов в пересчете на систему



(NaTiCFMAS—Fe—FeS) за вычетом летучих приведен в табл. 6.4, а фазовый состав и физические свойства минеральных ассоциаций — в табл. 6.5. Расчеты равновесного состава фазовых ассоциаций проведены методом минимизации свободной энергии Гиббса с помощью программного комплекса и базы данных THERMOSEISM (см. раздел 5.5).

Водно-ледяная оболочка. Плотность «земного» морского льда в зависимости от солености и температуры (до -20°C) $\sim 0,92\text{--}0,95 \text{ г/см}^3$; плотность солоноватых и соленых морских вод на Земле $\sim 1,0\text{--}1,028 \text{ г/см}^3$ (Войтковский, 1999). Состав и температуры океана на Европе неизвестны. Предполагаемая вулканическая активность на дне океана и довольно высокие значения теплового потока из недр Европы (Hussmann et al., 2002; Ruiz, Tejero, 2000; Ruiz, 2005; Ruiz et al., 2007; O'Brien et al., 2002; Melosh et al., 2004) могут приводить к повышенным температурам океана. Из-за отсутствия данных будем считать, что физические свойства и агрегатное состояние внешней оболочки Европы определяются однокомпонентной двухфазной системой: вода + лед-I. Плотности фаз задавались: $\rho(\text{лед-I}) = 0,94 \text{ г/см}^3$ на глубинах 0–10 км, а на больших глубинах $\rho(\text{лед-I, вода}) = 1,0 \text{ г/см}^3$ из-за близости плотности воды и льда при давлениях до 2 кбар. Модификации льдов высокого давления во внешней оболочке Европы не образуются.

Ядро. Модели состава ядра галилеевых спутников рассмотрены в гл. 6. Поскольку в метеоритах железо присутствует как в виде металла, так и в виде FeS, рассмотрены две модели состава ядра Европы: Fe-10 мас. % S-ядро с $\rho = 5,7 \text{ г/см}^3$ при 50 кбар и 1500°C и троилитовое FeS-ядро с $\rho = 4,7 \text{ г/см}^3$. В процессе дифференциации Fe—FeS-фазы должны быть сосредоточены в ядре, которое считается однородным по составу и плотности. Давление в центре и на границе ядро — мантия Европы составляют 56 кбар и 40 кбар для Fe-10 % S-ядра; 48 кбар и 35 кбар для FeS-ядра.

8.3. Модели строения Европы по геофизическим данным

Мощность H_2O -оболочки зависит от плотности подстилающего железокаменного Fe—Si-ядра, т. е. от химического и фазового состава мантии и плотности центрального Fe—FeS-ядра. Состав и плотность мантии зависят от присутствия в мантии безводных минералов или гидросиликатов — степени гидратации/дегидратации мантии. Спектр геофизически допустимых ограничений на мощность H_2O -оболочки в зависимости от плотности мантии приведен на рис. 8.1. Мощность H_2O -оболочки может изменяться от 80 до 160 км, что более чем на порядок превосходит глубину земного океана. Толщина водно-ледяного покрова, находящаяся за пределами полученных значений, не удовлетворяет ограничениям на момент инерции и массу Европы. Минимальные значения $\sim 80\text{--}100$ км соответствуют минимальной плотности мантии ($3\text{--}3,2 \text{ г/см}^3$), состав которой может отражать смесь безводных минералов и гидросиликатов.

В ранних работах обсуждалось образование водосодержащих фаз посредством прямой конденсации из охлаждающегося небулярного газа (Grossman, Larimer, 1974). Позднее выяснилось, что реакции безводных

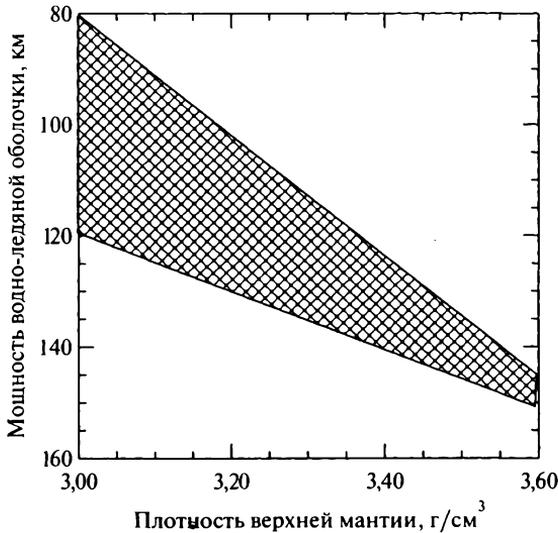


Рис. 8.1. Геофизически допустимая мощность водно-ледяной оболочки Европы в зависимости от плотности верхней мантии

конденсатов с газом не соответствуют физико-химическим условиям солнечной небулы. Образование водосодержащих фаз начинается тогда, когда температура газа опускается до значения, при котором равновесное давление водяного пара станет равным парциальному давлению H_2O в солнечном газе. Поскольку общее давление в солнечной туманности $\sim 10^{-4}$ – 10^{-5} , ясно, что парциальное давление H_2O будет крайне низким. Кроме того, скорости реакций образования серпентина, талька и брусита при температурах ниже 400 К кинетически ингибированы (Prinn, Fegley, 1987; Fegley, 1993): время гидратации силикатных частиц даже миллиметрового размера превышает время существования небулы и диссипации газа.

В работах (Lunine, Stevenson, 1982; Fegley, 1993) предполагалось, что в субнебуле планет-гигантов общее давление на порядки превышает давление в солнечном газе. Тогда процессы формирования водосодержащих фаз, протекающие при более высоких парциальных давлениях водяного пара, становятся возможными. Если этот сценарий справедлив, то в той части аккреционного диска Юпитера, в которой формировались галилеевы спутники, нельзя исключать образование тел, содержащих гидросиликаты. Однако в последующих работах эти модели были пересмотрены.

Как показано в первой части, в настоящее время наиболее разработанным типом моделей образования регулярных спутников Юпитера и Сатурна является их образование в аккреционных протоспутниковых дисках, аналогичных протопланетному аккреционному диску вокруг молодого Солнца (Макалкин и др., 1999; Макалкин, Дорофеева, 2006; Canup, Ward, 2002).

Принципиальное различие заключается в том, что условия гравитационной неустойчивости пылевого слоя, необходимой для образования планетезималей, не достигаются в протоспутниковых дисках. Поэтому предполагается, что зародыши регулярных спутников должны были быть захвачены в протоспутниковый диск в результате взаимных столкновений планетезималей, движущихся в гравитационном поле центральной планеты.

Это означает, что железокаменный материал галилеевых спутников формировался из туманности солнечного состава при сравнительно низких давлениях. Однако определяющее влияние на их химический состав оказали $P-T$ -условия в протоспутниковом диске планеты-гиганта. Схематически это означает, что безводный материал аккреционного диска Юпитера мог аккумулироваться вместе со льдом и привести к образованию гидросиликатов. Однако последующий разогрев спутника за счет внутренних источников тепла и достаточно большое приливное тепловыделение в Европе (хотя существенно меньшее, чем в Ио) должно было привести к дегидратации водосодержащих минералов, поскольку при давлениях 10–30 кбар дегидратация водосодержащих минералов (серпентин, тальк) происходит уже при температурах 500–800 °С (Кусков, Хитаров, 1982). Наличие металлического Fe—FeS-ядра указывает на то, что в процессе тепловой эволюции спутника произошла дифференциация вещества и разделение водно-ледяной, силикатной и железо-сульфидной компонент.

Следовательно, дифференцированный характер Европы исключает присутствие льда или гидратированных минералов в мантии. Поэтому плотность верхней мантии менее $\sim 3 \text{ г/см}^3$ может быть отвергнута. Отсюда следует, что минимальная мощность оболочки $H \sim 100 \text{ км}$ (рис. 8.1). Максимальные значения $H \sim 150 \text{ км}$ соответствуют максимальной плотности мантии ($3,5\text{--}3,6 \text{ г/см}^3$), сложенной безводным материалом типа вещества углистых хондритов (табл. 6.5). Допустимые радиусы центрального Fe—FeS-ядра в зависимости от его состава (плотности) и распределения плотности в мантии могут изменяться в широких пределах: от $\sim 300 \text{ км}$ для чисто железного ядра ($\rho = 8 \text{ г/см}^3$) до $\sim 880 \text{ км}$ для FeS-ядра троилитового состава ($\rho = 4,7 \text{ г/см}^3$).

Приведенные результаты и их комментарий показывают, что условия (6.15)–(6.17) на сохранение момента инерции и массы вводят заметные ограничения на геофизические модели внутреннего строения Европы, но не наполняют их химическим содержанием. Это связано с тем, что они получены без привязки к конкретному петролого-геохимическому материалу вещества спутника.

8.4. Модели строения Европы по геохимическим данным

Из геофизических моделей следует, что Европа дифференцированный спутник, обладающий центральным железо-сульфидным ядром и довольно мощной водно-ледяной оболочкой. Так как вся металлическая

Таблица 8.1

Хондритовые модели внутреннего строения Европы

$H(H_2O)$, км	$H_{сг}$, км	плотность мантии, г/см ³			радиус ядра, км	$M_{ядро}/M^*$, %	$(Fe_{tot}/Si)_{мас}$	$Fe_m = M(Fe_m)/M^*$, %
		ρ_1	ρ_2	ρ_3				
СМ-хондриты								
145	0	3,60–3,63	3,61–3,63	3,61–3,63	455–532	4,2–6,8	1,43–1,53	2,7–4,3
150	0	3,64–3,65	3,65–3,66	3,65–3,66	455–498	4,2–5,5	1,43–1,48	2,7–3,5
160	0	3,62–3,65	3,63–3,65	3,64–3,65	645–670	12,1–13,6	1,77–1,83	7,7–8,6
125	60	3,60–3,63	3,61–3,63	3,61–3,63	469–536	4,6–6,8	1,33–1,42	2,9–4,3
135	60	3,60–3,66	3,61–3,66	3,61–3,66	569–667	8,2–13,2	1,47–1,69	5,2–8,4
140	60	3,64–3,66	3,65–3,66	3,65–3,66	639–658	11,6–12,7	1,62–1,66	7,4–8,1
Н-хондриты								
115	0	3,33–3,35	3,35–3,40	3,37–3,40	560–589	9,4–10,9	0,88–0,95	8,4–9,8
130	0	3,33–3,40	3,35–3,40	3,37–3,40	616–666	12,6–15,9	1,04–1,22	11,3–14,3
100	60	3,33–3,36	3,35–3,40	3,37–3,40	563–594	9,4–11,1	0,86–0,95	8,5–10,0
115	60	3,33–3,40	3,35–3,40	3,37–3,40	629–669	13,3–16,0	1,06–1,21	11,9–14,4

$H(H_2O)$, км	H_{cr} , км	плотность мантии, г/см ³			радиус ядра, км	$M_{ядро}/M^*$, %	$(Fe_{tot}/Si)_{мас}$	$Fe_m = M(Fe_m)/M^*$, %
		ρ_1	ρ_2	ρ_3				
L-хондриты								
125	0	3,40–3,45	3,42–3,48	3,44–3,48	506–568	7,0–9,8	0,91–1,05	6,3–8,8
130	0	3,40–3,48	3,42–3,48	3,44–3,48	515–600	7,3–11,6	0,93–1,15	6,6–10,5
140	0	3,41–3,48	3,44–3,48	3,44–3,48	590–631	11,1–13,6	1,12–1,25	10,0–12,2
105	60	3,40–3,41	3,42–3,44	3,44–3,48	531–547	7,9–8,7	0,93–0,96	7,1–7,8
125	60	3,45–3,48	3,46–3,48	3,47–3,48	611–622	12,3–12,9	1,15–1,18	11,0–11,6
LL-хондриты								
130	0	3,45–3,49	3,46–3,52	3,47–3,52	473–546	5,7–8,8	0,97–1,12	5,1–7,9
140	0	3,45–3,52	3,46–3,52	3,47–3,52	538–613	8,4–12,5	1,10–1,32	7,6–11,2
110	60	3,45–3,47	3,46–3,50	3,47–3,52	493–529	6,4–7,9	0,96–1,03	5,7–7,1
125	60	3,45–3,52	3,46–3,52	3,47–3,52	568–623	9,9–13,0	1,13–1,30	8,9–11,7

Примечание. $H(H_2O)$ — мощность водно-ледяной оболочки; H_{cr} — мощность коры; ρ_1, ρ_2, ρ_3 — плотность верхней, средней и нижней мантии; радиус ядра — Fe-10 % S-ядро для H-, L-, LL-хондритов, FeS-ядро для CM-хондритов; $M_{ядро}/M^*$ — отношение массы центрального Fe-10 % S-ядра или FeS-ядра к массе железокремнистого ядра (M^*); $Fe_m = M(Fe_m)/M^*$ — отношение массы железа в центральном ядре к массе железокремнистого ядра.

Fe—FeS-фаза сосредоточена в ядре, то геохимические ограничения на фазовый состав и плотность мантии можно получить из данных по валовому составу силикатных фракций обыкновенных (H, L и LL) и углистых CM хондритов (табл. 6.4). Фазовый состав и физические свойства фазовых ассоциаций хондритов приведены в табл. 6.5.

Ниже приведены результаты расчетов для двух моделей хондритовой мантии в системе NaTiCFMAS: дифференцированной мантии (мантия + кора) и недифференцированной мантии (без коры). Рассмотрены также два варианта ядра: Fe-10 мас. % S-ядро — модель обыкновенных хондритов; троилитовое FeS-ядро — модель углистых хондритов.

Из расчетов следует (табл. 8.1), что минимальная плотность мантии соответствует силикатному веществу H-хондритов (малая концентрация FeO), а максимальная — веществу CM-хондритов (высокое содержание FeO). Плотность фазовых ассоциаций для хондритовых моделей мантии Европы при $P = 2\text{--}40$ кбар и $T = 300\text{--}1400$ °C лежит в интервале $3,32\text{--}3,67$ г/см³.

Основные характеристики внутреннего строения Европы (фазовый состав мантии, мощность водно-ледяной оболочки для моделей дифференцированной мантии (с корой) и недифференцированной мантии (без коры), размеры и масса центрального Fe-10 % S-ядра или FeS ядра) приведены в табл. 8.1 и 8.2.

Таблица 8.2

Основные характеристики внутреннего строения Европы

Структурные параметры	H	L	LL	CM
Плотность хондритовой мантии*, г/см ³	3,32–3,40	3,40–3,48	3,45–3,52	3,60–3,67
Фазовый состав**, мол. %				
OI	31,9	37,0	42,1	73,5
Orx	35,6	30,7	25,5	0,0
Srx	32,1	31,9	31,9	23,6
Gar + Ilm	0,4	0,4	0,5	0
Sp + Ilm	0	0	0	2,9
ρ , г/см ³	3,381	3,428	3,463	3,611
Мощность H ₂ O-оболочки				
Модели мантии без коры, км	115–130	125–140	130–140	145–160
$M(\text{H}_2\text{O})/M_E$, %	6,8–7,6	7,4–8,2	7,6–8,4	8,4–9,2

Окончание таблицы 8.2

Структурные параметры	H	L	LL	CM
Мощность H ₂ O-оболочки				
Модели мантии с корой, км	100–115	105–125	110–125	125–140
$M(\text{H}_2\text{O})/M_E$, %	6,0–6,8	6,2–7,4	6,5–7,4	7,4–8,2
Радиус ядра***				
$R_{\text{ядро}}$ (мантия без коры), км	555–660	505–630	470–610	455–670
$R_{\text{ядро}}$ (мантия с корой), км	560–670	510–640	490–620	470–670
$M_{\text{ядро}}/M^*$, %****	9,1–15,9	7,0–13,6	5,7–12,5	4,2–13,6
$M_{\text{ядро}}/M_E$, %****	8,4–14,7	6,4–12,5	5,3–11,5	3,9–12,3
$\text{Fe}_m = M(\text{Fe}_m)/M^*$, %****	8,2–14,3	6,3–12,2	5,1–11,2	2,7–8,6
$(\text{Fe}_{\text{tot}}/\text{Si})$, мас. %****	0,86–1,22	0,91–1,25	0,97–1,32	1,43–1,83
Хондритовые содержания*****				
$(\text{Fe}_{\text{tot}}/\text{Si})^{\text{ch}}$	1,60±0,06	1,18±0,06	1,03±0,04	1,60
Fe_m^{ch} , %	20,15±1,78	11,04±1,46	6,33±2,2	5,38
FeS^{ch} , %	5,63±0,4	5,95±0,8	6,00±1,04	8,19

* Диапазон значений плотности фазовых ассоциаций для хондритовых моделей мантии Европы при $P = 2\text{--}40$ кбар и $T = 300\text{--}1400$ °С.

** Фазовый состав мантии (мол. %), рассчитанный по химическому составу силикатной фракции хондритов из табл. 6.4, и плотность фазовой ассоциации при 30 кбар и 1000 °С.

*** R_{core} — интервалы значений радиуса Fe-10 % S-ядра для H, L, LL-хондритов и FeS-ядра для CM-хондритов для моделей дифференцированной и недифференцированной мантии.

**** $M_{\text{ядро}}/M^*$, $M_{\text{ядро}}/M_E$ — отношение массы центрального Fe-10 % S-ядра (обыкновенные хондриты) или FeS-ядра (углистые хондриты) к массе железокаменного ядра (M^*) или к общей массе Европы ($M_E = 47,99 \times 10^{24}$ г); $\text{Fe}_m = M(\text{Fe}_m)/M^*$ — отношение массы металлического железа в центральном ядре к массе железокаменного ядра; $(\text{Fe}_{\text{tot}}/\text{Si})$ — массовое отношение железа в ядре и мантии к кремнию.

***** Хондритовые содержания (мас.), пересчитанные на систему Na₂O—TiO₂—CaO—FeO—MgO—Al₂O₃—SiO₂—Fe—FeS по данным (Jarosewich, 1990).

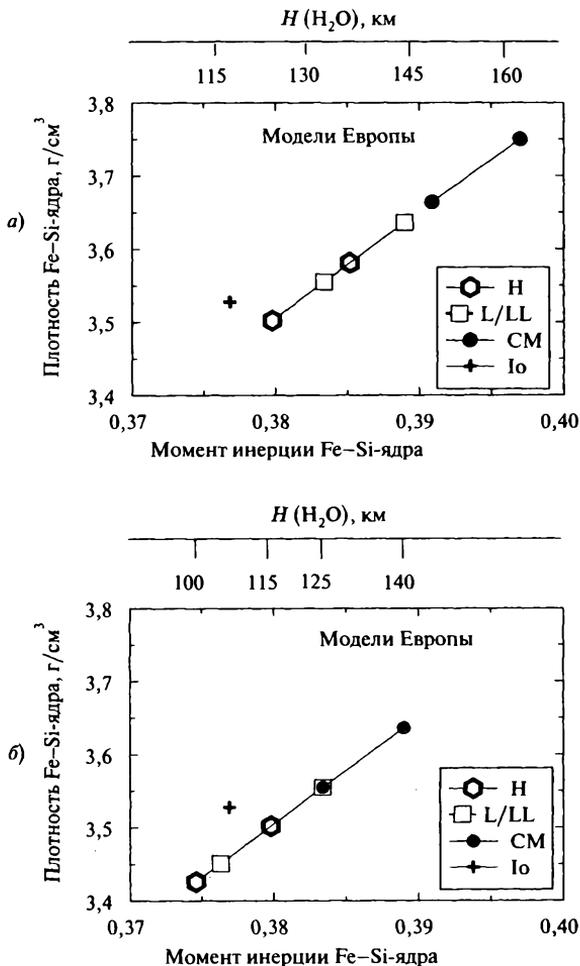


Рис. 8.2. Момент инерции и средняя плотность железокремнистого ядра Европы, лишённого водно-ледяной оболочки. Хондритовые модели железокремнистого ядра (мантия + центральное Fe-10 % S-ядро для обыкновенных хондритов и мантия + центральное Fe-S-ядро для углистых хондритов) согласуются с общей массой и моментом инерции спутника ($M^0 = 47,99 \times 10^{24}$ г, $I^0/MR^2 = 0,346 \pm 0,005$) (Anderson et al., 1998a) при разной мощности водно-ледяной оболочки $H(\text{H}_2\text{O})$. Крест — средняя плотность и момент инерции Ио ($\rho = 3,5278 \pm 0,0029$ г/см³, $I^0/MR^2 = 0,37685 \pm 0,00035$) (Anderson et al., 2001b). L/LL-хондритовые модели железокремнистого ядра Европы ($\rho^* = 3,451\text{--}3,636$ г/см³, $I^* = 0,3763\text{--}0,3890$) с $H(\text{H}_2\text{O}) = 105\text{--}140$ км наиболее близко соответствуют интегральным характеристикам безводной Ио. *a* — модели мантии без коры; *b* — дифференцированные модели мантии (кора толщиной 60 км)

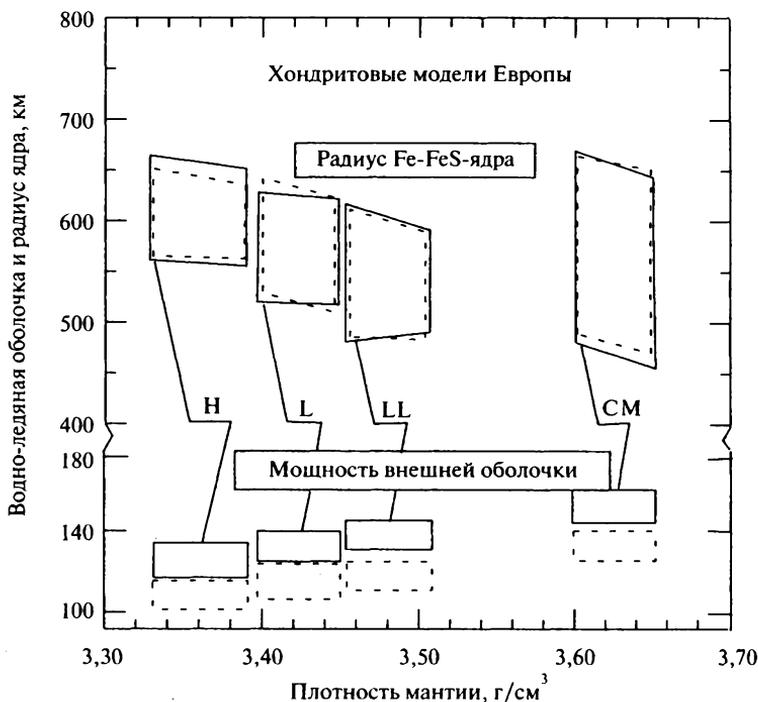


Рис. 8.3. Зависимость мощности водно-ледяной оболочки и размеров ядра Европы от плотности дифференцированной (штриховая линия) и недифференцированной мантии (сплошная линия). L/LL-хондритовая модель: $R(\text{Fe-10 \% S-ядро}) = 470\text{--}640$ км; $H(\text{H}_2\text{O}) = 115 \pm 10$ км для дифференцированной мантии и $H(\text{H}_2\text{O}) = 132 \pm 8$ км для недифференцированной мантии. CM-хондритовая модель: $R(\text{FeS-ядро}) = 450\text{--}670$ км; $H(\text{H}_2\text{O}) = 132 \pm 8$ км для дифференцированной мантии и $H(\text{H}_2\text{O}) = 152 \pm 8$ км для недифференцированной мантии

На рис. 8.2 и 8.3 показано влияние плотности хондритовой мантии и мощности коры на момент инерции (I^*), среднюю плотность (ρ^*) железокаменного (мантия + центральное Fe-10 % S-ядро или FeS ядро) ядра Европы и мощность водно-ледяной оболочки. На рис. 8.4. приведено сопоставление элементных отношений хондритов с моделями железокаменного ядра Европы.

Н-хондритовая модель. Малая плотность фазовой ассоциации Н-хондритовой мантии ($3,32\text{--}3,40$ г/см³) приводит к наименьшей толщине внешней оболочки Европы и наибольшим размерам ядра. Мощность оболочки составляет $100\text{--}115$ км ($6\text{--}6,8$ % H_2O от массы спутника) для дифференцированной мантии и $115\text{--}130$ км ($6,8\text{--}7,6$ % H_2O) для недифференцированной мантии.

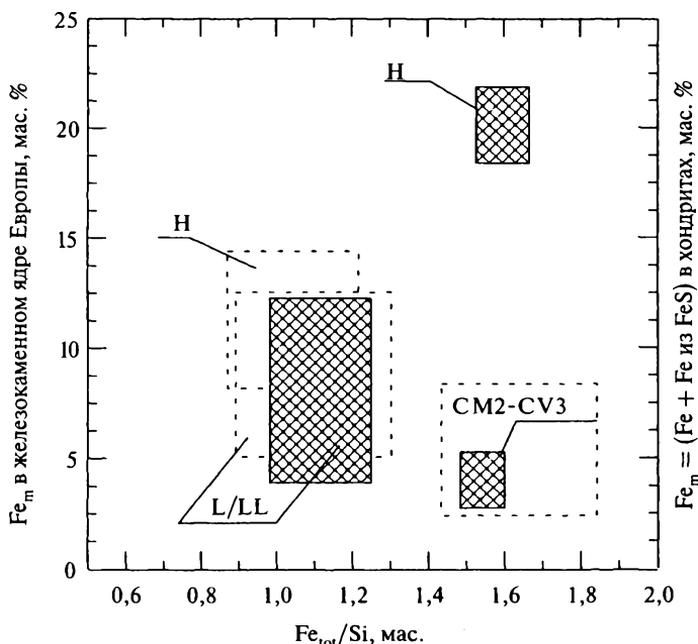


Рис. 8.4. Элементные отношения для моделей железокремнистого ядра Европы (пустые области) и хондритов (заштрихованные области) по (Jarosewich, 1990). Допустимые интервалы отношения $(Fe_{tot}/Si)_{мас}$ и количества металлического железа (Fe_m) выведены из геофизических ограничений на полные массу и момент инерции спутника. Параметр $Fe_m = M(Fe_m)/M_E^*$ — отношение массы чистого железа в центральном ядре к массе железокремнистого ядра (M_E^*) Европы; параметр Fe_m вычислен как $Fe_m = Fe$ из Fe-10 мас. % S-ядра — модель обыкновенных хондритов; $Fe_m = Fe$ из FeS-ядра — модель углистых хондритов. Фазовый состав и плотность мантии рассчитаны по химическому составу силикатной фракции обыкновенных и углистых хондритов

Для обеих моделей мантии радиус и массовая доля центрального ядра составляют $R(Fe-10\% S-ядро) = 560-670$ км, $M_{ядро}/M^* = 9-16\%$, где M^* — масса железокремнистого ядра. Значения $(Fe_{tot}/Si)_{мас}^E = 0,86-1,22$ и количество железа в центральном ядре $Fe_m = M(Fe_m)/M^* = 8,1-14,4$ мас. % (где $Fe_m = Fe$ из Fe-10 % S-ядра) не согласуются с валовым составом H-хондритов (Jarosewich, 1990): $(Fe_{tot}/Si)_{мас}^H = 1,60 \pm 0,06$ и $Fe_m^H = 20,15 \pm 1,78$ мас. % (где для H-хондритов $Fe_m^H = Fe^o + Fe$ из FeS), табл. 6.4.

Отсюда следует, что H-хондритовая мантия с концентрациями $FeO = 13,7\%$, $SiO_2 = 48,8\%$ (табл. 6.4) и фазовым составом и плотностью из табл. 8.2 приводит к таким размерам и массам центрального ядра (и такому количеству железа в ядре), которые не соответствуют отношениям

Fe_{tot}/Si и содержаниям Fe_m в железо-сульфидной фазе Н-хондритов. Следовательно, Н-хондритовое вещество не может рассматриваться в качестве аналога строительного материала для железокремнистого ядра Европы.

L/LL-хондритовая модель. При P – T -параметрах мантии Европы L/LL-хондритовая фазовая ассоциация состоит в основном из оливина (36–44 мол. % Ol, Fo_{72-75}) и пироксена (55–66 мол. % $Or_x + Cr_x$). Фазовый состав и физические свойства силикатной фракции L/LL-хондритов даны в табл. 6.5 и 8.2. Приведенные значения ρ , V_P , V_S для фазовых ассоциаций L/LL-хондритов подтверждены независимыми расчетами (Cammarano et al., 2006).

В общем случае мощность H_2O -слоя и размеры центрального ядра заметно зависят от фазового состава и распределения плотности в резервуарах мантии и от наличия или отсутствия коры (рис. 8.2, 8.3). Плотность L/LL-фазовой ассоциации находится в интервале $\rho = 3,40$ – $3,52$ г/см³, табл. 8.2. Из условия сохранения момента и массы следует, что чем меньше плотность мантии, тем больше размеры (масса) ядра. Так, при мощности H_2O -слоя в 130 км и $\rho = 3,40$ – $3,44$ г/см³ (L-хондритовая мантия) радиус ядра составит $R(Fe-10\% S\text{-ядра}) = 570$ – 600 км, а при $\rho = 3,45$ – $3,52$ г/см³ (LL-хондритовая мантия) — $R(Fe-10\% S\text{-ядра}) = 475$ – 550 км. В зависимости от состава и плотности мантийной фазовой ассоциации вариации в размерах ядра достигают 100 км.

Но, поскольку реальная плотность мантии неизвестна, то эти различия не столь радикальны, чтобы имело смысл подразделять Fe–Si-ядро Европы на L- или LL-хондритовое вещество. Поэтому в основном будем говорить об обобщенной L/LL-хондритовой модели. Для такой модели во всем интервале распределения плотности в мантии мощность внешней оболочки составляет: 115 ± 10 км ($6,8 \pm 0,6\%$ H_2O от массы спутника) для дифференцированной мантии с корой и 132 ± 8 км ($7,8 \pm 0,5\%$ H_2O) для мантии без коры. Учет дополнительной оболочки (легкой коры), сказываясь на перераспределении плотности в мантии, приводит к уменьшению мощности H_2O -оболочки.

Для обобщенной модели радиус центрального ядра $R(Fe-10\% S\text{-ядра})$ составляет 470–640 км, масса ядра равна 5,3–12,5% от общей массы Европы или 5,7–13,6% от массы ее Fe–Si-ядра. Количество железа в центральном ядре ($Fe_m = M(Fe_m)/M^*$ в мас. %) составляет $Fe_m = 9,3 \pm 3\%$ для L-хондритовой модели и $Fe_m = 8,1 \pm 3\%$ для LL-хондритовой модели. Значения $(Fe_{tot}/Si)_{mac}^E$ равны 0,91–1,25 для L-хондритового материала и 0,97–1,32 для LL-хондритового материала.

Расчитанные содержания металлического железа в Fe-10% S-ядре и отношения Fe_{tot}/Si близки к валовому составу L/LL-хондритов: $(Fe_{tot}/Si)_{mac}^L = 1,18 \pm 0,06$ и $Fe_m^L = 11,04 \pm 1,46$ мас. %; $(Fe_{tot}/Si)_{mac}^{LL} = 1,03 \pm 0,04$ и $Fe_m^{LL} = 6,33 \pm 2,2$ мас. % (Jarosewich, 1990), табл. 8.2. Сопоставление этих элементных параметров позволяет говорить о сходстве L/LL-хондритового

вещества с материалом железокремнистого ядра Европы, значения средней плотности и момента инерции которого ($\rho^* = 3,451-3,664 \text{ г/см}^3$ и $I^* = 0,3763-0,3909$) близки к таковым в безводной Ио, рис. 8.2. Вытекающие отсюда следствия мы обсудим в следующем разделе.

С-хондритовая модель. Углистые хондриты более окислены, нежели обыкновенные, и почти не содержат металлического железа; содержание FeO в силикатной фракции достигает ~ 30 мас. % (табл. 6.4). Высокая плотность безводной CM-хондритовой фазовой ассоциации (табл. 8.2), состоящей в основном из оливина (73,5 мол. % Ol, Fe₆₂) и клинопироксена (24 мол. %), приводит к максимальной толщине H₂O-оболочки 125–140 км (7,4–8,2 % H₂O от массы спутника) для мантии с корой и 145–160 км (8,4–9,2 % H₂O) для мантии без коры (рис. 8.3, табл. 8.2). Такое количество H₂O в Европе соответствует ее содержанию в CM-хондритах ~ 10 % H₂O (Jarosevich, 1990). Сравнение показывает, что С-хондритовая модель Европы должна обладать более мощной H₂O-оболочкой (на ~ 20 км) по сравнению с L/LL-хондритовой моделью. Допустимые размеры ядра: $R(\text{FeS-ядро}) = 450-670$ км.

Значения $(\text{Fe}_{\text{tot}}/\text{Si})_{\text{мас}}^E = 1,43-1,83$ (рис. 8.4) для железокремнистого ядра Европы перекрывают интервал Fe/Si-отношений в углистых хондритах CI, CM, CO, CV, CR, CK (Jarosevich, 1990; O'Neill, Palme, 2000). Допустимые ограничения на массу центрального FeS-ядра (4,2–13,6 % от массы Fe—Si-ядра) соответствуют валовой концентрации FeS в CV (4,2 мас. %) и CM-хондритах (8,2 мас. %), но расходятся с концентрацией в CI-хондритах (~ 20 % FeS в пересчете на состав без летучих). По этой причине мы полагаем, что CI-хондритовая модель непригодна для состава скального вещества Европы. В то же время сопоставление элементных параметров показывает, что CM/CV-хондритовая модель Fe—Si-ядра Европы согласуется с валовым составом этих метеоритов (рис. 8.4). Если принять CV-СМ-хондритовое вещество в качестве модели железокремнистого ядра Европы, то в соответствии с содержанием в них сульфида железа можно ввести ограничения на размеры ядра: $R(\text{FeS-ядро}) \sim 450$ км для CV-хондритовой модели и $R(\text{FeS-ядро}) \sim 570$ км для CM-хондритовой модели.

8.5. Анализ моделей внутреннего строения Европы

Модели Европы по геофизическим и геохимическим данным. Геофизические данные «Галилео» позволили определить средний момент инерции, построить приближенные модели Европы и оценить мощность внешней оболочки и размеры ядра (Anderson et al., 1997a, 1998a; Кусков, Кронрод, 1997). Эти модели показали, что Европа дифференцирована на водно-ледяную оболочку, силикатную мантию и центральное Fe—FeS-ядро, и привели к завышенным оценкам мощности водно-ледяной оболочки, достигающей 300 км (Anderson et al., 1997a), которая впоследствии была

пересмотрена и составила $80 \leq H \leq 160$ км (Anderson et al., 1998a; Кусков, Кронрод, 2003). Однако относительная простота геофизических моделей не позволяет судить о более тонких деталях распределения плотности в мантии, составе ядра и валовом составе спутника.

В рамках условий на сохранение момента инерции и массы можно получить лишь довольно грубые ограничения на модели внутреннего строения спутника. Для их наполнения химическим содержанием необходимо согласовать геофизические ограничения с комплексом геохимических данных по элементным отношениям и плотностям фазовых ассоциаций хондритового вещества. В этом случае становится возможным поиск вещества предшественника в аккреционном диске Юпитера и обсуждение конкретной петрологической природы железокаменного ядра Европы.

Обратимся к интерпретации результатов расчетов, основанных на совместных геохимико-геофизических данных. Они существенно детализируют состав и строение спутника, поскольку позволяют сопоставить валовый химический состав железокаменного ядра Европы с тем или иным классом хондритов. Сопоставление показывает, что количество металлического железа, сульфида железа и Fe_{tot}/Si -отношения для Европы не согласуются ни с валовым составом наиболее окисленных CI-хондритов, ни с составом наиболее восстановленных H-хондритов. Этот важный вывод объясняется тем, что максимально допустимое количество сульфида железа в центральном ядре Европы (13,6 мас. %) меньше его содержания в CI-хондритах ($\sim 20\%$ FeS в пересчете на состав без летучих). Аналогично, максимально допустимое количество металлического железа в центральном ядре Европы ($Fe_m = 14,4$ мас. %), равно как и отношение $(Fe_{tot}/Si)_{mac}^E = 0,86-1,22$, оказываются меньше по сравнению с таковыми в реальном веществе H-хондритов (табл. 8.2, рис. 8.4). По этим причинам мы полагаем, что вещество этих двух групп хондритов не может рассматриваться в качестве аналога строительного материала для железокаменного ядра Европы. Такие типы углистых хондритов, как CR, CH, CV здесь непосредственно не рассматривались. Но высокие или даже очень высокие содержания металла в этих хондритах (Krot et al., 2002) существенно превышают максимально допустимое количество железа в центральном ядре Европы.

С другими классами хондритов дело обстоит сложнее, поскольку валовый химический состав железокаменного ядра Европы может соответствовать как веществу CM/CV, так и L/LL-хондритов. В этом случае допустимая мощность водно-ледяного слоя находится в пределах от 105 до 160 км. Содержание H_2O во внешней оболочке Европы изменяется от 6,2 % (от массы спутника) для L/LL-модели до 9,2 % для CM-модели. Обыкновенные хондриты не содержат заметного количества воды. Поэтому L/LL-хондритовые модели пригодны лишь для описания состава железокаменного ядра Европы. То же самое относится и к веществу CV-хондритов.

Напротив, достаточное количество H_2O в СМ-хондритах ($\sim 10\%$, *Jarosewich*, 1990) позволяет рассматривать вещество этого типа в качестве подходящего исходного материала для всей Европы (водно-ледяная оболочка + силикатная мантия + троилитовое FeS -ядро). Подчеркнем, что подобная аналогия основывается лишь на сходстве или совпадении содержания H_2O в СМ-хондритах и во внешней оболочке спутника. Образование Ганимеда и Каллисто, состоящих из смеси льда и нелетучего материала в массовой пропорции $\sim 50 : 50$ (*Kuskov, Kronrod*, 2001, 2005), из вещества углистых хондритов невозможно объяснить из-за недостатка соответствующего количества воды в последних. Лишенная воды Ио представляет собой материал нелетучей фракции туманности Юпитера. На расстояниях орбиты Европы температуры уже были близки, а на расстояниях орбит Ганимеда и Каллисто ниже температуры конденсации водяного пара.

Рассмотрим более подробно возможность формирования Европы из вещества обыкновенных L/LL-хондритов и углистых хондритов. Еще раз напомним, что оба типа хондритов в первом приближении могут рассматриваться либо в качестве первичного вещества Европы (углистые хондриты), либо как аналог ее безводного железокаменного ядра (обыкновенные хондриты).

С-хондритовые модели Европы. В работах (*Консолманьо, Льюис*, 1978; *Kargel et al.*, 2000; *Fanale et al.*, 2001; *Zolotov, Shock*, 2001) сделано предположение, что исходным материалом Европы могло быть вещество типа углистых хондритов CI, CM, CV. Дж. Каргел и др. (*Kargel et al.*, 2000) отдают предпочтение химически примитивным CI-метеоритам, содержащим летучие, воду и сульфиды в количестве, достаточном для формирования водно-ледяной оболочки и железо-сульфидного ядра. Кроме того, жильный материал этих хондритов представлен сульфатом магния, большая часть которого присутствует в форме эпсомита (*Додд*, 1986). Спектральные данные «Галилео» указывают на присутствие смесей кристаллогидратов сульфатов и карбонатов магния и натрия (эпсомит, мирабилит, натрон и др.) на ледяной поверхности Европы (*McCord et al.*, 2001). А их преобладание в тектонически нарушенных областях и почти однородный спектр материала интерпретируется как быстрое замерзание морской воды, излившейся на поверхность. Термодинамические расчеты (*Zolotov, Shock*, 2001) подтвердили устойчивость ряда кристаллогидратов при температурах и парциальных давлениях водяного пара на поверхности Европы.

Однако результаты наших расчетов показывают, что валовый химический состав железокаменного ядра Европы несовместим с веществом углистых CI-хондритов из-за несоответствия между количеством сульфида железа в центральном ядре и его содержанием в веществе CI-хондритов. Напротив, СМ-хондритовая модель Европы согласуется с валовым составом этих метеоритов и с ограничениями на массу и момент спутника при толщине H_2O -оболочки 125–160 км (7,4–9,2% H_2O от массы спутника), рис. 8.3, 8.4.

Привлекательность СМ-модели заключается в том, что количество H_2O в Европе соответствует ее содержанию в СМ-хондритах ($\sim 10\% H_2O$) и поэтому не требует дополнительного источника, связанного с привносом льда. Но следует заметить, что сейчас доминируют представления, согласно которым вещество углистых хондритов представляет собой продукт вторичного химического взаимодействия в родительских телах между безводным небулярным материалом и жидким водным флюидом (Taylor, 2001). Имеются убедительные доказательства, что родительские тела метеоритов претерпевали разного рода переработку в процессах термального метаморфизма, гидротермального изменения или частичного плавления (Keil, 2000; Rosenberg et al., 2001).

По мнению Янга (Young, 2001), основанному на моделировании процессов взаимодействия вода — порода и оценке изотопных отношений кислорода в обменных реакциях, углистые хондриты (в зависимости от распространенности ^{26}Al) могли образоваться либо в небольших ледяных планетезималиях, либо в крупных телах астероидного размера типа Цереры. Расселл и др. (Russell et al., 2007) отмечают, что низкая плотность Цереры ($2,1 \text{ г/см}^3$), наземные наблюдения и теоретические исследования позволяют предполагать существование водно-ледяной оболочки и океана на этом астероиде, к которому планируется полет космического аппарата (Dawn Mission to Vesta and Ceres).

Допустим, что Европа сформировалась из вещества, близкого к какому-то классу родительских тел углистых хондритов. В этом случае ее железокремнистое ядро должно быть более окисленным, не содержать металла и быть менее плотным, чем Ио (при приведении плотности к нормальным условиям). Тогда это предположение будет находиться в согласии с наблюдаемым уменьшением средней плотности планет земной группы с увеличением гелиоцентрического расстояния и с интерпретацией А. Рингвуда (Ringwood, 1982) о более окисленном составе Марса по сравнению с Землей (разное отношение железа к оксидам железа). Для полноты аналогии надо предположить, что Fe—Si-ядра внешних спутников (Ганимеда и Каллисто) должны быть сложены еще более окисленным и менее плотным веществом по сравнению с Европой.

Оказывается, однако, что в ряду галилеевых спутников эта логическая схема нарушается, поскольку плотность железокремнистого ядра Европы СМ-хондритового состава на 1,5–6% превышает среднюю плотность Ио. Из рис. 8.2 видно, что средняя плотность и момент инерции такого Fe—Si-ядра ($\rho^* = 3,555\text{--}3,75 \text{ г/см}^3$, $I^* = 0,383\text{--}0,397$) существенно превышают интегральные характеристики Ио. Кроме того, значения $(Fe_{tot}/Si)_{mac}^E = 1,43\text{--}1,83$, рассчитанные из СМ-хондритовой мантии и массы FeS-ядра (табл. 8.2), значительно выше геофизически допустимого интервала значений для Ио — $(Fe_{tot}/Si)_{mac}^{Io} = 0,80\text{--}1,32$ (гл. 7). Это сопоставление показывает, что физические характеристики и тренд элементных отношений Ио (вероятно, сложенной веществом типа L/LL-хондритов)

и Европы СМ-хондритового состава находится в явном противоречии с наблюдаемыми трендами уменьшения плотности и Fe_{tot}/Si -отношения для планет земной группы (см. рис. 12.7).

L/LL-хондритовая модель Европы. Плотность и момент инерции железокремнистого ядра Европы ($\rho^* = 3,451-3,636 \text{ г/см}^3$ и $I^* = 0,3763-0,389$) L/LL-хондритового состава наиболее близки к таковым для Ио (рис. 8.2). Средняя плотность Fe—Si-ядра Европы, учитывающая поправку на сжатие, будет близка к измеренной при нормальном давлении плотности пористых (до 10 %) образцов L-хондритов ($\rho = 3,40 \pm 0,15 \text{ г/см}^3$) и LL-хондритов ($\rho = 3,29 \pm 0,17 \text{ г/см}^3$) (Wilkinson, Robinson, 2000) с учетом поправки на пористость и сжатие.

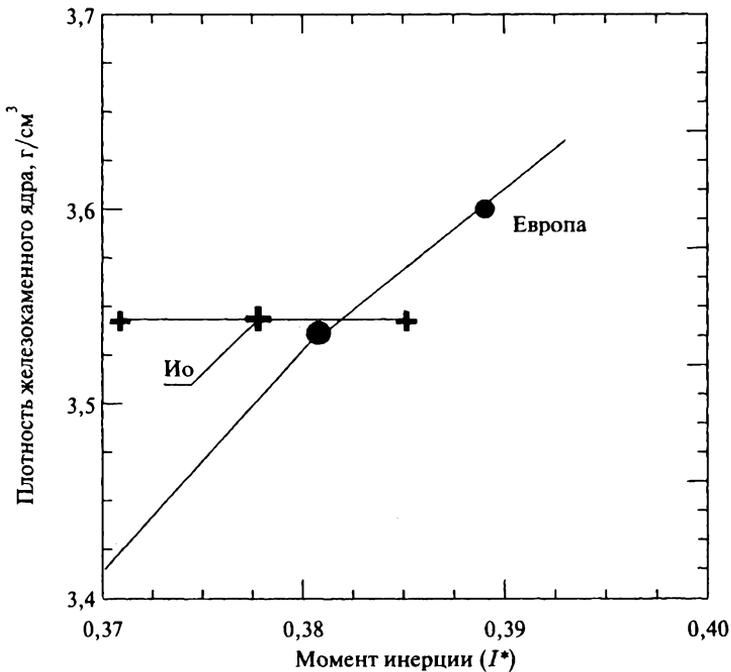


Рис. 8.5. Геофизически допустимые вариации плотности и безразмерного момента инерции ($I^* = I/MR^2$) железокремнистого ядра Европы в сравнении с измеренными характеристиками Ио. Кривая показывает модельные распределения параметров железокремнистого ядра Европы, удовлетворяющие полной массе и полному моменту инерции спутника. Кружки на кривой означают допустимые вариации плотности и момента инерции железокремнистого ядра Европы, рассчитанные для состава L/LL-хондритового вещества (см. также рис. 8.2). Кресты означают значения средней плотности и момента инерции Ио с погрешностью ($\rho = 3,5278 \pm 0,0029$, $I/MR^2 = 0,37685 \pm 0,00035$; Anderson et al., 2001b)

Для L/LL-железокаменного ядра Европы значения $(\text{Fe}_{\text{tot}}/\text{Si})_{\text{мас}}^{\text{E}} = 0,91-1,32$ и количество железа в ядре $\text{Fe}_m^{\text{E}} = 5,1-12,3\%$ соответствуют таковым в L/LL-хондритах (*Kuskov, Kronrod, 2005*): $(\text{Fe}_{\text{tot}}/\text{Si})^{\text{L/LL}} = 0,99-1,24$ и $\text{Fe}_m^{\text{L/LL}} = 4,1-12,5\%$ (табл. 8.2, рис. 8.4). Близость интегральных параметров (плотности и момента) для безводной Ио и окруженного водно-ледяной оболочкой Fe—Si-ядра Европы указывает на то, что их валовые составы подобны и отражают составы, близкие к материалу обычных L/LL-хондритов (рис. 8.5). Заметим, что случайное совпадение интегральных характеристик для обоих спутников маловероятно, так как с помощью одного параметра (мощности оболочки) находятся решения, удовлетворяющие двум параметрам — плотности и моменту инерции Fe—Si-ядра Европы.

На основании приведенных геохимико-геофизических аргументов мы склоняемся к предположению, что железокаменный материал Европы по степени окисления и плотности ближе к обычным L/LL-хондритам, чем к углистым хондритам, т. е. вещество типа L/LL-хондритов может рассматриваться в качестве строительного материала железокаменного ядра Европы. Из этого следует, что приведенные выше интервалы отношений $(\text{Fe}_{\text{tot}}/\text{Si})$ и количество железа в ядре (Fe_m) должны выдерживаться не только для Ио, но и для Европы, и характеризовать химический состав первичного вещества аккреционного диска Юпитера. В этом случае оба спутника, образовавшиеся в процессе остывания диска, будут различаться по содержанию воды, но не по содержанию петрогенных элементов (валовому составу). Иначе говоря, Ио и Европа могли формироваться из набора планетезималей, близких к валовому составу родительских тел обычных L/LL-хондритов.

8.6. Водно-ледяная оболочка Европы

Агрегатное состояние внешней оболочки Европы зависит от тепловой эволюции, реологии льда и механизмов переноса тепла (гл. 6, рис. 6.1). Возможны различные варианты строения оболочки: (1) ледяная кора (над слоем воды), в которой транспорт тепла осуществляется путем молекулярной теплопроводности; (2) оболочка, состоящая из кондуктивной ледяной коры и подплавленного льда — конвектирующей пластичной «астеносферы», в которой происходит выделение тепла за счет энергии приливных деформаций; (3) слой воды под слоем конвектирующего льда и слоем кондуктивной ледяной коры; (4) сплошной слой льда до границы с мантией — этот вариант реализуется, если твердотельная конвекция обеспечивает быстрый транспорт тепла к поверхности, приводящий к замерзанию океана.

Мы не решали теплофизическую задачу и поэтому не можем ответить на вопрос об агрегатном состоянии внешней оболочки Европы. Оценки

мощности ледяной коры Европы, полученные разными методами, плохо согласуются между собой и находятся в пределах от нескольких сотен метров до 30 километров. Обзор методов содержится в работе (*Billings, Katlenhorn, 2005*). Анализ литературных данных показывает, что большинство авторов склоняется к мнению о наличии океана под ледяной корой Европы. Химический состав жидкого слоя может быть различным, но само его существование должно быть общим явлением для ледяных спутников. Наличие океана может быть связано с приливным нагревом, присутствием солей и летучих, устойчивостью ледяной коры к развитию конвекции (*Spohn, Schubert, 2003; Nagel et al., 2004; Ruiz, 2001; Hand, Chyba, 2007*).

Наша задача заключалась в определении ограничений на валовый состав железокремнистого материала и суммарную мощность водно-ледяной оболочки Европы в предположении, что ее агрегатное состояние может быть описано однокомпонентной двухфазной системой: вода + лед-I. Мы нашли, что геофизически допустимая мощность слоя H_2O может изменяться в пределах 80–160 км (рис. 8.1), а с учетом геохимических ограничений составляет 105–160 км (6,2–9,2 % H_2O от общей массы спутника), рис. 8.2. Плотность морской воды выше, чем пресной. Оценки показывают, что при увеличении плотности водно-ледяной оболочки на 10 % ее мощность возрастет примерно на 5 %. Из-за отсутствия сведений по составу океана будем считать эти изменения пренебрежимо малыми.

Для L/LL-хондритовой модели мантии Европы получены более строгие ограничения на мощность H_2O оболочки: 115 ± 10 км ($6,8 \pm 0,6$ % H_2O от массы спутника) для мантии с корой и 132 ± 8 км ($7,8 \pm 0,5$ % H_2O) для недифференцированной мантии (рис. 8.3). Учет влияния легкой силикатной коры на момент инерции приводит к уменьшению толщины оболочки примерно на 20 км. Поле устойчивости жидкой фазы определяется фазовой диаграммой H_2O (рис. 6.2), согласно которой температура плавления чистого льда-I понижается с ростом давления и в тройной точке (вода—лед-I—лед-III) достигает 251 К при 2,1 кбар. На границе океан — силикатная кора (на глубине 120–140 км) давление составляет 1,7–1,8 кбар, что говорит о возможности существования океанического слоя такой мощности. Температура океана остается предметом дискуссии (*Melosh et al., 2004*).

Состав морской воды на Европе определяется составом материала, слагающего спутник, и может заметно отличаться от ее земного аналога. На Европе (как и на Земле) в результате процессов взаимодействия вода — порода происходил перенос ряда элементов из твердых фаз в жидкую с образованием морской воды, содержащей растворенные соли и летучие компоненты, которые способны существенно понижать температуру замерзания раствора (*Савельев, 1971; Mironenko et al., 1997*). С понижением температуры происходила кристаллизация солей и льда. Специфическая особенность замерзания морской воды в отличие от пресной заключается в понижении температуры кристаллизации при увеличении солености

воды. Такие компоненты морской воды, как ионы Na^+ , K^+ , Mg^{2+} , Ca^{2+} , Cl^- , SO_4^{2-} , CO_3^{2-} , в процессе вымораживания образуют кристаллогидраты сульфатов, карбонатов и хлоридов магния, кальция и натрия. Судя по спектральным данным «Галилео» и термодинамическим расчетам такие кристаллогидраты, как эпсомит, мирабилит, натрон и др., присутствуют на ледяной поверхности Европы (McCord et al., 2001a; Zolotov, Shock, 2001).

Несмотря на низкую температуру поверхности Европы (~ 130 K), ледяная кора служит теплоизолирующим покровом, который мог бы обеспечить стабильность океана в прошлом или настоящее время. Эта принципиально важная для геологии Европы проблема, остающаяся на протяжении многих лет предметом острой дискуссии (Consolmagno, Lewis, 1976; Кассен и др., 1985; Поллак, Фанейл, 1986; Pappalardo et al., 1999), представляет трудную для решения задачу, ибо имеющиеся данные весьма разнородны и подчас противоречивы.

Тем не менее напомним, что уже в ранних работах, располагая достаточно скудными данными, было высказано предположение, что мощность водно-ледяной оболочки составляет несколько десятков километров. Причем, если тепло через ледяную кору переносится к поверхности в основном за счет теплопроводности, то присутствие жидкой воды становится возможным. Это утверждение было подвергнуто сомнению (Reynolds, Cassen, 1979). Эти авторы полагали, что по мере охлаждения спутника и утолщения ледяной литосферы слой воды должен исчезать, так как интенсивный конвективный теплоперенос во льду должен привести к промерзанию воды.

Но при этом не учитывалось, что дополнительным источником тепла для Европы служит энергия приливных деформаций, обусловленная гравитационным воздействием Юпитера и связанная с преобразованием приливной энергии в тепло (Hussmann et al., 2002; Ruiz, 2005; Tobie et al., 2005). С этим источником тепла связывают криовулканическую активность, образование разломов поверхности и линеаментов, что приводило к обновлению поверхности Европы и расширению недр (Morrisson, 1985; Geissler et al., 1998) и к задержке в промерзании водной оболочки (Гринберг, 1985). Но если последняя когда-то замерзла, то под действием приливной диссипации она не смогла бы вновь растаять (Кассен и др., 1985).

Учет конкурирующих факторов — твердотельной конвекции, способствующей замерзанию океана, и приливного нагрева, поддерживающего термодинамическую устойчивость жидкой фазы, — не привел к твердому заключению в отношении агрегатного состояния внешней оболочки Европы (Поллак, Фанейл, 1986; Pappalardo et al., 1999; Hussmann et al., 2002). Значительную неопределенность вносит отсутствие точных данных о приливном нагреве в конвектирующем субслое льда, реологии и размерах зерен льда (ньютоновская или неньютоновская модель реологии) и зависимости его теплопроводности от температуры, а также о присутствии растворенных солей и летучих веществ, способных понизить температуру замерзания воды (Nagel et al., 2004; Hand, Chyba, 2007; McKinnon, 1999).

Одно из основных осложнений в работах исследующих конвекцию в ледяной оболочке Европы связано с неопределенностью механизма течения льда. Этот процесс является сложным явлением и включает такие деформационные механизмы, как ньютоновская (объемная диффузия или диффузионная ползучесть по границам зерен) и неньютоновская (дислокационная ползучесть, скольжение по границам зерен и скольжение в базисной плоскости) модели реологии (*Ruiz et al.*, 2007).

На вероятное наличие жидкой H_2O с той или иной степенью достоверности (вероятно, большой) указывают геолого-геофизические наблюдения «Галилео» по вариациям магнитного поля и морфологии ледяной поверхности Европы. Косвенным доказательством существования глубинного водного слоя под ледяным панцирем служит ударный кратер Пвилл, лучевая структура и цвет окрестности которого свидетельствуют о том, что при его образовании на поверхность была выброшена водно-ледяная компонента, заполнившая кратер водой, которая впоследствии замерзла. Но сравнением снимков, полученных КА «Вояджер» и «Галилео», не удалось обнаружить следы проявлений тектонической или кривовулканической активности на поверхности Европы за короткое время, прошедшее между двумя космическими экспедициями (*Phillips et al.*, 2000).

Более серьезным доводом являются наблюдавшиеся возмущения магнитного поля, зарегистрированные во время пролетов «Галилео» вблизи Европы (*Kivelson et al.*, 2000; *Zimmer et al.*, 2000). Если планетарное тело обладает проводящим жидким слоем (водным раствором электролитов), то в нем под воздействием сильного электромагнитного поля Юпитера индуцируются электрические токи, вызывая наведенное магнитное поле. Источник магнитного поля пока неясен, но может быть связан как с конвекцией в частично расплавленном ядре, так и с конвективными движениями в морской воде. Интерпретация наблюдений приводит к заключению о существовании в настоящее время под твердой ледяной корой океанического слоя (*Zimmer et al.*, 2000).

Морская вода на Земле представляет собой водный раствор различных солей, в котором основную массу составляют ионы натрия, магния, калия, кальция, хлора, серы, а также растворенные газы и некоторые органические соединения. В атмосфере Европы предполагается присутствие Na и K, что, вероятно, отражает присутствие этих ионов и в океане (*Leblanc et al.*, 2002). Спектральные данные «Галилео» (*McCord et al.*, 2001a) указывают на наличие сульфатной (SO_4^{2-}) группы в материале поверхностного слоя Европы, что подразумевает присутствие ряда кристаллогидратов, например эпсомита ($\text{MgSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$), в ледяной коре и сульфатов в океане.

С термодинамической и кинетической точек зрения состав океана контролировался растворением и осаждением минералов, а реакции взаимодействия вода — порода приводили к гидратации и окислению первичных пород. Эти процессы, характерные для водно-ледяных спутников, находят подтверждение в существовании каменно-ледяной мантии Кал-

листо, вероятно, сохранившей смесь безводных и гидратированных силикатов. Напротив, при дифференциации Европы и Ганимеда на оболочки происходило выделение энергии и дегидратация минералов, так как, например, температуры дегидратации серпентина и талька не превышают 500 и 800 °С. Модели состава и температура океана на Европе пока достаточно гипотетичны, поскольку зависят от ряда предположений, которые обсуждаются в работах (Fanale et al., 2001; Melosh et al., 2004; Zolotov, Mironenko, 2007).

8.7. Заключение и выводы

При построении моделей внутреннего строения Европы в качестве опорной информации использованы геофизические ограничения на массу и момент инерции спутника, геохимические данные по составу метеоритов, а также термодинамические данные и уравнения состояния хондритового вещества. В результате построены шестислойные модели Европы, включающие водно-ледяную оболочку, силикатную кору, трехслойную мантию хондритового состава и железо-сульфидное Fe—FeS-ядро. Одним из наиболее существенных отличий построенных моделей от имеющихся в литературе (Anderson et al., 1998a; Sohl et al., 2002) является сочетание физико-химических параметров с фазовыми соотношениями в метеоритных системах и диаграммой состояния H₂O. Полученные данные позволяют сопоставить валовый химический состав железоканменного ядра Европы с веществом хондритов и существенно детализировать состав и строение спутника.

- (1) Результаты моделирования показывают, что Европа дифференцирована на водно-ледяную оболочку, силикатную кору, безводную мантию и железо-сульфидное ядро. Решением обратной задачи методом Монте-Карло без введения каких-либо ограничений на плотность железоканменного ядра получен диапазон геофизически допустимой толщины водно-ледяной оболочки. Определены основные параметры внутреннего строения спутника: (а) мощность водно-ледяной оболочки; (б) фазовый состав и плотность мантии; (в) размеры и масса железо-сульфидного Fe—FeS-ядра. На этой основе оценено распределение железа между силикатами, металлом и сульфидом, количество металлического железа и отношение (Fe_{tot}/Si) в железоканменном ядре (силикатная мантия ± кора + Fe—FeS-ядро) Европы. По сопоставлению найденных элементных отношений с таковыми в хондритах сделаны выводы о сходстве и различии между валовым составом хондритов и составом железоканменного материала Европы. Показано, что количество металлического железа и сульфида железа, а также величина Fe_{tot}/Si-отношения для Европы не согласуются ни с валовым составом наиболее окисленных CI-хондритов, ни с составом наиболее восстановленных H-хондритов.

- (2) CM и L/LL-хондритовые модели Европы могут рассматриваться либо в качестве первичного вещества Европы (CM-хондриты), либо как аналог ее безводного железокремнистого материала (L/LL-хондриты). Радиус и масса центрального FeS-ядра (от массы железокремнистого ядра) составляют ~ 570 км и 8,2 мас. % для CM-хондритовой модели Европы. Для этой же модели мощность водно-ледяного слоя Европы может изменяться в пределах от 125–140 км (7,4–8,2 % H_2O от массы спутника) для мантии с корой до 145–160 км (8,4–9,2 % H_2O) для мантии без коры. Такое количество H_2O в Европе соответствует ее содержанию в CM-хондритах ~ 10 % H_2O .
- (3) Для L/LL-хондритовых моделей Европы получены следующие параметры: $(Fe_{tot}/Si)_{мас}^E = 0,91–1,32$, радиус и масса центрального ядра $R(Fe-10 \text{ мас. \% } S \text{ ядра}) = 470–640$ км и 6–13 % от массы железокремнистого ядра. Сопоставление элементных параметров позволяет говорить о сходстве материала железокремнистого ядра Европы с валовым составом L/LL-хондритов. Для L/LL-хондритовой модели мощность водно-ледяной оболочки изменяется от 115 ± 10 км ($6,8 \pm 0,6$ % H_2O от массы Европы) для дифференцированной мантии (с корой) до 132 ± 8 км ($7,8 \pm 0,5$ % H_2O) для недифференцированной мантии (без коры). Наличие силикатной коры малой плотности приводит к уменьшению мощности внешней оболочки Европы.
- (4) Выведенные (Fe_{tot}/Si) отношения и количество металлического железа в железо-сульфидных ядрах Ио и Европы близки. Состав нелетучей фракции этих спутников может служить характеристикой химического состава вещества аккреционного диска Юпитера. В этом случае оба спутника будут различаться по содержанию воды, но не по содержанию петрогенных элементов (валовому составу). Иначе говоря, Ио и Европа могли формироваться из одинакового набора планетезималей, близких к валовому составу родительских тел обыкновенных L/LL-хондритов. Аккреция Европы могла происходить из восстановленного безводного материала (Fe—Ni сплава, сульфида железа, силикатов и досолнечных зерен), водяного льда и органического вещества.

В заключение отметим, что в проектах американского Национального аэрокосмического агентства (NASA) обсуждается запуск орбитального аппарата JIMO (Jupiter Icy Moon Orbiter) к Юпитеру для исследования Европы, Ганимеда и Каллисто (не ранее 2017 г.). Задачи миссии пока уточняются. Планируется дальнейшее изучение физических полей, морфологии поверхности галилеевых спутников и их внутреннего строения. Космический зонд будет оснащен длинноволновым радаром, позволяющим определить толщину водно-ледяной оболочки и наличие или отсутствие водного слоя под ледяной корой. Сопоставлением мощности водно-ледяной оболочки, определенной в настоящей работе, с результатами радарного эксперимента можно будет сделать более строгие выводы о химическом составе железокремнистого ядра Европы.

Внутреннее строение Ганимеда

9.1. Модели строения и тепловой эволюции Ганимеда до полетов «Галилео»

Ганимед является крупнейшим спутником в Солнечной системе и назван в честь Ганимеда — сына троянского царя, похищенного Зевсом на Олимп. По своему диаметру Ганимед превосходит Меркурий. Около 40 % поверхности спутника представляют собой древнюю мощную ледяную кору, покрытую кратерами и бороздами. Огромные ударные кратеры на поверхности Ганимеда образовались в эпоху образования спутников и планет. Наиболее древнему из ударных кратеров Ганимеда — бассейну Гильгамеш — приписывается возраст около 4 млрд лет. Молодые кратеры имеют светлое дно и обнажают ледяную поверхность. В результате геологической и тектонической деятельности на Ганимеде (в отличие от Каллисто) происходило разрушение и частичная переработка древней коры (Пассей, Шумейкер, 1986). По мнению Д. Моррисона (Моррисон, 1985) разнообразие геологических форм на Ганимеде делает его самым интересным из галилеевых спутников с позиции планетной геологии.

Низкая средняя плотность Ганимеда ($\rho \sim 2 \text{ г/см}^3$) указывает, что он состоит из смеси железокаменного материала и водяного льда, причем последний занимает существенную долю в составе спутника. Предварительные результаты расчетов по строению и тепловой эволюции ледяных тел Солнечной системы, образовавшихся из низкотемпературных конденсатов, описаны в работах (Lewis, 1971; Консолманьо, Льюис, 1978, 1980). В этих и последующих работах рассматривались двухкомпонентные (двухслойные или трехслойные) модели спутников, состоящих из водно-ледяной оболочки и железокаменного ядра, и предполагалось, что нагрев от распада радиоактивных элементов привел к плавлению и дифференциации Ганимеда (Кассен и др., 1985; McKinnon, Parmentier, 1986). При отсутствии конвекции и небольших степенях нагрева вязкость льда уменьшалась, что привело к разделению льда и железокаменной компоненты. В результате тепловой эволюции Ганимед мог приобрести трехслойную структуру: водную мантию под внешней ледяной корой, подстилаемую железокаменным ядром, состоящим из безводных силикатов и/или гидросиликатов.

Кассен и др. (1985) провели расчеты двухслойных моделей Ганимеда, состоящего из ледяной мантии и железокремнистого (скального) ядра в зависимости от его плотности. Они получили радиус ядра 1940 км при $\rho = 3 \text{ г/см}^3$, что соответствует средней плотности Европы, и 1760 км при $\rho = 3,5 \text{ г/см}^3$, что соответствует средней плотности Ио. Массовая доля льда изменяется от 0,38 до 0,45.

В ранних моделях эволюции Ганимеда предполагалось, что конвекция существует только в жидком слое, тогда как в слое льда теплоперенос осуществляется по кондуктивному механизму. В последующих моделях тепловой эволюции ледяных тел с радиусами до 3000 км, состоящих из смеси льда H_2O и железокремнистой компоненты, исследовано влияние твердотельной конвекции в толще ледяной оболочки, приводящей к замерзанию жидкого слоя из-за быстрого выноса тепла (Reynolds, Cassen, 1979; Schubert et al., 1981).

В работе (Kirk, Stevenson, 1987) анализируется тепловая эволюция шестислойной модели Ганимеда. Источники тепла — первичная энергия (аккреционный нагрев) и распад долгоживущих радиоактивных изотопов. Внешняя водно-ледяная оболочка состоит из четырех слоев: кондуктивной ледяной литосферы из льда-I, конвектирующей ледяной мантии из льда-I, жидкого водного слоя и нижней ледяной мантии, сложенной плотными фазами льда. Ядро состоит из двух слоев: скального внешнего ядра и внутреннего ядра, представленного недифференцированной смесью скального и ледяного материала. По мере охлаждения Ганимеда происходит сокращение толщины водного слоя и нарастание ледяных слоев, в которых развивается субсолидусная конвекция. Конвекция развивается независимо в каждом слое льда, один из которых представлен льдом-I (над водным слоем), а другой — плотными фазами льда под океаном. При исчезновении океана оба слоя льда смыкаются и конвекция становится одноячеистой. В результате развития рэлей-тейлоровской неустойчивости ледяные диапиры могут прорываться к поверхности Ганимеда, вызывая обновление поверхности и образование бороздчатых террас. В работе (Showman et al., 2004) обсуждается криовулканический механизм обновления поверхности Ганимеда, а источником тепла служит приливный нагрев, обеспечивающий частичное плавление льда на глубинах 5–10 км.

Моделирование переноса тепла твердотельной конвекцией в ледяных спутниках встречается с дополнительными трудностями. Это связано с недостаточностью известными реологическими свойствами и размерами зерен льдов в рассматриваемых условиях, а также начального термического состояния спутников (Durham, Stern, 2001; Goldsby, Kohlstedt, 2001; Barr et al., 2005). Кроме того, лед может вести себя как неньютоновская жидкость, когда вязкость является функцией как температуры, так и напряжения, что не учитывалось в ранних работах. Шуберт с соавторами (Schubert et al., 1986) также полагали, что внешние оболочки спутников должны быть заморожены из-за отвода тепла конвекцией в слое с постоянной вязкостью.

Но если вязкость сильно зависит от температуры, то отвод тепла становится гораздо менее эффективным и, следовательно, возникает возможность существования океанов под ледяной корой. Другое соображение связано с возможным наличием растворенных солей и летучих компонентов, понижающих температуру замерзания водного раствора электролитов.

Энергия гравитационной дифференциации (седиментации железокристаллических включений) при образовании ядра не принималась во внимание, хотя это должно давать существенный вклад в нагрев спутника в результате перемещения более тяжелых масс на значительные расстояния к центру. Правда, этот процесс в целом плохо обусловлен из-за недостаточного развития теории седиментационной конвекции, а также из-за неопределенности параметров, основные из которых — время, размеры и форма опускающихся в ядро включений, вязкость, фазовые переходы.

Предложенные в ранних работах модели строения Ганимеда представляют собой недифференцированное железокристаллическое ядро с плотностью, изменяющейся от плотности Европы (смесь сухих и гидратированных силикатов типа серпентина) до плотности Ио, окруженное слоями льда разных фазовых модификаций. Крайние варианты этой модели: (1) внешняя ледяная кора, водная оболочка и скальное ядро; (2) внешняя ледяная оболочка, окружающая слой смеси льда и железокристаллической составляющей, состоящей из гидросиликатов или безводных силикатов и железа. Дифференциация скального ядра с выделением мантии и металлического центрального ядра не рассматривалась из-за недостатка информации о распределении плотности в недрах спутника.

Ледяная поверхность Ганимеда была подтверждена снимками, полученными КА серии «Вояджер». Оставшиеся нерешенными вопросы — это происхождение бороздчатой местности на Ганимеде, наличие океана и центрального Fe—FeS-ядра, а также геологические различия в строении поверхности Ганимеда и Каллисто. До полета «Галилео» эти проблемы широко обсуждались в работах (Morrisson, 1985; Пассей, Шумейкер, 1986; Кассен и др., 1985; McKinnon, Parmentier, 1986; Schubert et al., 1986; Kirk, Stevenson, 1987).

9.2. Геофизические и космохимические ограничения на модели Ганимеда

Геофизические ограничения по данным «Галилео». Значения радиуса, плотности, массы и безразмерного момента инерции приведены в табл. 6.1. Наименьшая среди планет земной группы и спутников величина момента инерции Ганимеда ($I^* = I^0/MR^2 = 0,3105 \pm 0,0028$) определенно указывает на его дифференциацию с образованием плотного металлического ядра (Anderson et al., 1996). Анализ внутреннего строения и динамических параметров Ганимеда показал, что спутник находится в состоянии гидростатического равновесия (Zhang, 2000).

Довольно неожиданным было обнаружение собственного магнитного поля Ганимеда (*Kivelson et al.*, 1996b), напряженность которого на поверхности спутника на экваторе и на полюсе составляет 750 и 1200 нТл. Авторы сходятся во мнении о наличии у Ганимеда массивного металлического ядра, мантии, состоящей из силикатов (или, что менее вероятно, из гидросиликатов), и мощной водно-ледяной оболочки.

Первые оценки размеров ядра были сделаны в работе Дж. Д. Андерсона и др. (*Anderson et al.*, 1996), в которой построены трехслойные модели Ганимеда (ледяная литосфера, силикатная мантия и металлическое ядро железного и эвтектического Fe—FeS-состава) с фиксированной плотностью льдов и мантии. Эти авторы получили довольно большой разброс значений для радиуса ядра и мощности ледяной оболочки: $R(\text{Fe}) = 400\text{--}1050$ км и $H_{\text{лед}} = 710\text{--}1240$ км; $R(\text{Fe—FeS}) = 530\text{--}1300$ км и $H_{\text{лед}} = 710\text{--}1050$ км. Наличие водного океана, с которым могут быть связаны возмущения магнитного поля Ганимеда, и какие-либо геохимические аргументы о составе мантии не рассматривались.

Определение момента инерции и обнаружение магнитного поля Ганимеда поставили целый ряд вопросов — о процессах дифференциации спутника, об агрегатном состоянии внешней оболочки и центрального железо-сульфидного ядра, источниках нагрева недр и магнитного поля. Уже в ранних работах отмечалось, что если в силикатном веществе спутников содержатся радиоактивные изотопы с примерно таким же обилием, как в хондритах, то эти тела могли проходить через стадию плавления и дифференциации.

Более прочной основой для такого утверждения стали данные о крайне низком значении момента инерции Ганимеда, что указывает на высокую степень концентрации металла в центре спутника, большую, чем у Земли, для которой $I/MR^2 \sim 0,33$. Наличие металлического ядра и магнитного поля заставило пересмотреть взгляды о тепловых источниках в Ганимеде. Теория магнитного динамо рассматривает наличие конвекции в жидком проводящем ядре вращающейся планеты как одно из условий возбуждения магнитного поля планеты (*Жарков, Трубицын*, 1980; *Паркер*, 1982).

Рассматривая происхождение жидкого ядра спутника, М. Кивелсон (*Kivelson et al.*, 1996b) приводит известные соображения о гравитационной дифференциации массивных тел и об образовании относительно легкоплавкой Fe—S эвтектики, необходимой для длительного сохранения ядра в жидком состоянии. Она предполагает, что относительно недавно в своей истории Ганимед мог проходить резонансы, когда приливное рассеивание энергии было достаточным для разогрева недр. Модели резонанса дают указания на ранний нагрев Ганимеда, что помогает объяснить различие свойств и контраст с поверхностью не находящейся в резонансе Каллисто (*Гринберг*, 1985).

Авторы (*Stevenson*, 2003; *Hauck et al.*, 2006) связывают наличие дипольного магнитного поля Ганимеда с расплавленным Fe—S ядром, хо-

Таблица 9.1

Фазовый состав (мол. %) и физические свойства силикатной фракции метеоритов

Состав, свойства	40 кбар/1400 °С				
	CM2	CV3	H	LL	L
Оливин	73,7	88,4	31,8	41,8	36,7
Ортопироксен	0	0	29,8	21,4	26,2
Клинопироксен	23,6	6,9	38,2	36,6	36,9
Шпинель	2,4	1,7	0	0	0
Гранат	0	2,6	0	0	0
Ильменит	0,3	0,4	0,2	0,2	0,2
ρ , г/см ³	3,586	3,601	3,36	3,44	3,406
V_P , км/с	7,56	7,66	7,79	7,68	7,72
V_S , км/с	3,95	4,01	4,29	4,16	4,21

тя и отмечают, что механизм динамо является плохо понятным из-за трудности поддержания конвекции в теле со столь малыми размерами. Источником магнитного поля может быть и мощный океанский слой, наличием которого объясняются возмущения магнитного поля Европы и Каллисто, зарегистрированные во время пролетов «Галилео» (*Zimmer et al.*, 2000). В этом случае генерация поля происходит в растворе электролита, а источником энергии является тепловой поток из недр спутника. М. Кивелсон и др. (*Kivelson et al.*, 2002), не исключая механизм динамо, связывают магнитное поле Ганимеда с водной оболочкой, причем глубина захоронения океана оценивается на уровне 150 км.

Геохимические и космохимические ограничения. Дополнительные ограничения на фазовый состав и физические свойства мантии Ганимеда, аналогично моделям Ио и Европы, могут быть выведены из данных по составу силикатных фракций обыкновенных и углистых хондритов. Химический состав хондритов приведен в табл. 6.4, а фазовый состав минеральной ассоциации (химический состав сосуществующих фаз и их пропорции) и физические свойства — в табл. 6.5 и 9.1. Расчеты равновесного состава фазовых ассоциаций проведены методом минимизации свободной энергии Гиббса с помощью программного комплекса и базы данных *THERMOSEISM* (см. раздел 5.5).

Геофизические данные показывают, что в процессе тепловой эволюции спутника произошла дифференциация вещества и разделение водно-

ледяной, силикатной и железо-сульфидной компоненты, что исключает присутствие льда или водосодержащих минералов в мантии. В частности, процессам плавления и дифференциации ледяных спутников могло способствовать присутствие гидрата NH_3 , что существенно понижало температуру плавления чисто водяного льда.

Кристаллогидрат $\text{NH}_3 \cdot \text{H}_2\text{O}$ образуется при взаимодействии газообразного аммиака с конденсирующимся H_2O льдом при температурах более высоких ($T \sim 160$ К при $P \sim 1$ бар или $T \sim 90$ К при $P \sim 10^{-6}$ бар), нежели клатраты $\text{N}_2 \cdot 5,66\text{H}_2\text{O}$, $\text{CO} \cdot 5,75\text{H}_2\text{O}$, $\text{CH}_4 \cdot 5,75\text{H}_2\text{O}$ (Prinn, Fegley, 1981; Mousis, Gautier, 2004), рис. 3.4. Вхождение NH_3 в состав ледяных спутников Юпитера дискуссионно и зависит от модели субнебулы Юпитера. Так, авторами (Prinn, Fegley, 1981) предполагалось, что в плотных протоспутниковых дисках Юпитера и Сатурна сначала происходила конверсия CO до CH_4 и N_2 до NH_3 . То есть в дисках происходила аккумуляция аммиака и метана в форме клатратов и гидратов, а затем вхождение этих летучих в состав протоспутниковых тел.

Однако представления о механизмах образования и этапах эволюции дисков Юпитера и Сатурна в последнее время существенно изменились. Было показано (Canup, Ward, 2002; Дорофеева, Макалкин, 2004), что радиальные распределения температуры и давления в аккреционном диске Юпитера могли быть значительно ниже ранее предполагавшихся (Prinn, Fegley, 1981); различия по давлению достигают три–пять порядков. При давлениях субнебулы Юпитера ($P \sim 10^{-5} - 10^{-3}$ бар) и температурах 150–350 К процессы конверсии ингибированы (Mousis, Gautier, 2004; Дорофеева, Макалкин, 2004). Спектральные данные по альбедо спутника Плутона — Харона, образовавшегося в значительно более холодных условиях по сравнению с галилеевыми спутниками, показывают, что его поверхность сложена кристаллическим льдом без примеси таких летучих, как CO , CH_4 или N_2 (Buie, Grundy, 2000). Поэтому, из-за недостатка данных и неясности механизма вхождения летучих в состав ледяных спутников Юпитера, мы будем рассматривать внешнюю оболочку Ганимеда, состоящей из льдов H_2O .

Водно-ледяная оболочка. Процессы тепловой эволюции и дифференциация Ганимеда привели к дегидратации водосодержащих минералов и образованию мощной наружной водно-ледяной оболочки. В соответствии с фазовой диаграммой H_2O (рис. 6.2) внешняя оболочка может состоять либо из полиморфных модификаций льдов высокого давления (льды I h , II, III, V, VI, VII), либо из смеси льдов и жидкой воды (внутренний океан под слоем литосферы из льда-I). Распределение плотности в водно-ледяной оболочке вычисляется по уравнениям состояния воды и льдов (Lupo, Lewis, 1979; Lupo, 1982).

Ядро. Модели состава ядра обсуждаются в гл. 6. Поскольку в метеоритах железо присутствует как в виде металла, так и в виде FeS , рассмот-

рены две модели состава центрального ядра Ганимеда: чисто железное, или точнее железо-никелевое, ядро с плотностью $\rho(\gamma\text{-Fe-Ni}) = 8,1 \text{ г/см}^3$ и железо-сульфидное Fe—FeS-ядро эвтектического состава с плотностью $5,15 \text{ г/см}^3$; температура эвтектики составляет около 1260 К при низком давлении (рис. 6.4) и 1190 К при 100 кбар, что соответствует давлению в центре Ганимеда (Schubert et al., 2004). В процессе дифференциации Fe—FeS-фазы должны быть сосредоточены в ядре, которое считается однородным по составу и плотности. Предполагаемое существование внутреннего ядра (Hauck et al., 2006) не влияет на расчеты.

9.3. Современные модели внутреннего строения Ганимеда

Модели Ганимеда. Расчеты проведены для шестислойной модели (Kuskov, Kronrod, 2001). Внутреннее строение, химический и фазовый состав спутника моделируются в виде: внешней водно-ледяной оболочки (ледяная литосфера, состоящая из льдов высокого давления \pm океан), трехслойной, безводной силикатной мантии и центрального железо-сульфидного ядра (железного Fe-состава и эвтектического Fe—FeS-состава). В соответствии с условием $d\rho/dH > 0$ (условие отсутствия инверсии плотности по глубине) мантия предполагается состоящей из трех зон с плотностью $\rho_3 > \rho_2 > \rho_1$, где ρ_1, ρ_2, ρ_3 — плотность в верхней, средней и нижней мантии. Размеры железо-сульфидного ядра зависят от распределения плотности во внешней оболочке и в мантии. Плотность мантии Ганимеда варьировалась в пределах $3,32\text{--}3,6 \text{ г/см}^3$, охватывающих вариации плотности силикатной фракции обыкновенных и углистых хондритов (табл. 6.5, 9.1).

Мощность внешней H_2O -оболочки является свободным параметром. Незвестные плотность и момент инерции железокремнистого ядра Ганимеда зависят только от мощности внешней оболочки и могут быть найдены из геофизических ограничений на полные момент инерции и массу спутника. Под железокремнистым Fe—Si-ядром Ганимеда, как и в случае Европы, будем понимать безводную внутреннюю оболочку, дифференцированную на силикатную мантию и центральное Fe—FeS-ядро.

Вычислительная процедура, описанная в предыдущих главах, устроена таким образом, что позволяет через распределение плотности найти интервалы концентраций FeO и SiO_2 в мантии, размеры и массу железо-сульфидного Fe—FeS-ядра, удовлетворяющие интегральным характеристикам — моменту инерции и массе (соотношения (6.15)–(6.17)). Это позволяет вычислить отношение общего содержания железа в ядре и мантии к кремнию ($\text{Fe}_{\text{tot}}/\text{Si}$), а также параметр $\text{Fe}_m = M(\text{Fe}_m)/M_G^*$ — отношение массы металлического железа ($\text{Fe}_m = \text{Fe}(\text{металл})$) или Fe(металл) из эвтектического сплава Fe—FeS) в центральном ядре к массе всего железокремнистого ядра (M_G^*).

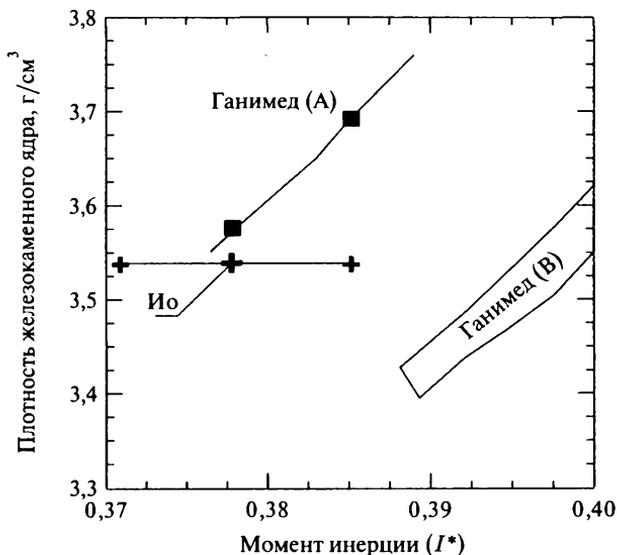


Рис. 9.1. Геофизически допустимые вариации плотности (ρ^*) и безразмерного момента инерции ($I^* = I/MR^2$) железокремнистого Fe—Si-ядра Ганимеда, удовлетворяющие полной массе и моменту инерции спутника ($0,3105 \pm 0,0028$; *Anderson et al.*, 1996). А и В — две альтернативные модели строения Ганимеда: А — внешняя ледяная оболочка сложена полиморфными модификациями льда (океан отсутствует); квадраты означают допустимые вариации плотности и безразмерного момента инерции железокремнистого ядра, рассчитанные для состава L/LL-хондритового вещества; В — трехслойная модель внешней оболочки с внутренним океаном: до глубин 30–120 км находится ледяная литосфера из льда-I, далее — слой воды мощностью 230–140 км, и глубже 260 км смесь воды со льдом. Кресты означают значения средней плотности и момента инерции Ио с погрешностью ($\rho = 3,5278 \pm 0,0029$, $I/MR^2 = 0,37685 \pm 0,00035$; *Anderson et al.*, 2001b)

Расчеты проведены для двух основных моделей Ганимеда, отличающихся по агрегатному состоянию внешней оболочки: модель со сплошной ледяной оболочкой (ледяная литосфера) и модель с водно-ледяной оболочкой. Для обеих моделей определены мощности внешней оболочки, интервалы плотности в мантии, максимальные и минимальные размеры и массы металлических ядер, а также геохимические параметры (Fe_{tot}/Si) и Fe_m (*Kuskov, Kronrod*, 2001). На рис. 9.1 приведены геофизически допустимые вариации плотности (ρ_G^*) и безразмерного момента инерции (I_G^*) железокремнистого Fe—Si-ядра Ганимеда, т. е. спутника без водно-ледяной оболочки, удовлетворяющие полной массе и полному моменту спутника. Численные расчеты показали, что Fe—Si-ядро является дифференцированным на силикатную мантию и центральное железное или железо-сульфидное ядро.

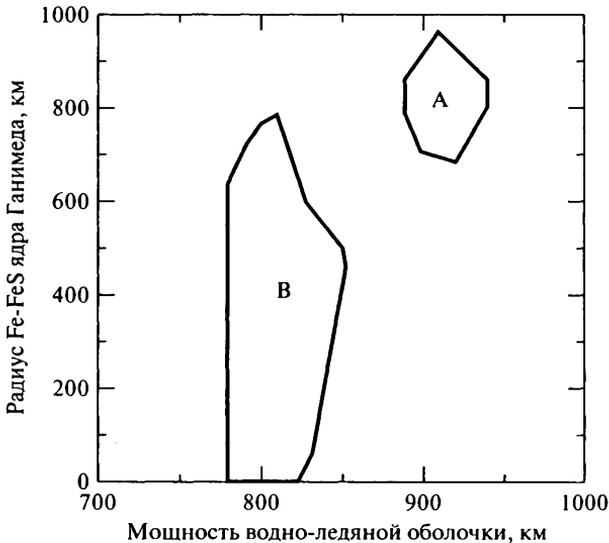


Рис. 9.2. Соотношения между суммарной мощностью водно-ледяной оболочки и размерами эвтектического Fe—FeS-ядра Ганимеда. Плотность мантии $3,32\text{--}3,6\text{ г/см}^3$. А — модель с внешней оболочкой из высокобарных модификаций льда мощностью 880–940 км, $R_{\text{max}}(\text{Fe—FeS-ядро}) = 950\text{ км}$. В — модель с внутренним океаном и ледяной литосферой (лед-I) мощностью 30–120 км, под которой находится слой воды мощностью 230–140 км, а на глубинах от 260 км до границы с железокламенным ядром — смесь воды и фаз льда высокого давления; суммарная мощность водно-ледяной оболочки — 780–850 км, $R_{\text{max}}(\text{Fe—FeS-ядро}) = 780\text{ км}$

Рис. 9.2 иллюстрирует соотношения между мощностью внешней оболочки и радиусом эвтектического Fe—FeS-ядра Ганимеда. На рис. 9.3. и в табл. 9.2 суммированы основные геофизические и геохимические параметры моделей внутреннего строения железокламенного ядра Ганимеда, на основании которых можно провести сопоставление его химического состава с хондритовым веществом (табл. 6.4).

9.3.1. Модели с водно-ледяной оболочкой

В трехслойной модели с водно-ледяной оболочкой (модель В на рис. 9.1 и 9.2) до глубин 30–120 км находится ледяная литосфера из льда-I, далее — внутренний океан мощностью 230–140 км, а на глубинах от 260 км до границы с железокламенным ядром — смесь воды и фаз льда высокого давления. $P\text{--}T$ -профиль для этой модели лежит на кривой плавления льдов. В соответствии с фазовой диаграммой лед-I стабилен до 2 кбар ($\sim 120\text{ км}$ для Ганимеда). Температура плавления льда-I уменьшается с увеличением давления до 251 К при 2 кбар (лед-I + лед-III + жидкость — тройная точка). Эта точка соответствует минимальной температуре плавления.

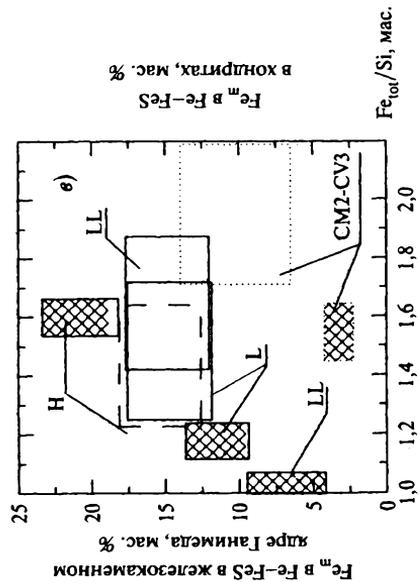
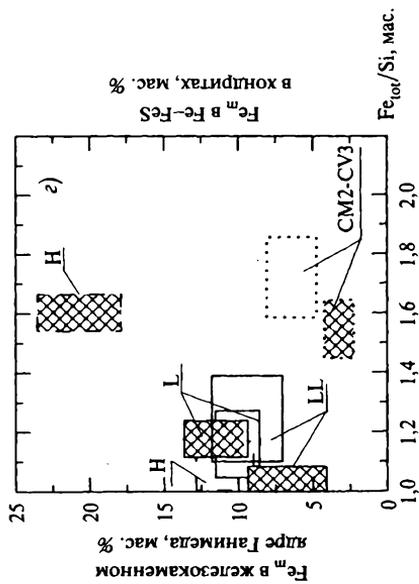
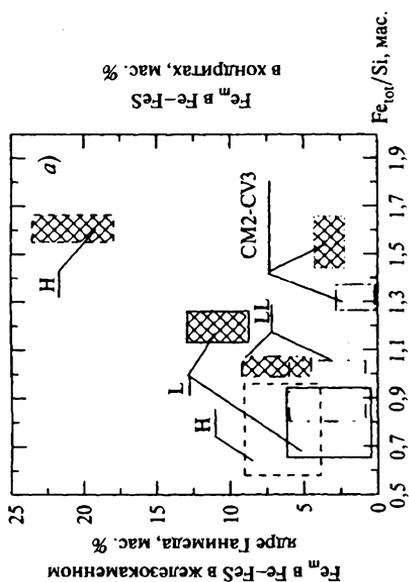
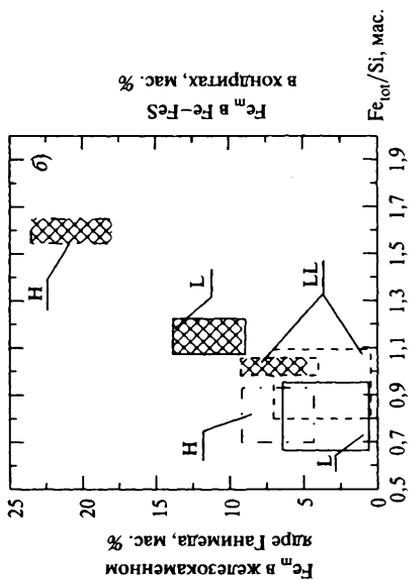


Рис. 9.3. Элементные отношения для моделей железокремнистого ядра Ганимеда (пустые области) и хондритов (заштрихованные области по *Jarosewich*, 1990; *McSween et al.*, 1991). Допустимые интервалы отношения $(\text{Fe}_{\text{tot}}/\text{Si})_{\text{мас}}$ и количества металлического железа (Fe_m) выведены из геофизических ограничений на полную массу и момент инерции спутника. Параметр $\text{Fe}_m = M(\text{Fe}_m)/M_G^*$ — отношение массы металлического железа в центральном ядре ($\text{Fe}_m = \text{Fe}$ (металл) или Fe из FeS) к массе всего железокремнистого ядра M_G^* . Фазовый состав и плотность мантии рассчитаны по химическому составу силикатной фракции обыкновенных и углистых хондритов. Элементные отношения железокремнистого ядра Ганимеда соответствуют только составу обыкновенных L/LL-хондритов. *a* — модель с внутренним океаном и эвтектическим $\text{Fe}-\text{FeS}$ -ядром; *b* — модель с внутренним океаном и Fe -ядром; *c* — модель со сплошной ледяной оболочкой и $\text{Fe}-\text{FeS}$ -ядром; *z* — модель со сплошной ледяной оболочкой и Fe -ядром

ния, поскольку температура плавления фаз высокого давления возрастает с увеличением давления. Тройные точки на фазовой диаграмме H_2O приведены на рис. 6.2 и в табл. 6.2. При моделировании использовалась «кондуктивная» модель (*Lipo*, 1982), согласно которой на глубинах от 260 км до границы с железокремнистым ядром находится смесь воды и фаз льда высокого давления. Плотность воды меньше, чем плотность высокобарных льдов, что приводит к минимальной плотности водно-ледяной оболочки по сравнению со сплошной ледяной оболочкой. В табл. 9.2 приведены геофизические и геохимические параметры железокремнистого ядра Ганимеда с водно-ледяной оболочкой для модели В.

Из рис. 9.1 следует, что модель (В) с внутренним океаном удовлетворяет общей массе и общему моменту инерции Ганимеда лишь при условиях, когда момент его железокремнистого $\text{Fe}-\text{Si}$ -ядра находится в пределах $I_G^* = 0,388-0,4$. В этом случае плотность $\text{Fe}-\text{Si}$ -ядра изменяется от $\rho_G^* = 3,43-3,616 \text{ г/см}^3$ (для ледяной литосферы толщиной 30 км) до $\rho_G^* = 3,39-3,55 \text{ г/см}^3$ (для ледяной литосферы в 120 км). Суммарная мощность водно-ледяной оболочки составляет 780–850 км, а геофизически допустимые значения радиуса $\text{Fe}-\text{FeS}$ -ядра могут варьировать от нуля до 800 км (рис. 9.2).

Значения I_G^* для этой модели близки к предельному случаю недифференцированного железокремнистого ядра ($I^* = 0,4$). Тогда, магнитное поле Ганимеда может быть связано только с внутренним океаном. Допущения, что магнитное поле может быть обусловлено окисленным состоянием ядра, содержащим большие концентрации магнетита (*Mueller, McKinnon*, 1988; *Crary, Bagenal*, 1998), маловероятны из-за противоречивости сведений о кинетике образования магнетита во внешней части Солнечной системы (*Hong, Fegley*, 1998).

Более простое объяснение состоит в том, что состав $\text{Fe}-\text{Si}$ -ядра может быть близок к составу углистых хондритов, содержащих высокие концентрации FeO и пренебрежимо малое количество железа (табл. 6.4). Плот-

Таблица 9.2

Модели состава и внутреннего строения железокаменного ядра Ганимеда

$H(H_2O)$, км	Плотность мантии, г/см ³	$R(\text{ядро})$, км	$(Fe_{\text{tot}}/Si)_{\text{мас}}$	$Fe_m = M(Fe_m)/M_G^*$, мас. %	Тип хондритов
Модель с ледяной оболочкой (А)					
880	3,32–3,36	848–872	1,20–1,27	12,7–13,8	H
		604–630	0,95–1,03	9,3–10,6	
900	3,36–3,41	860–900	1,40–1,58	13,5–15,6	L
		620–650	1,16–1,27	10,1–11,8	
900	3,40–3,44	820–860	1,40–1,53	11,7–13,4	LL
		590–620	1,19–1,27	8,7–10,0	
940	3,55–3,60	800–860	2,1–2,32	11,3–13,7	CM–CV
		565–575	1,84–1,87	8,0–8,3	
Модель с водно-ледяной оболочкой (В)					
810	3,32–3,36	735–785	0,85–0,94	7,5–9,1	H
820	3,37–3,41	700–740	0,94–1,02	6,6–7,9	L
820	3,40–3,44	625–700	0,95–1,06	4,7–6,5	LL
840	3,55–3,60	40–410	1,27–1,35	0,0–1,4	CM–CV

Примечание. $H(H_2O)$ — мощность водно-ледяной оболочки; плотность мантии охватывает интервалы плотности верхней, средней и нижней мантии, рассчитанные для фазовых ассоциаций по составу силикатной фракции хондритов (последняя колонка). $R(\text{ядро})$ — радиусы эвтектического Fe–FeS-ядра (верхние значения) и железного Fe-ядра (нижние значения); для модели (В) приведены только радиусы Fe–FeS-ядра, которые примерно в 1,5 раза больше, чем радиусы Fe-ядра. (Fe_{tot}/Si) — массовое отношение содержания общего железа в железокаменном ядре к кремнию. $Fe_m = M(Fe_m)/M_G^*$ — отношение массы металлического железа в центральном ядре к массе всего железокаменного ядра (M_G^*); $Fe_m = Fe(\text{металл})$ или Fe(металл) из эвтектического сплава Fe–FeS.

ность такого Fe–Si-ядра максимальна (рис. 9.1) из-за высокой плотности безводной силикатной фракции С-хондритов (табл. 9.2). Однако в этом случае Ганимед должен иметь весьма малые размеры Fe–FeS-ядра (от нуля до максимального радиуса $R_{\text{max}} \sim 400$ км) и содержать лишь 1,4 мас. % Fe_m при отношении $(Fe_{\text{tot}}/Si)_{\text{мас}} \sim 1,35$ (табл. 9.2), что не согласуется

с $Fe_m = 2,7-4,5\%$ и $Fe_{tot}/Si = 1,48-1,6$ в углистых хондритах (рис. 9.3 а, б, табл. 6.4).

Н-хондритовая модель мантии приводит к параметрам железокламенного ядра Ганимеда ($R_{max}(Fe-FeS\text{-ядра}) \sim 730-780$ км, $Fe_{tot}/Si \sim 0,9$, $Fe_m = 7,5-9\%$), которые не соответствуют валовому составу Н-хондритов (табл. 6.4).

Таким образом, проведенное обсуждение показывает, что модели железокламенного ядра Ганимеда, окруженного водно-ледяной оболочкой, не согласуются ни с валовым составом наиболее окисленных С-хондритов, ни с составом наиболее восстановленных Н-хондритов (рис. 9.3 а, б).

Как и для Европы, L/LL-хондритовые модели мантии с плотностью в интервале $3,36-3,44$ г/см³ при 20–40 кбар и 1000–1400 °С приводят к геохимическим параметрам ($Fe_{tot}/Si \sim 1,0$, $Fe_m = 5-8\%$, табл. 9.2) железокламенного ядра Ганимеда, которые хорошо согласуются с валовым составом L/LL-хондритов (табл. 6.4). При толщине водно-ледяной оболочки ~ 820 км максимальные радиусы центрального ядра составляют 620–750 км для эвтектического Fe–FeS-ядра и 400–500 км для Fe-ядра. Таким образом, существование внутреннего океана (модель В) под ледяной корой реализуется лишь при условии, что железокламенное ядро Ганимеда имеет валовый состав, близкий к родительским телам L/LL-хондритов. В этом случае источник магнитного поля Ганимеда может быть связан с конвективными движениями в океане.

9.3.2. Модели с ледяной оболочкой

В модели строения Ганимеда с ледяной оболочкой (модель А на рис. 9.1 и 9.2) плотность литосферы максимальна, что соответствует сплошному слою льда-I и полиморфных модификаций льдов высокого давления от поверхности до границы с железокламенным ядром. Ледяная оболочка при температурах ниже 251 К остается в твердом состоянии на любой глубине. Предполагается, что субсолидусная твердотельная конвекция может обеспечить транспорт тепла от железокламенного ядра к поверхности, поэтому льды остаются в твердом состоянии (*Reynolds, Cassen*, 1979). Профиль температуры находится ниже кривой плавления (*Lupo*, 1982). Плотность льдов варьировалась в пределах $1-1,4$ г/см³ (табл. 6.3). Геофизические и геохимические параметры железокламенного ядра Ганимеда с ледяной оболочкой для модели А приведены в табл. 9.2 и на рис. 9.3 в, г.

Мы показали (*Kuskov, Kronrod*, 2001), что для модели А железокламенное ядро имеет параметры $\rho^* = 3,551-3,764$ г/см³, $I^* = 0,3763-0,3899$ (рис. 9.1). Давление на границе лед — железокламенное ядро равно 17 кбар. Мощность ледяной оболочки, состоящей в соответствии с фазовой диаграммой H₂O из слоев льдов I, III, V и VI (рис. 6.2), составляет 880–940 км (рис. 9.2, табл. 9.2), что соответствует концентрации 46–48 % льда H₂O от массы спутника, которое отличается от солнечной пропорции лед/порода = 60/40 по массе (*Lewis*, 1997). *Sohl et al.* (2002), принявшие упрощенную

модель мантии оливинового состава, подтвердили нашу модель строения Ганимеда и нашли, что мощность ледяной оболочки ~ 900 км.

Минимальная (880 км) толщина оболочки приводит к наименьшим значениям плотности мантии (для силикатной составляющей Н-хондритов $\rho = 3,32\text{--}3,36$ г/см³) и к наибольшим размерам центрального ядра: $R_{\max}(\text{Fe}) \sim 630$ км, $R_{\max}(\text{Fe—FeS}) \sim 900$ км, что в пересчете дает: $\text{Fe}_m = 9\text{--}14\%$ и $\text{Fe}_{\text{tot}}/\text{Si} = 1,0\text{--}1,3$. Максимальная (940 км) толщина оболочки приводит к наибольшим значениям плотности мантии ($\rho = 3,55\text{--}3,6$ г/см³ для силикатной фракции CM2 и CV3 хондритов) и к наименьшим размерам центрального ядра: $R_{\max}(\text{Fe}) \sim 570$ км, $R_{\max}(\text{Fe—FeS}) \sim 800\text{--}860$ км, что дает: $\text{Fe}_m = 8\text{--}14\%$ и $\text{Fe}_{\text{tot}}/\text{Si} = 1,8\text{--}2,3$ (табл. 9.2).

Подобно рассмотренным соотношениям для Европы, эти количества железа в центральном ядре Ганимеда, равно как и отношения $\text{Fe}_{\text{tot}}/\text{Si}$, не согласуются ни с валовым составом наиболее окисленных С-хондритов, ни с составом наиболее восстановленных Н-хондритов (рис. 9.3 в, з). Поэтому, валовый состав железозакаменного материала спутника не соответствует составам Н-хондритов и углистых хондритов.

При мощности ледяной оболочки 900 км модели Fe—Si-ядра Ганимеда с L/LL-хондритовой мантией (с плотностью 3,36–3,44 г/см³) и с центральным железным или эвтектическим ядром имеют следующие параметры: $\text{Fe}_{\text{tot}}/\text{Si} = 1,1\text{--}1,3$, $\text{Fe}_m = 8,7\text{--}12\%$ и $R(\text{Fe-ядро}) = 590\text{--}650$ км; $\text{Fe}_{\text{tot}}/\text{Si} = 1,4\text{--}1,6$, $\text{Fe}_m = 12\text{--}16\%$ и $R(\text{Fe—FeS-ядро}) = 820\text{--}900$ км (рис. 9.3 в, з, табл. 9.2). Геохимические параметры Ганимеда с центральным железным ядром хорошо согласуются с валовым составом как L-хондритов (9,3–13,6% Fe_m , $\text{Fe}_{\text{tot}}/\text{Si} = 1,18 \pm 0,06$), так и LL-хондритов (4–9,5% Fe_m , $\text{Fe}_{\text{tot}}/\text{Si} = 1,03 \pm 0,04$), табл. 6.4. Напротив, модели Ганимеда с эвтектическим ядром лишь на пределе согласуются с количеством железа и отношением $\text{Fe}_{\text{tot}}/\text{Si}$ в L/LL-хондритах. Обыкновенные хондриты обогащены металлом и содержат около 6 мас. % FeS.

Принимая во внимание неопределенность полученных оценок, можно предположить, что валовый состав железозакаменного ядра Ганимеда близок к составу метеоритного вещества типа L/LL-хондритов. Сопоставление элементных параметров позволяет говорить не только о сходстве валового состава железозакаменного ядра Ганимеда с веществом родительских тел L/LL-хондритов, но и с валовым составом Ио и Европы (см. гл. 7, 8).

9.4. Заключение и выводы

В главе проведен анализ геолого-геофизических и космохимических данных и построены модели внутреннего строения Ганимеда. Реконструкция химического состава силикатной мантии, размеров и массы металлического Fe—FeS-ядра проведена на основе решения обратной задачи по геофизическим ограничениям на массу, среднюю плотность и момент

инерции. Вычислительная процедура включала термодинамические данные и уравнения состояния воды, высокобарных льдов, метеоритного вещества и фазовые диаграммы минеральных систем. Рассчитаны шестислойные модели, состоящие из внешней водно-ледяной оболочки, трехслойной (безводной) силикатной мантии и центрального железо-сульфидного ядра (железного Fe-состава и эвтектического Fe—FeS-состава). Для водно-ледяной оболочки рассмотрены две модели: модель с ледяной оболочкой (А), состоящей из полиморфных модификаций льдов высокого давления I, III, V и VI; модель с внутренним океаном (В). Интерпретация результатов расчетов позволяет сделать следующие выводы.

- (1) Обобщенную модель внутреннего строения Ганимеда можно представить в следующем виде. Спутник состоит из центрального железо-сульфидного ядра, обогащенного железом, с радиусом 600–700 км, силикатной мантии L/LL-хондритового состава мощностью 1000–1100 км, окруженной внешней водно-ледяной оболочкой мощностью 800–900 км.
- (2) Геохимические параметры железокремнистого ядра Ганимеда ($Fe_{tot}/Si = 1-1,3$, $Fe_m = 6-12\%$) хорошо согласуются с валовым составом обыкновенных L/LL-хондритов, содержащих около 6 мас. % FeS, но не соответствуют элементным отношениям в веществе Н-хондритов и С-хондритов. Сопоставление элементных параметров позволяет говорить не только о сходстве валового состава железокремнистого материала Ганимеда с веществом родительских тел L/LL-хондритов, но и с валовым составом Ио и Европы. Полученные данные находятся в сильном противоречии с оценками (Sohl *et al.*, 2002), согласно которым $(Fe_{tot}/Si)_{мас} \sim 2-5$ для Ганимеда, что значительно превышает значения этого отношения для любых известных типов метеоритов. Более подробно этот вопрос обсуждается в гл. 13.
- (3) Максимальная мощность водно-ледяной оболочки в модели с океаном составляет около 800 км, что примерно на 100 км меньше, нежели для модели со сплошной ледяной оболочкой. В модели (А) с ледяной оболочкой магнитное поле Ганимеда может быть связано только с массивным металлическим ядром, обогащенным железом и находящимся в частично расплавленном состоянии. В таком ядре перемешивание вещества термохимической конвекцией должно приводить к генерации магнитного поля. Полная кристаллизация ядра исключает такую возможность. В модели (В) источник магнитного поля Ганимеда может быть связан как с конвективными движениями в ядре, так и в океане.

Авторы (Showman, Malhotra, 1999; Stevenson, 2003; Hauck *et al.*, 2006) связывают магнитное поле Ганимеда с расплавленным Fe—S ядром, хотя и отмечают, что механизм динамо является плохо понятным из-за трудности поддержания конвекции в теле со столь малыми размерами. Источни-

ком магнитного поля может быть и мощный океанский слой, наличием которого объясняются возмущения магнитного поля Европы и Каллисто, зарегистрированные во время пролетов «Галилео» (*Zimmer et al.*, 2000). В этом случае конвективные движения происходят в водном растворе электролита, а источником энергии является тепловой поток из недр спутника. М. Кивелсон и др. (*Kivelson et al.*, 2002), не исключая механизм динамо, связывают магнитное поле Ганимеда с внутренним океаном. Однако твердые доказательства существования внутреннего океана пока отсутствуют.

Внутреннее строение Каллисто

10.1. Степень дифференциации Каллисто по геолого-геофизическим данным

Спутник Юпитера Каллисто назван именем дочери царя Аркадии, очаровавшей своей красотой громовержца Зевса. Каллисто — один из четырех галилеевых спутников Юпитера, наиболее удаленный от центрального тела (1,9 млн км или $26,4 R_{\text{Юп}}$ от Юпитера). Степень дифференциации Каллисто, масштабы кратерообразования, тектоническая активность и влияние источников тепла на геологическую историю до полетов «Галилео» широко обсуждались в обзорах (Воронов и др., 1986; Пассей, Шумейкер, 1986; Консолманьо, Льюис, 1978; Кассен и др., 1985; Поллак, Фанейл, 1986; Мелош, 1994).

Поверхность Каллисто — наиболее древняя среди галилеевых спутников, покрытая множеством кратеров, не несет следов вулканической активности. По насыщенности кратерами Каллисто превосходит Луну и Меркурий. Наиболее заметны три крупнейших многокольцевых ударных бассейна: Валхалла (Valhalla, диаметр около 4000 км), Асгард (Asgard, 1700 км) и Адлинда (Adlinda, 800 км). Основные черты спутника, вероятно, сформировались в период интенсивной метеоритной бомбардировки, завершившейся ~ 4 млрд лет назад (Greeley et al., 2000; Базилевский и др., 2000). На Каллисто не выявлено признаков тектонической активности в более поздние геологические эпохи, что существенно отличает ее от других спутников Юпитера. На снимках Каллисто, равно как Европы и Ганимеда, обнаружена характерная полосчатая структура поверхности, состоящая в основном из льда H_2O . Альbedo поверхности Каллисто близко к $\sim 0,2$, что указывает на преобладание темной неледяной компоненты (типа вещества углистых хондритов) в материале поверхностного слоя. Низкая температура поверхности препятствует пластическому течению льда, что определяет хорошую сохранность древних кратеров.

Размеры Каллисто близки к размерам Меркурия. Каллисто обладает наименьшей средней плотностью из всех галилеевых спутников (табл. 6.1), сопоставимой с плотностью Ганимеда, но почти втрое меньше плотности Меркурия. В Солнечной системе, за исключением, вероятно, Титана, отсутствуют другие тела, по валовому составу подобные этим ледяным спут-

никам. Низкие плотности ($1,8-1,9 \text{ г/см}^3$) внешних галилеевых спутников указывают на то, что они состоят из смеси льдов H_2O и железокристаллического материала в примерно равной пропорции. Сходство в строении Каллисто и Ганимеда на этом заканчивается, а степень их химической дифференциации, гравитационные и магнитные поля, морфология ледяной поверхности, характер аккреции и влияние источников тепла на геологическую историю спутников существенным образом различаются.

Предварительные исследования моделей формирования (по механизму гомогенной или гетерогенной аккреции) и эволюции ледяных тел, образовавшихся из низкотемпературных конденсатов, описаны в работах (Lewis, 1971; Консолманьо, Льюис, 1978, 1980). Теоретические модели внутреннего строения Каллисто без сведений о моменте инерции могут быть трех типов и допускать как полную или частичную дифференциацию недр Каллисто, так и отсутствие дифференциации. Консолманьо и Льюис (1978) из данных по космическому обилию элементов предположили, что этот спутник был сформирован из однородной смеси льда и нелетучего материала в массовой пропорции 60:40. Затем в результате радиоактивного нагрева до субсолидусной температуры вязкость льда уменьшалась, что привело к разделению льда и железокристаллической компоненты. Эти же авторы полагали, что недра (но не поверхность) Каллисто прошли через стадию плавления и в настоящее время спутник представляет собой дифференцированное тело, состоящее из ледяной коры и силикатов толщиной $\sim 200 \text{ км}$, мантии из жидкой воды мощностью около 1000 км и силикатного ядра радиусом 1200 км . Их модель объясняет гораздо более темную поверхность Каллисто по сравнению с таковой Европы и Ганимеда.

По мнению Поллака и Фанейла (1986) Каллисто темнее Ганимеда, потому что отношение содержания силикатов (а значит, и радиогенных изотопов) к содержанию льда у Ганимеда значительно выше. Это различие привело к тому, что у Каллисто в основном сохранилась первичная кора (смесь льда и силикатов, подобных углистым хондритам), тогда как Ганимед оказался более активным в тектоническом отношении, и его кора была очищена под влиянием внутренних процессов. Кроме однородных моделей рассматривалась модель Каллисто, основанная на предположении, что этот спутник сформировался в результате неоднородной аккумуляции и состоит из железокристаллического ядра, окруженного льдом (Консолманьо, Льюис, 1978).

Рейнольдс и Кассен (Reynolds, Cassen, 1979), рассмотрев тип ледяных тел с размерами, характерными для галилеевых спутников, полагали, что они должны иметь относительно простую двухслойную структуру с внутренним железокристаллическим ядром (без льда), окруженным внешней оболочкой из льдов H_2O , в которой слой жидкой воды отсутствует. Конвективный теплоперенос в слое льда-I, более эффективный по сравнению с кондуктивным, способствует замораживанию всей массы воды в спутнике. Однако в моделях подобного типа при определенных условиях железокристаллическая

компонента и лед в конвективной зоне могут не разделяться (*Schubert et al.*, 1981; *Friedson, Stevenson*, 1983). Это происходит из-за того, что теплоперенос из недр спутника к поверхности оказывается столь эффективным, что предотвращает нагрев льда до субсолидусных температур и миграцию мелких фракций железокремнистой компоненты в нижние горизонты.

Ограничения на особенности строения спутников можно вывести из данных «Галилео» по гравитационным и магнитным полям. Гравитационные поля и фигуры спутников определяются распределением плотности в их недрах и их угловыми скоростями вращения. Величина момента инерции Ганимеда оказалась наименьшей среди спутников Юпитера, что, наряду с обнаружением собственного магнитного поля, указывает на расслоенную структуру Ганимеда. Это означает, что Ганимед прошел через стадию дифференциации с выделением внешней водно-ледяной оболочки, силикатной мантии и центрального Fe—FeS-ядра (гл. 9).

Модели внутреннего строения Ганимеда и Каллисто показывают, что эти спутники являются антиподами. Особенности их строения обусловлены спецификой аккреции и последующей тепловой эволюции. Несмотря на то что по своим размерам Каллисто лишь немного уступает Ганимеду, особенности процессов теплопереноса привели к неполной дифференциации Каллисто (*Kuskov, Kronrod*, 2005). Одно из возможных объяснений дихотомии внешних спутников Юпитера предлагается в работе (*Mosqueira, Estrada*, 2003a, b), где отсутствие полной дифференциации объясняется более высоким временем аккреции Каллисто ($\sim 10^6$ лет) по сравнению с Ганимедом ($10^3 - 10^4$ лет).

Отсутствие собственного магнитного поля (*Khurana et al.*, 1998), вероятно, указывает на отсутствие центрального Fe—FeS-ядра и подтверждает гипотезу о частичной дифференциации недр Каллисто. Следует, правда, отметить, что во время пролетов «Галилео» вблизи Каллисто были зарегистрированы возмущения магнитного поля (*Zimmer et al.*, 2000). При отсутствии расплавленного ядра это допускает существование под твердой ледяной корой жидкого слоя — водного океана с соленостью, близкой к морской воде (водного раствора электролитов). Если Каллисто обладает таким проводящим слоем электролита, то в нем под воздействием электромагнитного поля Юпитера индуцируется электрический ток, вызывая наведенное магнитное поле. Возмущения магнитного поля могут быть связаны с конвективными движениями в морской воде.

Решение проблемы о степени дифференциации Каллисто было невозможно до полета «Галилео». Результаты измерений характеристик орбиты КА «Галилео», полученные во время первого пролета, и вычисленная величина безразмерного момента инерции ($I/MR^2 = 0,407$) указали на недифференцированный характер недр (*Anderson et al.*, 1997b). Это означало, что вещество спутника, не разделенное на оболочки, представляет собой более или менее однородную смесь льда и железокремнистого материала. Последующие пролеты и измерения привели к более надежным опреде-

лениям характеристик гравитационного поля Каллисто (*Anderson et al.*, 1998b; 2001a), на основе которых были вычислены уточненные значения момента и которые привели к пересмотру предыдущих представлений.

Андерсон с соавторами (*Anderson et al.*, 2001a) получили серию решений по распределению плотности для двух- и трехслойных моделей частично дифференцированной Каллисто, находящейся в гидростатическом равновесии. В одном из них существует твердая ледяная оболочка с плотностью около 1 г/см^3 и мощностью 300–350 км, покрывающая нижележащую оболочку, сложенную из смеси льда и железокремнистого Fe—Si-материала, со средней плотностью $2,3 \text{ г/см}^3$. В другом — существует толстая ($> 1000 \text{ км}$) оболочка из смеси льда и Fe—Si-компоненты (т. е. лед и Fe—Si-компонента не разделены) с плотностью около $1,6 \text{ г/см}^3$, покрывающая внутреннее железокремнистое ядро, свободное от льда. Это внутреннее ядро радиусом менее 25 % радиуса спутника, вероятно, состоит из смеси скального материала и Fe—FeS-сплава. Ограничения на мощность ледяной оболочки, полученные для трехслойных моделей (чистая ледяная оболочка + смесь льда и Fe—Si-компоненты + чистая Fe—Si-компонента), мало отличаются от двухслойных. Следует заметить, что плотность льдов высокого давления в ледяной оболочке существенно отличается от $\rho = 1 \text{ г/см}^3$, принятой Андерсоном и др. (*Anderson et al.*, 2001a), а возможность существования водного слоя в этой работе не рассматривалась.

Информация «Галилео» по геолого-геофизическим характеристикам была использована для моделирования внутреннего строения Каллисто и анализа возможности существования океана. Однако полной ясности в проблеме строения внешней оболочки нет (*Schubert et al.*, 2004). Ряд авторов (*Ruiz*, 2001; *Кронрод*, *Кусков*, 2003, 2005) пришли к выводу о существовании океана, что согласуется с данными магнитометрических исследований «Галилео» (*Zimmer et al.*, 2000).

Напротив, авторы (*Deschamps*, *Sotin*, 2001; *Nagel et al.*, 2004) полагают, что сохранение внутреннего океана возможно либо при наличии растворенных в воде летучих и солей, либо за счет дополнительных источников энергии. *Spohn*, *Schubert* (2003), рассмотрев равновесные теплофизические модели, включающие перенос тепла по кондуктивному и конвективному механизму, проанализировали возможность существования океана, состав которого моделируется системами H_2O и $\text{H}_2\text{O}-\text{NH}_3$. Основываясь на параметризации конвективного транспорта тепла с вязкостью, зависящей от температуры, они нашли, что для частично дифференцированной Каллисто при мощности ледяной коры 60–80 км глубина океана может достигать 200–350 км. Однако, как показывает обсуждение, проведенное в первой части и в гл. 9, вхождение NH_3 в состав ледяных спутников Юпитера проблематично, так как зависит от модели субнебулы Юпитера. *McKinnon* (2006), кроме того, отмечает, что если конвекция в Каллисто существует в настоящее время, то необходимо объяснить отсутствие заметных проявлений эндогенной тектоники на ее поверхности.

Несмотря на обилие новой геолого-геофизической информации, модели внутреннего строения Каллисто остаются дискуссионными. Отсутствует определенность в ответе на принципиальный вопрос о степени дифференциации Каллисто. Представляет ли Каллисто тело, сложенное гомогенной смесью железоканменного материала и льда, концентрация которого уменьшается с глубиной (недифференцированная модель), или же надо описывать ее строение двухслойной моделью, согласно которой спутник состоит из ледяной литосферы и каменно-ледяной мантии (смесь льдов высокого давления и скального материала)? Или, возможно, Каллисто прошла этап более полной дифференциации на внешнюю водно-ледяную оболочку, каменно-ледяную мантию (с постоянной концентрацией льда) и внутреннее железоканменное ядро (трехслойные модели). Остается неясным наличие центрального металлического ядра. Еще более интригующим является вопрос о существовании внутреннего океана.

Поиск аргументов (*pro et contra*) в отношении возможности нахождения жидкой воды на ледяных спутниках Юпитера (Европа, Ганимед, Каллисто), Сатурна (Титан, Энцелад и др.) и на ледяных телах из пояса Койпера важен с точки зрения развития дальнейших представлений об их строении и эволюции. Предстоит выяснить — не противоречит ли возможность существования в настоящее время (или в прошлом) слоя воды всей совокупности геолого-геофизической, теплофизической и термодинамической информации. В связи с этим определение мощности внешней водно-ледяной оболочки Каллисто, ее агрегатного состояния и фазового состава (вода, льды высокого давления) представляет особый интерес. В общем случае океанический слой должен содержать растворенные соли ($MgSO_4$, Na_2SO_4 , $NaCl$ и др.) и, возможно, некоторые летучие компоненты (см. гл. 6, 9). Здесь, так же как и в предыдущих главах, мы ограничимся анализом строения внешней оболочки Каллисто, состоящей из воды и льдов высокого давления.

Сопряженные с проблемой строения внешней оболочки и другие, не менее важные, задачи заключаются в определении степени дифференциации и структурных параметров внутреннего строения Каллисто, согласованных с данными геолого-геофизических наблюдений. Основные задачи главы заключаются в следующем:

- (1) исследование агрегатного состояния водно-ледяной оболочки;
- (2) определение концентрации льда в мантии и суммарной концентрации H_2O в спутнике;
- (3) поиск ограничений на распределение плотности в мантии, на максимальные и минимальные размеры железоканменного ядра;
- (4) построение моделей внутреннего строения Каллисто.

В предыдущих разделах были описаны алгоритмы решения задачи по моделированию внутреннего строения Ио, Европы и Ганимеда. Аналогичный подход с некоторыми модификациями используется и при исследовании проблемы внутреннего строения и химической дифференциации

Каллисто. Полученные в главе результаты излагаются по работам (Кронрод, Кусков, 2003, 2005; Кусков, Кронрод, 2005; Kuskov, Kronrod, 2005).

10.2. Особенности внутреннего строения Каллисто

Модели Каллисто. Задача моделирования внутреннего строения и химической дифференциации ледяных спутников сводится к решению системы уравнений, включающих: условия термодинамического и гидростатического равновесия, уравнения состояния фаз, теплопереноса и сохранения массы и момента. В общем виде будем предполагать, что Каллисто является спутником, состоящим из трех оболочек разного химического состава (рис. 10.1).

Оболочки подразделены на несколько слоев: (1) внешняя водно-ледяная оболочка (ледяная кора из льда-1 ± подстилающий водный слой (океан) ± льды высокого давления); (2) каменно-ледяная оболочка (мантия), состоящая из смеси льдов высокого давления и железокаменного (скального) Fe—Si-материала (силикатов и/или гидросиликатов + Fe—FeS-сплав); (3) центральное железокаменное ядро, не содержащее льда. То есть Fe—Si-материал, состоящий из скальной породы и не содержащий льда, входит как в состав каменно-ледяной мантии, так и в вещество нижележащего железокаменного ядра.

Концентрация льда H_2O в каменно-ледяной области *a priori* неизвестна. Она может быть переменна по глубине и изменяться от 100% (чистый

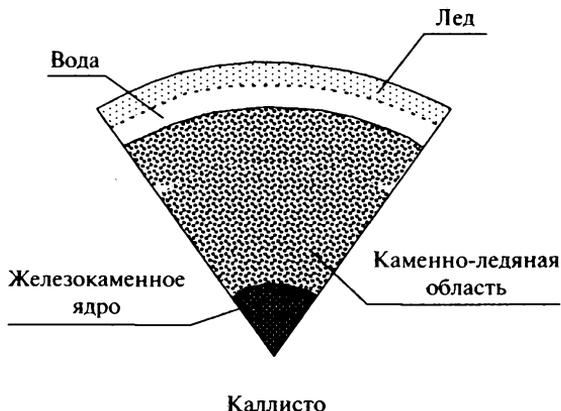


Рис. 10.1. Схема внутреннего строения Каллисто — частично дифференцированного спутника, состоящего из трех оболочек: внешней водно-ледяной оболочки; промежуточной каменно-ледяной области (смесь льдов высокого давления, силикатов и/или гидросиликатов и Fe—FeS-сплава); центрального железокаменного ядра, не содержащего льда (смесь скального материала и Fe—FeS-сплава)

лед) до полного отсутствия льда (сухая железоканменная Fe—Si-компонента). Их соотношения в каменно-ледяной мантии подлежат определению. В процессе аккреции и последующей термохимической эволюции спутника Fe—Si-компонента могла мигрировать в более глубокие области, но не наоборот. Поэтому, кроме условия отсутствия инверсии плотности по глубине, накладывается условие убывания (не возрастания) концентрации льда по глубине.

Железоканменное ядро может быть дифференцированным на силикатную мантию и металлическое Fe—FeS-ядро или недифференцированным. Из-за недостатка информации будем считать, что железоканменное ядро является недифференцированным и состоит из гомогенной смеси силикатов и Fe—FeS-сплава. Для построения моделей внутреннего строения Каллисто использованы геофизические ограничения, геохимические данные по составу метеоритов, а также термодинамические данные по фазовой диаграмме H₂O, уравнениям состояния воды, льдов высокого давления и метеоритного вещества в системе



Для повышения точности расчетов весь объем спутника разбивается на пять сферических слоев ($i = 0-4$). Предполагается, что внешний водно-ледяной слой мощностью $H(\text{H}_2\text{O})$ (с индексом $i = 0$) состоит из ледяной коры (лед-I), воды и полиморфных модификаций льда. Если спутник дифференцирован лишь частично, то между водно-ледяной оболочкой и железоканменным ядром должен находиться слой из смеси льдов высокого давления и Fe—Si-материала — каменно-ледяная мантия. Каменно-ледяная мантия по глубине (Z) достаточно произвольно разделена на три резервуара ($i = 1, 2, 3$): $H(\text{H}_2\text{O}) < Z_1 < 600$ км, $600 < Z_2 < 900$ км, 900 км $< Z_3 < Z_{\text{core}}$, где Z_{core} соответствует глубине на верхней границе железоканменного ядра. В центральной области ($i = 4$) находится внутреннее железоканменное ядро, не содержащее льда, $Z_{\text{core}} < Z_4 < R_{\text{Cal}}$, R_{Cal} — радиус Каллисто. Считается, что P — T -условия в пределах каждого резервуара постоянны.

Геофизические ограничения. Коэффициенты гравитационного поля Каллисто определены по данным «Галилео». Отсюда в предположении гидростатического равновесия и сферической симметрии вычислены значения безразмерного момента инерции, массы, среднего радиуса и средней плотности (Anderson et al., 2001a):

$$\begin{aligned} \text{масса} & M = 107,6 \times 10^{24} \text{ г}, \\ \text{средняя плотность} & \rho = 1,8344 \pm 0,0034 \text{ г/см}^3, \\ \text{радиус} & R = 2410,3 \text{ км}, \\ \text{момент инерции} & I^* = \frac{I}{MR^2} = 0,3549 \pm 0,0042. \end{aligned} \tag{10.1}$$

Интегральные параметры (10.1) приняты в качестве базовых ограничений на модели внутреннего строения Каллисто.

Концентрация льда и скальной Fe—Si-компоненты в каждом каменно-ледяном резервуаре, мощность водно-ледяной оболочки, ледяной коры и водного слоя, а также радиус Fe—Si-ядра подлежат определению из геофизических ограничений. Распределение плотности должно удовлетворять моменту инерции, массе спутника, плотности Fe—Si-компоненты и льдов при температурах и давлениях недр на соответствующих глубинах. С учетом (10.1) эти ограничения можно выразить в виде следующей системы уравнений, аппроксимирующих систему (6.14), дополнительными условиями:

$$M = \frac{4}{3}\pi \sum_{i=0}^4 \rho_i (R_i^3 - R_{i+1}^3) + \delta M, \quad (10.2)$$

$$I = \frac{1,6}{3}\pi \sum_{i=0}^4 \rho_i (R_i^5 - R_{i+1}^5) + \delta I, \quad (10.3)$$

$$\rho_{i+1} > \rho_i, \quad (10.4)$$

$$C_{i+1,ice} \leq C_i \quad (i = 1, 2, 3), \quad (10.5)$$

где

$$C_{i,ice} = \frac{\rho_{i,ice}(\rho_{i,Fe-Si} - \rho_i)}{\rho_i(\rho_{i,Fe-Si} - \rho_{i,ice})}. \quad (10.6)$$

Здесь $\delta M, \delta I = \pm 0,0042$ — погрешности, причем погрешностью в δM пренебрегаем из-за ее малости по сравнению с δI ; ρ_i — плотность i -го слоя, R_{i+1}, R_i — наименьший и наибольший радиус i -го слоя; $\rho_{i,Fe-Si}, \rho_{i,ice}, C_{i,ice}$ — плотности Fe—Si-компоненты и льда, массовая доля льдов в i -м резервуаре каменно-ледяной области. Уравнение (10.4) означает отсутствие инверсии плотности по глубине. Из условия (10.5) следует, что концентрация льда с глубиной не возрастает вследствие того, что более тяжелая железоканменная компонента может перемещаться относительно льда только к центру спутника. Система (10.2)–(10.5) решается методом Монте-Карло. В верхнем, среднем и нижнем резервуарах каменно-ледяной области с помощью датчика случайных чисел просматривается вся область допустимых значений плотности ($\rho_i, i = 1, 2, 3$) и выбираются те значения ($\rho_{min,i} < \rho_i < \rho_{max,i}$), для которых выполняются балансовые соотношения для момента инерции с погрешностью δI . Затем при выполнении условий (10.4), (10.5) из уравнения сохранения массы (10.2) вычисляются масса железоканменного ядра и его радиус.

Распределение давления в спутнике в приближении гидростатического равновесия находится интегрированием системы уравнений

$$\frac{dP}{dR} = -\frac{Gm(R)\rho(R)}{R^2}, \quad \frac{dm}{dR} = 4\pi R^2 \rho(R), \quad (10.7)$$

где ρ — текущая плотность, R — текущий радиус, $m(R)$ — масса, содержащаяся внутри сферы радиуса R , G — гравитационная постоянная.

Геохимические и космохимические ограничения. Дополнительные ограничения на состав и плотность железозакаменного материала Каллисто вводятся по аналогии с моделями Ио, Европы и Ганимеда с учетом геохимических данных по составу метеоритов. Ранее было показано, что валовый состав Ио и Fe—Si-ядер Европы и Ганимеда подобен составу обыкновенных L/LL-хондритов. Примем, что состав сухого железозакаменного Fe—Si-материала Каллисто может быть описан составом вещества типа L/LL-хондритов, содержащего до 10–15 % железа и сульфида железа.

При нормальных условиях плотность Fe—Si-материала Каллисто (силикатная фракция L/LL-хондритов + 10–15 % Fe—FeS-сплава) составляет $\rho_{\text{Fe-Si}}^0$ (298 К, $P = 1$ бар) = 3,60–3,64 г/см³, что соответствует средней плотности Ио (3,53 г/см³) и с поправкой на пористость хорошо согласуется с измерениями плотности обыкновенных хондритов (Wilkinson, Robinson, 2000).

В каменно-ледяной мантии Каллисто нельзя исключать присутствие водосодержащих минералов (Mueller, McKinnon, 1988) и, следовательно, плотность Fe—Si-составляющей будет зависеть от степени гидратации сухих силикатов. Принимая плотность водосодержащих минералов (серпентин, тальк), равной 2,6–2,9 г/см³, получим, что при нормальных условиях минимальная плотность Fe—Si-компоненты, содержащей гидросиликаты и 10–15 % Fe—FeS-сплава, находится в интервале 3,15–3,30 г/см³. Таким образом, максимальный разброс плотности железозакаменной компоненты (смесь безводных силикатов и/или гидросиликатов + Fe—FeS-сплав) составляет $3,15 < \rho_{\text{Fe-Si}}^0 < 3,62$ г/см³. Эти значения с поправкой на сжатие приняты при моделировании недр Каллисто.

Ограничения на состав водно-ледяной оболочки. Простая однокомпонентная система H₂O имеет одну из наиболее сложных фазовых диаграмм (рис. 6.2). Сейчас, помимо жидкой воды, насчитывается более дюжины различных кристаллических и аморфных фаз льда. Фазовые переходы льдов довольно хорошо изучены (гл. 6). При сжатии в зависимости от температуры могут быть реализованы фазовые переходы типа лед-I — II — III — V — VI — VII — VIII. Уравнения состояния аморфных льдов здесь не рассматриваются.

Состав и температура жидкой фазы на ледяных спутниках нам неизвестны, а теоретические оценки солёности морской воды по данным магнитометра «Галилео» проблематичны. Из-за отсутствия данных по составу и температуре внешней оболочки Каллисто будем считать, что ее физические свойства и агрегатное состояние определяются системой: вода + полиморфные модификации льдов.

Фазовая диаграмма воды такова, что геотерма в водно-ледяной оболочке Каллисто может пересечь сначала область льда-I, затем область

жидкой воды, после чего вновь войти в область льдов высокого давления. Согласно фазовой диаграмме H_2O , температура плавления гексагонального льда-I понижается до 251 К с ростом давления до 2,07 кбар (вода + лед-I + лед-III — тройная точка). Эта точка характеризует минимальную $T_{пл}$ льда-I. Вследствие такой особенности свойств воды при определенном распределении температуры по глубине возникает возможность существования жидкой фазы под ледяной корой спутников. $T_{пл}$ льдов высокого давления возрастает с увеличением давления.

Плотности жидкой и твердых фаз в оболочках Каллисто вычисляются по уравнениям состояния воды и льдов высокого давления в соответствии с фазовой диаграммой H_2O (Lipo, Lewis, 1979; Lipo, 1982), где P — в барах, T — в К:

$$\begin{aligned}
 \text{жидкость} \quad \rho_{H_2O} &= \left(1,0014 + 0,00034(T - 273,15) + 8,6 \times 10^{-7} \times \right. \\
 &\quad \left. \times (T - 273,15)^2 - \frac{P}{22\,400} + 3,4 \times 10^{-5} P e^{-3400/P} \right)^{-1}, \\
 \text{лед-I} \quad \rho_{ice} &= 0,9403 + (1,143 \times 10^{-4})(P - 1)^{0,737} - 8,585 \times 10^{-5} T, \\
 \text{лед-II} \quad \rho_{ice} &= 1,1711 + 8,96 \times 10^{-6} P - 7,9 \times 10^{-5} T, \\
 \text{лед-III} \quad \rho_{ice} &= 1,1234 + 1,077 \times 10^{-5} P, \\
 \text{лед-V} \quad \rho_{ice} &= 1,2466 + 1,14 \times 10^{-5} P - 1,82 \times 10^{-4} T, \\
 \text{лед-VI} \quad \rho_{ice} &= (0,7812 + 4,6 \times 10^{-5} T - 5,97 \times 10^{-6} P)^{-1}, \\
 \text{лед-VII-VIII} \quad \rho_{ice} &= 1,5422 + 5,58 \times 10^{-6} P - 1,01 \times 10^{-4} T.
 \end{aligned} \tag{10.8}$$

10.3. Строение водно-ледяной оболочки Каллисто

Решение системы уравнений (10.2)–(10.8) приводит к строгим ограничениям на максимальную мощность водно-ледяной оболочки Каллисто, которая достигает 270–315 км при постоянной массовой доле льда по глубине ($C_{1,ice} = C_{2,ice} = C_{3,ice}$, уравнение (10.5)) и слабо зависит от плотности собственно Fe–Si-компоненты в интервале $3,15 < r_{Fe-Si}^0 < 3,62$ г/см³.

Фазовый состав (вода, модификации льдов) внешней оболочки Каллисто не может быть определен из решения системы (10.2)–(10.8), поскольку зависит от распределения температуры в спутнике. Поэтому для определения внутреннего строения водно-ледяной оболочки необходим анализ процессов теплопереноса. Рассмотрим самую внешнюю твердую оболочку — область льда-I от поверхности спутника до водного слоя, которую будем называть ледяной корой или литосферой. Распределение

температуры в ледяной коре для сферически симметричной модели описывается стационарным уравнением теплопроводности

$$\frac{1}{R^2} \frac{d}{dR} \left(R^2 \chi \frac{dT}{dR} \right) = 0 \quad (10.9)$$

с граничными условиями $T = T_1 = 100\text{--}130$ К на поверхности Каллисто (Mueller, McKinnon, 1988) и $T = T_2$ на нижней границе ледяной коры. Здесь χ — коэффициент теплопроводности, R — радиус. Теплопроводность водяного льда зависит от температуры как

$$\chi = \frac{\chi_0}{T}, \quad (10.10)$$

где $\chi_0 = 567$ Вт/м.

Водный океан представляет собой систему с развитой конвекцией и поэтому будет быстро охлаждаться до тех пор, пока не достигнет температуры фазового перехода и не наступит стационарное состояние. Перенос тепла через ледяную кору контролируется кондуктивным механизмом (Ruiz, 2001). Температура T_2 на фазовой границе лед-I — жидкость определяется из зависимости (Kirk, Stevenson, 1987):

$$T_2(\text{К}) = 273,16 - 10,63 \cdot P \quad (P \text{ в кбар}). \quad (10.11)$$

В соответствии с диаграммой состояния H_2O (рис. 6.2) в присутствии жидкой фазы давление в ледяной коре из льда-I должно быть меньше давления в тройной точке $P < 2,07$ кбар при $T = 251\text{--}273$ К. Тогда, из (10.7) при плотности, вычисленной по (10.8), и линейном изменении температуры от $T_1 = 100\text{--}130$ К до $T_2 = 251\text{--}273$ К давление в ледяной коре аппроксимируется зависимостью (Кронрод, Кусков, 2003):

$$P(\text{кбар}) = 0,0118Z(\text{км}). \quad (10.12)$$

Теперь из (10.11), (10.12) находится зависимость температуры T_2 от мощности льда-I:

$$T_2(\text{К}) = 273,16 - 0,1254 \cdot Z_{\text{ice}}(\text{км}). \quad (10.13)$$

Тепловой поток на поверхности спутника

$$F = \chi \frac{dT}{dZ} \quad (Z = 0) \quad (10.14)$$

определяется интегрированием (10.9) с граничными условиями T_1 и T_2 . С учетом (10.13) получим зависимость теплового потока от мощности ледяной коры из льда-I (рис. 10.2):

$$F(\text{мВт/м}^2) = \left[\frac{\chi_0(R_{\text{Cal}} - Z_{\text{ice}})}{(Z_{\text{ice}} R_{\text{Cal}})} \right] \ln \left[\frac{(273,16 - 0,1254 \cdot Z_{\text{ice}})}{T_1} \right], \quad (10.15)$$

где Z_{ice} и R_{Cal} в км.

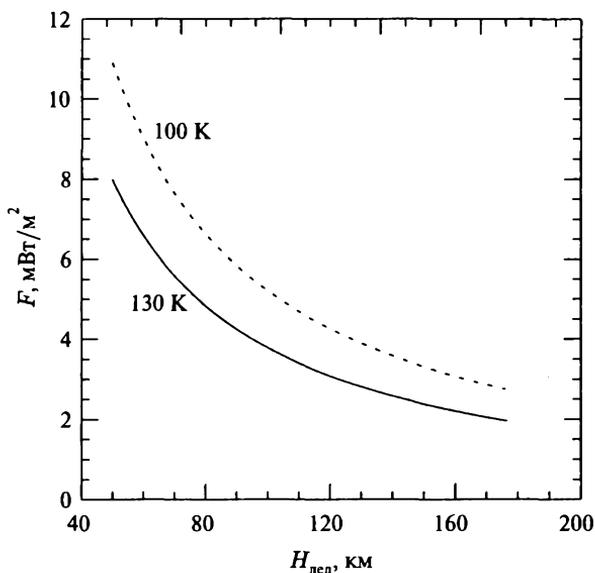


Рис. 10.2. Мощность ледяной коры из льда-I в зависимости от теплового потока с поверхности Каллисто. Штриховая линия — температура поверхности 100 К, сплошная — 130 К. В соответствии с P - T -условиями в спутнике и фазовой диаграммой H_2O максимальное давление (2,07 кбар — точка плавления льда-I при минимальной $T = 251,15$ К), при котором может существовать жидкая фаза, соответствует глубине ~ 175 км. Тепловой поток через ледяную кору такой мощности: $F \sim 2$ ($T_1 = 130$ К) \div 2,7 ($T_1 = 100$ К) мВт/м²

Из (10.15) можно определить тепловой поток по мощности ледяной коры и температурам на фазовой границе лед-I — жидкость и на поверхности Каллисто. Мощность коры и давление на нижней границе льда связаны зависимостью (10.12). Это позволяет с помощью фазовой диаграммы найти максимальную мощность ледяной коры при наличии хотя бы тонкого водного слоя. Максимальное давление (2,07 кбар — точка плавления льда-I при минимальной $T = 251,15$ К), при котором может существовать водная прослойка, соответствует глубине ~ 176 км. Тепловой поток через кору такой мощности в зависимости от температуры поверхности составит ~ 2 ($T_1 = 130$ К) — 2,7 ($T_1 = 100$ К) мВт/м², рис. 10.2. Если тепловой поток из спутника превышает эти величины, то под слоем льда должна находиться вода. Ожидаемые тепловые потоки из спутника на современном этапе оцениваются в 3,3–3,9 мВт/м² (Mueller, McKinnon, 1988; Ruiz, 2001), что указывает на возможность существования океана под слоем льда-I.

Мощность водного слоя Каллисто под твердой ледяной корой можно оценить по фазовой диаграмме H_2O , фрагмент которой представлен на рис. 10.3. Профиль температуры от поверхности проходит сначала в об-

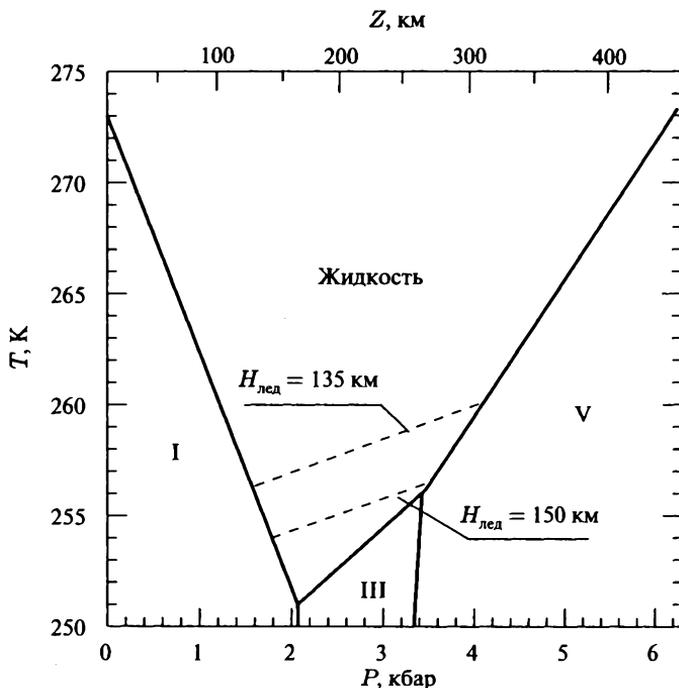


Рис. 10.3. Фазовая диаграмма H₂O в области лед-I — лед-III — лед-V — жидкость. Штриховые линии — адиабаты в конвективной океанической зоне при мощности ледяной коры H (лед-I) = 135 и 150 км

ласти льда-I, а затем в поле устойчивости жидкой фазы. Для каждого значения мощности ледяной коры по уравнениям (10.13), (10.15) находим температуру на нижней границе льда-I и величину теплового потока из Каллисто.

В водной среде теплоперенос на масштабах в десятки километров должен происходить по конвективному механизму. Конвективная область состоит из нижнего и верхнего пограничных слоев и хорошо перемешанного центрального слоя (рис. 10.4).

Гидродинамическая теория свидетельствует, что в центральной зоне температурный градиент близок к адиабатическому. Перепад температуры ΔT_D между верхней и нижней границами складывается из адиабатического перепада в конвективной водной зоне и перепада в пограничных слоях ΔT (надиабатический перепад):

$$\Delta T_D = \left(\frac{\partial T}{\partial H} \right)_{ad} D + \Delta T, \quad (10.16)$$

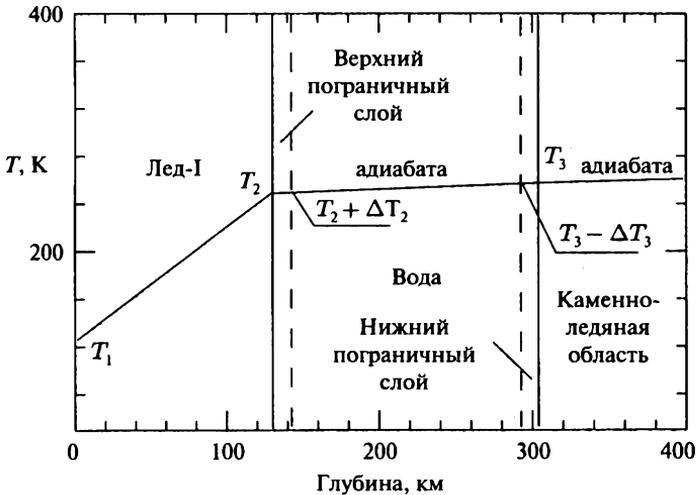


Рис. 10.4. Схема распределения температуры в водно-ледяной оболочке Каллисто. Перепад температуры в пограничных слоях пренебрежимо мал по сравнению с адиабатическим перепадом в водном слое. В ледяной коре температурный градиент определяется выносом тепла из недр путем теплопроводности

где D — расстояние между нижней и верхней границами конвективной зоны. Оценим перепад температуры в пограничных слоях. Тепловой поток (F_c), передаваемый конвекцией, может быть оценен следующим образом (Теркомт, Шуберт, 1985):

$$F_c = \text{Nu} \frac{\chi \Delta T}{D}, \quad \text{Nu} = b \text{Ra}^{1/3}, \quad \text{Ra} = \frac{g \alpha \rho D^3 \Delta T}{\eta \kappa}. \quad (10.17)$$

Из теории конвекции следует, что числа Нуссельта (Nu) и Рэлея (Ra) связаны соотношением с $b \approx 0,2$ (константа для развитой конвекции при подогреве снизу), α, κ, η — коэффициенты термического расширения, температуропроводности, вязкости, соответственно. Конвекция в слое осуществляется, если число Рэлея превышает критическое число Ra_{cr} . Из (10.17) можно найти наадиабатический перепад или перепад температуры в пограничных слоях (рис. 10.4):

$$\Delta T = \left(\frac{F}{\chi} \right)^{3/4} \left(\frac{\eta \kappa}{g \alpha \rho} \right)^{1/4}. \quad (10.18)$$

Оценки показывают, что для теплового потока $\sim 2\text{--}4$ мВт/м² и теплофизических параметров воды $\Delta T \ll \Delta T_{\text{ad}}$, т. е. при построении профиля температуры в слое воды, можно не учитывать перепад температуры в пограничных слоях. Напротив, перепад температуры в пограничном слое

в случае субсолидусной конвекции во льдах необходимо учитывать, так как вязкость льдов на 12–15 порядков выше, чем вязкость воды (*Deschamps, Sotin, 2001*) и ΔT может превышать ΔT_{ad} . Для однородных по составу областей адиабатический градиент может быть найден из известного соотношения:

$$\left(\frac{dT}{dP}\right)_{ad} = \frac{\alpha T}{\rho C_p}, \quad (10.19)$$

позволяющего определить профиль температуры в конвективной океанической зоне; C_p — теплоемкость. При P – T -условиях океана Каллисто адиабатический градиент ~ 2 град/кбар (*Kirk, Stevenson, 1987; Lupo, Lewis, 1979*).

Зная профиль температуры в водном слое и ледяной коре, с помощью (10.7), (10.8) получаем зависимость давления от глубины во всей толще водно-ледяной оболочки Каллисто:

$$P(\text{кбар}) = 0,011Z + 6,75 \times 10^{-6} \cdot Z^2(\text{км}). \quad (10.20)$$

Пересечение адиабаты с линией ликвидуса льда-III или льда-V определяет давление и температуру на нижней границе водного слоя (рис. 10.3). По давлению несложно найти глубину дна океана. Зависимость суммарной мощности оболочки лед-I + водный слой от мощности ледяной коры из льда-I приведена на рис. 10.5.

Характерные распределения давления, плотности и температуры в оболочках Каллисто приведены в табл. 10.1.

С помощью графической зависимости (рис. 10.5) находим минимальную толщину ледяной коры Каллисто, равную ~ 135 км. Температура

Таблица 10.1

Температура, давление и плотность льдов H_2O в оболочках Каллисто

H , км	ρ , г/см ³	T , К	P , кбар	фаза
0	0,937	110,0	0,0	лед-I
140	0,946	255,3	1,7	лед-I*
230	1,117	258,0	3,0	жидкость
260	1,247	260,3	4,2	лед-V*
500	1,297	270,0	8,7	лед-V
700	1,397	278,0	13,1	лед-VI
1100	1,639	308,0	23,0	лед-VII

Примечание. Индекс «*» соответствует плотности льдов на фазовых границах лед (I, V) — жидкость.

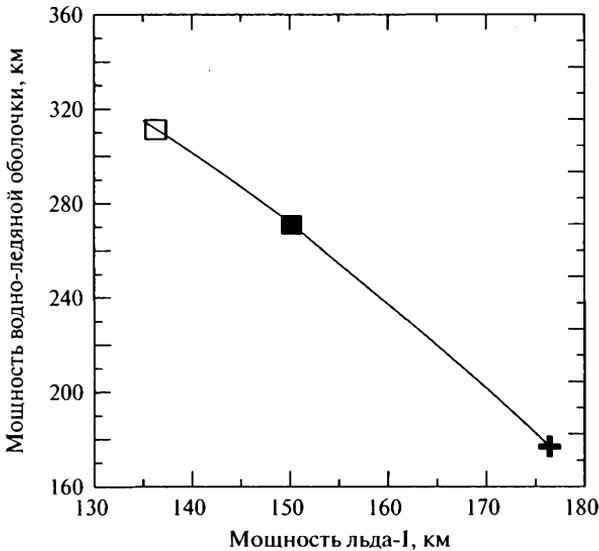


Рис. 10.5. Зависимость мощности водно-ледяной оболочки Каллисто (лед-I + вода) от мощности коры из льда-I. Символами обозначены фиксированные значения теплового потока F через ледяную кору и температуры T_1 на поверхности. Светлый квадрат — $F = 3,3$ мВт/м², $T_1 = 112$ К; темный квадрат — $F = 3,3$ мВт/м², $T_1 = 100$ К; крест — $F = 2,7$ мВт/м², $T_1 = 100$ К

на нижней границе льда-I составит ~ 256 К. По известной мощности льда-I и температурах на нижней и верхней границах льда-I можно определить тепловой поток через кору Каллисто (уравнение (10.15)). Минимальная мощность ледяной коры (135 км) при заданной температуре на поверхности соответствует максимальному тепловому потоку (F_{\max}). Задавая температуру на поверхности спутника, находим интервал максимального теплового потока от $\sim 2,6$ мВт/м² при $T_1 = 130$ К до $\sim 3,7$ мВт/м² при $T_1 = 100$ К (рис. 10.2). Полученные результаты хорошо коррелируют с оценками теплового потока из Каллисто (от 3,3 мВт/м² до 3,9 мВт/м²), полученными из хондритовых концентраций радиогенных элементов (Mueller, McKinnon, 1988).

Тепловой поток 3,3 мВт/м² достигается при $T_1 \sim 112$ К и мощности льда-I ~ 135 км (рис. 10.6). Если принять это значение теплового потока $\sim 3,3$ мВт/м² за нижнюю границу, то при минимальной температуре на поверхности $T_1 \sim 100$ К соответствующая мощность льда-I равна ~ 150 км (рис. 10.6). Причем это будет верхняя граница для мощности ледяной коры. Эти величины теплового потока через ледяную кору Каллисто оказываются существенно ниже, нежели значения теплового потока ~ 20 –100 мВт/м² (Hussmann et al., 2002; Ruiz, Tejero, 2003) через сравни-

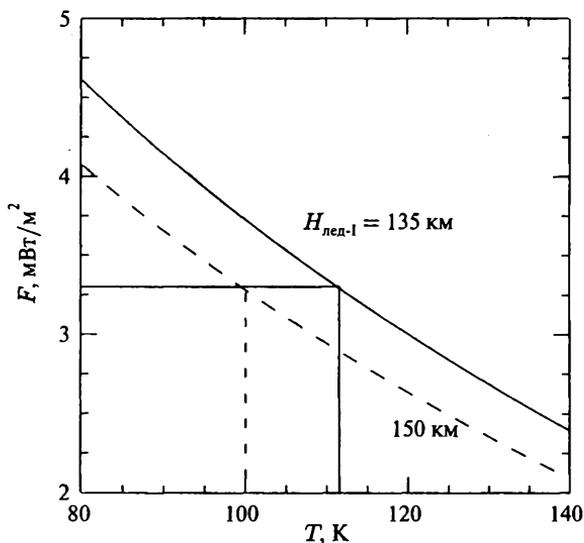


Рис. 10.6. Зависимость теплового потока через ледяную кору в зависимости от температуры поверхности Каллисто. Сплошная линия — мощность коры 135 км, штриховая — 150 км

тельно тонкую (< 30 км) ледяную кору Европы, на поверхности которой заметны проявления водного диапиризма (*Phillips et al.*, 2000). Эти оценки показывают, что под кондуктивной ледяной корой Европы и Каллисто могут находиться слои пластичного льда или жидкой воды (рис. 6.1, 10.3).

Максимальная мощность льда-I, как видно из рис. 10.3 и 10.5, соответствует минимальной толщине водного слоя. Для теплового потока $3,3 < F < 3,7$ мВт/м² мощность льда-I составит ~ 135 – 150 км, а мощность водного слоя, подстилающего кору, ~ 120 – 180 км. Большая мощность океана соответствует меньшей мощности льда. Суммарная (максимальная) мощность водно-ледяной оболочки оценивается в 270–315 км (табл. 10.2). Отметим большую чувствительность оценок мощности водного слоя от значений теплового потока. Так, при уменьшении теплового потока из спутника до 3,0 мВт/м² мощность ледяной коры может достигать 162 км, а толщина водного слоя сокращается до 70 км. При принятых величинах теплового потока в модели кондуктивного переноса в слое льда толщина водного слоя составляет не менее 100 км.

Таким образом, максимальная мощность водно-ледяной оболочки определена в 270–315 км. Для сравнения отметим, что мощности водно-ледяных оболочек Европы и Ганимеда составляют 100–160 км и 780–940 км, соответственно (гл. 8, 9). Поля устойчивости жидкой и твердых фаз зависят от теплового потока с поверхности спутника, определяемого из решения

Таблица 10.2

Мощность водно-ледяной оболочки Каллисто при различной плотности железокремниевой компоненты ($\rho_{\text{Fe-Si}}$)

$\rho_{\text{Fe-Si}}$, г/см ³	$H_{\text{ice-1}}$, км	H_{wat} , км	$H_{\text{tot}} = H_{\text{ice-1}} + H_{\text{wat}}$, км
3,15	135–150	120–180	270–315
3,62	135–150	120–165	270–300

Примечание. $H_{\text{ice-1}}$ — мощность льда-I, H_{wat} — мощность водного слоя, H_{tot} — суммарная мощность водно-ледяной оболочки. Тепловой поток с поверхности: $3,3 < F < 3,7$ мВ/м².

уравнения теплопроводности, и фазовой диаграммы H₂O. Для теплового потока 3,3–3,7 мВт/м² расчеты приводят к выводу об устойчивости жидкой фазы под ледяной корой при условии неньютоновской реологии. Из проведенного в работе Кронрода и Кускова (2003) анализа следует, что водный океан подстилает каменно-ледяная порода, а область чистого льда-V, существующего на фазовой диаграмме H₂O (рис. 10.3), в Каллисто, скорее всего, отсутствует.

Резюмируя, отметим, что результаты моделирования внутреннего строения водно-ледяной оболочки Каллисто приводят к выводу о возможности существования в настоящее время океанического слоя мощностью от ~ 120 до ~ 180 км, покрытого сверху твердой ледяной корой из льда-I толщиной ~ 135–150 км (т.е. океан находится на глубинах от ~ 135–150 км до ~ 315 км). Движения таких больших масс воды (точнее, проводящего слоя водного раствора электролитов) могут вызывать возмущения магнитного поля в окрестности спутника, что согласуется с наблюдениями «Галилео» (Khurana et al., 1998; Zimmer et al., 2000).

При очень низких температурах на поверхности по режиму вязкости лед приближается к горной породе. По этой причине и поскольку тепловой поток из недр спутника через кору передается посредством теплопроводности, вся масса льда в коре остается неподвижной, а сама кора — мощной. Столь мощная ледяная литосфера согласуется с отсутствием тектонической деятельности на Каллисто.

Из наблюдаемого распределения кратеров и рассчитанных возрастов их сохранения следует, что поверхность спутника сохраняет следы бомбардировки в течение ~ 4 млрд лет (Пассей, Шумейкер; 1986; Воронов и др., 1986). Вероятно, уже в это время сформировалась довольно мощная и жесткая литосфера Каллисто, препятствующая затоплению поверхности водой. На Каллисто не обнаружено признаков тектонической активности в более поздние геологические эпохи, что существенно отличает ее от Ганимеда.

Крупные кратеры размером в десятки километров столь плотно покрывают поверхность Каллисто, что межкратерного пространства прак-

тически нет. Такая монотонность ландшафта нарушается лишь светлыми пятнами вокруг некоторых более молодых кратеров, где, возможно, были вскрыты горизонты ледяного грунта и происходило криовулканическое обновление поверхности (Greeley et al., 2000), обусловленное извержением маловязкого материала (водно-ледяной диапиризм или водный вулканизм). Каких-либо данных в отношении времени ломки ледяного покрова не существует. Можно лишь предположить, что в период интенсивной метеоритной бомбардировки кора могла быть более тонкой.

Расчет по уравнению (10.15) при $T_1 = 100\text{--}130\text{ K}$ показывает, что для теплового потока на поверхности Каллисто $F \sim 20\text{--}21\text{ мВ/м}^2$ (Mueller, McKinnon, 1988) около 4 млрд лет назад мощность коры могла достигать всего 20–28 км, что согласуется с выводами из фотогеологических наблюдений «Галилео» о сравнительно тонкой ледяной коре на ранней стадии эволюции Каллисто (Greeley et al., 2000).

10.4. Современные модели внутреннего строения Каллисто

Степень дифференциации и внутреннее строение Каллисто зависят от многих факторов (характер аккреции, степень ударного нагрева, термохимическая история), трудно поддающихся моделированию. Отсутствует единое мнение на агрегатное состояние внешней водно-ледяной оболочки. Скорость сокращения жидкого слоя вследствие замерзания или наличие океана в Каллисто зависят от содержания радиоактивных источников тепла, механизма теплопереноса в ледяной коре, реологии льда, наличия растворенных солей (сульфатов, хлоридов, карбонатов) и летучих веществ (NH_3 , H_2S , CH_4 , CO_2), способных понизить температуру замерзания воды.

Оценки (Reynolds, Cassen, 1979) показывают, что перенос тепла твердотельной конвекцией мог привести к замерзанию воды за время $\sim (1 \div 3) \times 10^8$ лет, т. е. за время, на порядок меньшее возраста Солнечной системы. По мере охлаждения спутника и утолщения ледяной литосферы слой воды должен исчезать. По другим оценкам (Deschamps, Sotin, 2001) в ледяных спутниках с размерами Каллисто океан сейчас отсутствует, так как интенсивный конвективный теплоперенос во льду с ньютоновской реологией при вязкости льда $5 \times 10^{13}\text{ Па} \cdot \text{с}$ должен привести к промерзанию всего слоя воды за $\sim 3,5 \times 10^9$ лет.

Nagel et al. (2004) полагают, что чисто водный океан может существовать на глубинах 400–600 км. Но, как показано выше, (рис. 10.5, табл. 10.2), это противоречит ограничению на максимальную мощность водно-ледяной оболочки в 270–315 км. Авторы (Deschamps, Sotin, 2001; Spohn, Schubert, 2003; Nagel et al., 2004), как отмечалось выше, считают, что сохранение океана возможно либо при наличии в воде летучих и солей, либо за счет дополнительных источников энергии, например, приливной. Последнее

оправдано для спутников (например, для Европы), в которых существенно влияние приливных эффектов. Однако из-за малого эксцентриситета и удаленности от Юпитера в Каллисто отсутствуют приливные напряжения.

МакКиннон (*McKinnon*, 2006) получил, что при малых напряжениях внутри ледяной оболочки Каллисто конвективная неустойчивость может развиваться в режиме диффузионной ползучести при малых температурных напряжениях и при размерах зерен порядка 2–4 мм. Он подчеркивает, что ньютоновский механизм ползучести (см. уравнение (6.8) при $n = 1$) вследствие объемной диффузии благоприятствует (или благоприятствовал) развитию конвекции не только в литосфере Каллисто, но и в ледяных оболочках других ледяных тел, в том числе типа объектов пояса Койпера. Если конвекция в Каллисто существует в настоящее время, то необходимо объяснить отсутствие заметных проявлений эндогенной тектоники на ее поверхности. Объяснение (*McKinnon*, 2006) состоит в том, что над слоем конвектирующего льда должен находиться слой неподвижного льда (рис. 6.1) толщиной около 100 км с поверхностным тепловым потоком около $3,5 \text{ мВт/м}^2$. Оценки (*McKinnon*, 2006) по порядку величины хорошо согласуются с нашими расчетами.

В рамках модели неньютоновской жидкости (*Ruiz*, 2001; *Ruiz, Fairūn*, 2005) с учетом различных механизмов ползучести во льду оценки чисел Рэлея показали, что в толще льда-I они существенно ниже критических. Это означает, что для модели неньютоновской жидкости весь тепловой поток из недр Каллисто в слое льда-I переносится посредством теплопроводности, в то время как для моделей ньютоновской жидкости в верхней оболочке спутника под слоем неподвижного льда-I может находиться слой льда-I с субсолидусной конвекцией (*Deschamps, Sotin*, 2001). Другая проблема связана с составом океана — многокомпонентного водного раствора. Растворенные в воде соли и летучие значительно понижают температуру замерзания раствора (*Mironenko et al.*, 1997; *Prentice*, 2001; *Zolotov, Shock*, 2001; *Fanale et al.*, 2001; *Sohl et al.*, 2002; *Grasset, Pargamin*, 2005). Обсуждение этих вопросов см. в разделах 6.2 и 6.3.

Водный слой спутников может быть близок или отличен от состава морской воды. Оцененные тепловые потоки из Каллисто указывают на возможность существования чисто водного океана вплоть до настоящего времени. Присутствие веществ, понижающих температуру замерзания воды, лишь усиливает эту возможность. Влияние летучих на модель агрегатного состояния внешней оболочки Каллисто, зависящее от моделей аккреционного диска Юпитера, предстоит выяснить в дальнейшем.

Как видим, среди немногочисленных работ в области строения внешней оболочки Каллисто имеются расхождения, исключающие однозначный выбор той или иной модели. На уровне интуиции отдать предпочтение одной из них невозможно. Магнитометрические исследования «Галилео» и оценки современных тепловых потоков говорят в пользу модели с внутренним океаном. Но в принципе возможен и другой вариант — модель

со сплошной ледяной оболочкой (по нашим оценкам при тепловых потоках ~ 2 мВт/м²). В связи с этим внутреннее строение спутника будем рассматривать отдельно для каждого типа моделей.

10.4.1. Модели с внутренним океаном

Модели строения Каллисто с внутренним океаном, подстилающим ледяную кору, приведены на рис. 10.7. В качестве независимого параметра выбрана мощность ледяной коры из льда-I (H_{ice-I}). Общая мощность водно-ледяной оболочки ($H_{tot} = H_{ice-I} + H_{wat}$) и толщина водного слоя (H_{wat}) линейно зависят от H_{ice-I} . Причем как H_{tot} , так и H_{wat} уменьшаются с увеличением мощности ледяной литосферы. Максимальная мощность оболочки $H_{tot} = 315$ км достигается при минимальной толщине $H_{ice-I} = 135$ км (табл. 10.2). Минимальная мощность $H_{tot} \sim H_{ice-I} \sim 176$ км

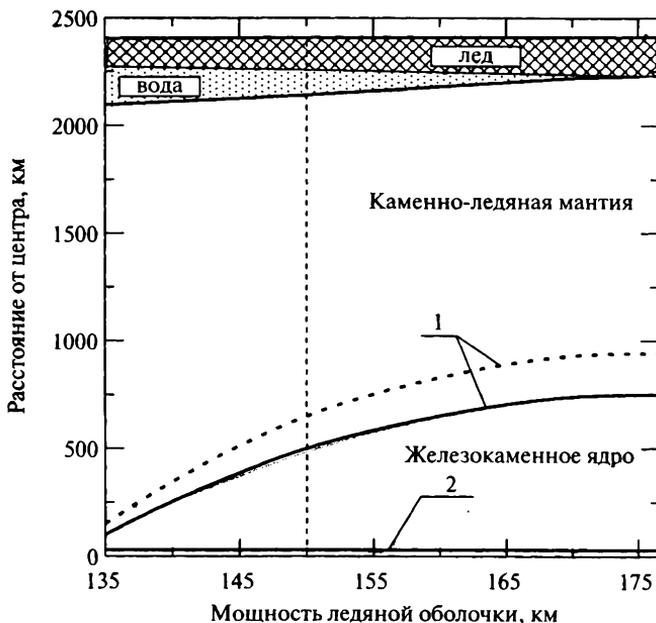


Рис. 10.7. Строение Каллисто с внутренним океаном: толщина ледяной коры находится в интервале 135–150 км, толщина водного слоя составляет ~ 120 –180 км, а общая мощность водно-ледяной оболочки ~ 270 –315 км (табл. 10.2). 1 — максимальные размеры железокаменного ядра. Сплошная линия — плотность железокаменного материала $\rho_{Fe-Si}^0 = 3,62$ г/см³, штриховая — 3,15 г/см³. 2 — минимальные размеры ядра. Вертикальная линия соответствует мощности ледяной коры 150 км. При мощности льда 135–150 км тепловые потоки составляют $3,3 \leq F_{rad} \leq 3,7$ мВт/м²

достигается в случае существования очень тонкой водной прослойки, разделяющей ледяную литосферу и каменно-ледяную мантию.

Как было показано выше, существование и глубина океана зависят от ограничений на тепловые потоки из недр Каллисто. Модели с внутренним океаном могут быть разбиты на две группы. К первой группе относятся модели с минимальным тепловым потоком $2 \leq F_{\min} \leq 2,6$ мВт/м², которые соответствуют толщине ледяной литосферы, близкой к предельной (176 км), и мощности водного слоя всего в несколько километров. Вторая группа характеризует модели, для которых значения теплового потока $3,3 \leq F_{\text{rad}} \leq 3,7$ мВт/м² близки к хондритовым концентрациям радиоактивных элементов (Mueller, McKinnon, 1988). Океан может существовать в довольно узком интервале тепловых потоков $\sim 2-3,7$ мВт/м² при температуре на поверхности 100–130 К. При $F < 2$ мВт/м² весь океан промерзает. Для $F > 3,7$ мВт/м² суммарная мощность ледяной коры и водного океана превышает максимальную толщину водно-ледяной оболочки в 315 км, что невозможно, поскольку противоречит решению системы уравнений (10.2)–(10.8). В интервале $3,3 \leq F \leq 3,7$ мВт/м² вероятная мощность океана составит 120–180 км, а глубина его залегания под кондуктивной ледяной корой мощностью в 135–150 км простирается до 270–315 км в зависимости от плотности железокаменной компоненты (табл. 10.2, рис. 10.7).

Размеры железокаменного ядра. Радиус железокаменного ядра монотонно уменьшается с уменьшением $H_{\text{ice-1}}$ и достигает минимальных размеров при $H_{\text{ice-1}} \sim 135$ км (рис. 10.7). При $3,3 \leq F_{\text{rad}} \leq 3,7$ мВт/м² радиусы железокаменного ядра не превышают 680 км ($\rho_{\text{Fe-Si}}^0 = 3,15$ г/см³) и 500 км ($\rho_{\text{Fe-Si}}^0 = 3,62$ г/см³). При $2,0 \leq F_{\min} \leq 2,6$ мВт/м² радиусы ядра лежат в интервале от практически нулевых до 950 км при $\rho_{\text{Fe-Si}}^0 = 3,15$ г/см³ и до 740 км для $\rho_{\text{Fe-Si}}^0 = 3,62$ г/см³. Модели с радиусом ядра менее 150 км могут быть получены во всем геофизически допустимом диапазоне мощности водно-ледяной оболочки, тепловых потоков и величин $\rho_{\text{Fe-Si}}^0$.

Распределение плотности и концентрация льда в каменно-ледяной области. Мощность каменно-ледяной области из смеси льда и Fe–Si-компоненты составляет не менее 1100 км (рис. 10.7). Распределения плотности и концентрации льда (C_{ice}) приведены в табл. 10.3 и 10.4. Для модели с F_{rad} геофизически допустимые распределения плотности лежат в довольно узких пределах: 1,96–2,14 г/см³, 2,12–2,19 г/см³ и 2,36–2,50 г/см³ в верхнем, среднем и нижнем резервуарах каменно-ледяной мантии, соответственно. Концентрация льда по глубине в каменно-ледяной области стремится к постоянной величине с увеличением H_{tot} . Так, при $H_{\text{tot}} = 190$ км, максимальный перепад в C_{ice} по глубине составляет 18–24 мас. %, а при $H_{\text{tot}} = 270$ км — 6–13 мас. %. Для $H_{\text{tot}} = 315$ км возможны решения только с постоянной концентрацией льда по глубине: $C_{\text{ice}} \sim 35$ мас. % для $\rho_{\text{Fe-Si}}^0 = 3,15$ г/см³ и $C_{\text{ice}} \sim 42$ мас. % для $\rho_{\text{Fe-Si}}^0 = 3,62$ г/см³.

Таблица 10.3

Внутреннее строение водно-ледяной оболочки и распределение плотности в каменно-ледяной мантии Каллисто (модель с внутренним океаном)

Параметры водно-ледяной оболочки, км				Каменно-ледяная мантия, км		
				$H_{\text{tot}}-600$	600-900	900- Z_{core}
F , мВ/м ²	H_{tot}	$H_{\text{ice-1}}$	H_{wat}	Плотность мантии, г/см ³		
$2,3 < F_{\text{min}} < 2,6$	190	172	18	1,74-1,91	2,01-2,22	2,27-2,54
$3,3 < F_{\text{rad}} < 3,7$	270	150	120	1,96-2,06	2,12-2,19	2,36-2,50
$3,3 < F_{\text{rad}} < 3,7$	315	135	180	2,07-2,14	2,16-2,18	2,42-2,44

Таблица 10.4

Концентрация льда H₂O (C_{ice} , мас. %) в каменно-ледяной области Каллисто (модель с внутренним океаном)

Параметры водно-ледяной оболочки			Каменно-ледяная мантия, км					
			$H_{\text{tot}}-600$	600-900	900- Z_{core}	$H_{\text{tot}}-600$	600-900	900- Z_{core}
F , мВ/м ²	$H_{\text{ice-1}}$, км	H_{wat} , км	C_{ice} , % ($\rho_{\text{Fe-Si}}^0 = 3,15$ г/см ³)			C_{ice} , % ($\rho_{\text{Fe-Si}}^0 = 3,62$ г/см ³)		
$2,3 < F_{\text{min}} < 2,6$	172	18	42-52	32-47	28-44	48-55	40-51	37-49
$3,3 < F_{\text{rad}} < 3,7$	150	120	37-43	34-40	30-38	45-47	42-45	41-44
$3,3 < F_{\text{rad}} < 3,7$	135	180	35-37	34-35	34-35	42	42	42

10.4.2. Модели с ледяной оболочкой

Проведем теперь анализ строения Каллисто в предположении, что внешняя оболочка состоит только из льдов (лед-I + льды высокого давления). Для удобства эту ледяную оболочку будем называть литосферой. Между литосферой и «сухим» железокремнистым ядром находится слой из смеси льдов высокого давления и Fe-Si-материала — каменно-ледяная мантия. Распределение температуры в литосфере принято по (McKinnon, 1998; Deschamps, Sotin, 2001): в верхней ~20-км области теплоперенос осуществляется посредством теплопроводности, а ниже — до границы с каменно-ледяной областью — конвекцией. Водный слой отсутствует, поскольку конвекция в этой модели привела бы к полному промерзанию оболочки к настоящему времени. Как отмечалось выше, это происходит при $F < 2$ мВт/м².

Решение системы уравнений (10.2)–(10.8) приводит к ограничениям на максимальную мощность ледяной литосферы Каллисто, которая достигает 320 км. Как видим, мощность ледяной литосферы близка к суммарной мощности водно-ледяной оболочки для модели Каллисто с внутренним океаном, что связано с уравнениями состояния воды и льдов (так, плотность воды больше плотности льда-I, но меньше плотности высокобарных льдов) и строением фазовой диаграммы H_2O .

Спектр моделей внутреннего строения частично дифференцированной Каллисто со сплошной ледяной оболочкой и допустимые распределения плотности в каменно-ледяной мантии приведены на рис. 10.8–10.10 и в табл. 10.5 и 10.6.

Результаты показывают, что в варианте с ледяной оболочкой Каллисто может состоять из трех химически различных слоев: ледяной литосферы, каменно-ледяной мантии и железокамennого ядра, не содержащего льда. Обратим внимание на то, что из рис. 10.8 следует также возможность реализации предельных двухслойных моделей строения спутника, состоящего либо из внешней ледяной литосферы мощностью вплоть до 320 км и внут-

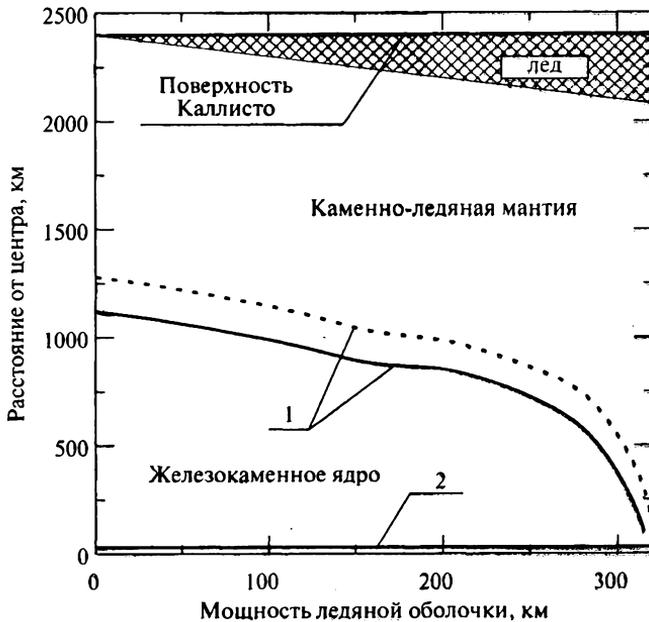


Рис. 10.8. Трехслойная модель внутреннего строения Каллисто со сплошной ледяной оболочкой. 1 — максимальные размеры железосаменного ядра, не содержащего льда. Сплошная линия — плотность железосаменной компоненты $\rho_{\text{Fe-Si}}^0 = 3,62 \text{ г/см}^3$, штриховая — $3,15 \text{ г/см}^3$. 2 — минимальные размеры железосаменного ядра

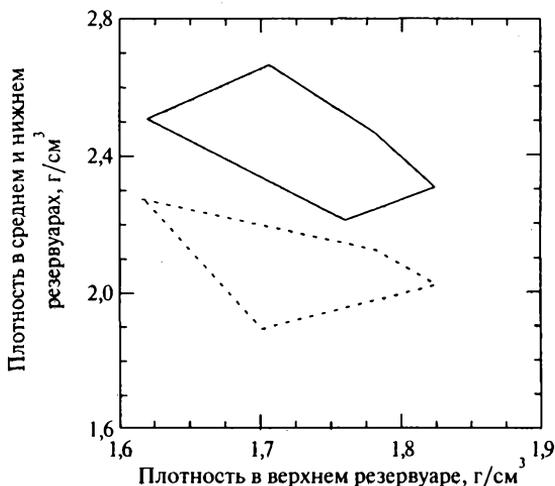


Рис. 10.9. Область допустимых значений плотности в среднем (штриховая линия) и нижнем (сплошная линия) резервуарах каменно-ледяной мантии Каллисто при осредненных значениях плотности вещества $\rho_{\text{Fe-Si}}^0 = 3,4 \text{ г/см}^3$ (промежуточная степень гидратации силикатного вещества) и мощности ледяной литосферы $H_{\text{ice}} = 160 \text{ км}$

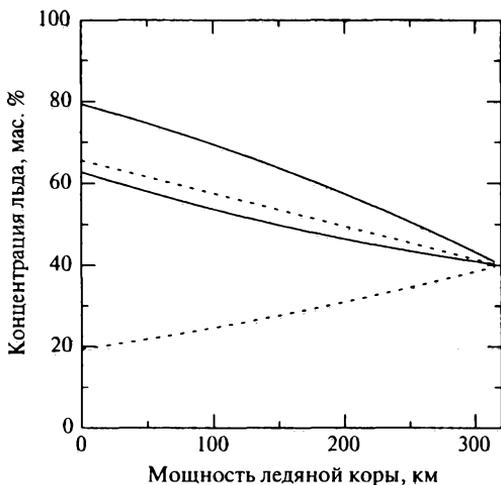


Рис. 10.10. Область допустимых значений концентраций льда H_2O в среднем (штриховая линия) и нижнем (сплошная линия) резервуарах каменно-ледяной мантии Каллисто (модель сплошной ледяной оболочки). Плотность железокаменной компоненты принята равной $\rho_{\text{Fe-Si}}^0 = 3,40 \text{ г/см}^3$. Мощность ледяной оболочки 160 км (см. табл. 10.6)

Таблица 10.5

Распределение плотности в каменно-ледяной мантии Каллисто (модель сплошной ледяной оболочки)

Мощность ледяной литосферы (H_{ice}), км	Глубина, км		
	$H_{ice}-600$	600-900	900- Z_{core}
	плотность, г/см ³		
0	1,33-1,54	1,71-2,40	2,02-2,87
160	1,62-1,83	1,91-2,29	2,20-2,64
315-320	2,07-2,10	2,19-2,21	2,41-2,44

Таблица 10.6

Концентрация льда H_2O (C_{ice} , мас. %) в каменно-ледяной мантии Каллисто (модель сплошной ледяной оболочки)

Мощность ледяной литосферы (H_{ice}), км	Глубина, км					
	$H_{ice}-600$	600-900	900- Z_{core}	$H_{ice}-600$	600-900	900- Z_{core}
	$\rho_{Fe-Si}^0 = 3,15$ г/см ³			$\rho_{Fe-Si}^0 = 3,62$ г/см ³		
	$C_{ice}, \%$			$C_{ice}, \%$		
0	61-79	26-69	13-66	63-80	34-71	23-67
160	45-59	31-53	23-50	50-62	38-55	33-53
315-320	36-37	35-36	35-36	42	42	42

ренной каменно-ледяной мантии (центральное железокремниевое ядро отсутствует), либо из внешней каменно-ледяной оболочки и центрального железокремниевое ядра, не содержащего льда (ледяная литосфера отсутствует).

Надо подчеркнуть, что двухслойная модель спутника, состоящего из ледяной литосферы и сухого Fe-Si-ядра, противоречит ограничениям на момент инерции. Мощность ледяной литосферы при всех значениях ρ_{Fe-Si}^0 может меняться от нуля (модель с центральным Fe-Si-ядром) до максимальной геофизически допустимой величины 320 км (модель с литосферой и подстилающей каменно-ледяной мантией, но без железокремниевое Fe-Si-ядра).

Две столь различные модели естественным образом сказываются на максимально допустимых радиусах (R_{max}) Fe-Si-ядра, не содержащего

льда (рис. 10.8). Для модели с нулевой литосферой радиус Fe—Si-ядра достигает ~ 1280 км при $\rho_{\text{Fe—Si}}^0 = 3,15$ г/см³ и ~ 1120 км при $\rho_{\text{Fe—Si}}^0 = 3,62$ г/см³. Увеличение мощности литосферы (H_{ice}) приводит к уменьшению R_{max} и при максимальной мощности $H_{\text{ice}} \approx 320$ км Fe—Si-ядро фактически отсутствует. В случае произвольно фиксированной величины H_{ice} размеры Fe—Si-ядра зависят от перепада плотности между верхним и нижним резервуарами мантии. Радиус R_{max} монотонно увеличивается с уменьшением приращения плотности по глубине. Соответственно, наименьшие значения радиуса Fe—Si-ядра (при произвольной величине $H_{\text{ice}} = \text{const}$) достигаются при максимальном приращении плотности по глубине. Значения радиуса менее 100–150 км находятся в пределах погрешности расчетов, и их следует интерпретировать как нулевые, т. е. они соответствуют моделям Каллисто без Fe—Si-ядра. Частично дифференцированные модели Каллисто без Fe—Si-ядра могут быть получены во всем геофизически допустимом диапазоне мощности литосферы. Это приводит к двухслойной модели спутника, состоящего из ледяной литосферы и каменно-ледяной мантии.

В трехслойных моделях объем спутника между железокремниевым ядром и ледяной литосферой занимает каменно-ледяная мантия. Концентрация льда H₂O в этой области может или оставаться постоянной по глубине, или уменьшаться. Следует отметить, что в случае недифференцированной модели Каллисто каменно-ледяная область занимает весь объем спутника. Для этой модели концентрация льда уменьшается с глубиной. С увеличением радиуса железокремниевых ядра размеры каменно-ледяной области уменьшаются, но в любом случае мощность каменно-ледяной области составляет не менее 1100 км.

Распределение плотности в каменно-ледяной области с погрешностью, не превышающей 1 %, зависит главным образом от мощности ледяной оболочки и практически не зависит от плотности Fe—Si-компоненты. Это объясняется тем, что на момент инерции спутника преобладающее влияние оказывает распределение плотности во внешней ледяной оболочке и пренебрежимо малое — плотность железокремниевых ядра. Несмотря на то что вариации плотности в железокремниевом материале при переходе от силикатов к гидросиликатам составляют величину ~ 14 %, они фактически не оказывают влияния на распределение плотности в каменно-ледяной мантии. Максимальная плотностная неоднородность каменно-ледяной мантии по глубине (1,33–2,87 г/см³, табл. 10.5) наблюдается в случае лишь очень тонкой ледяной оболочки ($H_{\text{ice}} \sim 0$).

Концентрация льда в резервуарах мантии несколько возрастает с ростом плотности железокремниевых ядра, слагающего спутник (табл. 10.6). Влияние мощности ледяной литосферы на концентрацию льда проявляется в заметном сужении интервалов допустимых концентраций льда в каменно-ледяной мантии. С увеличением ее мощности каменно-ледяная мантия становится все более однородной по глубине, что приводит

к уменьшению плотностных различий в верхнем и нижнем резервуарах каменно-ледяной мантии, табл. 10.5.

При достижении максимальной мощности оболочки ($H_{\text{ice}} \sim 320$ км) получим наименьшую разницу в плотности ($0,34$ г/см³) между верхним и нижним резервуарами каменно-ледяной мантии. Достигнуть постоянной плотности в мантии по глубине невозможно из-за того, что массовая концентрация льда по глубине не должна увеличиваться. Поэтому минимальное приращение плотности по глубине достигается в случае постоянной массовой концентрации льда. Типичные распределения плотности в каменно-ледяной области при некоторых осредненных значениях плотности вещества Каллисто $\rho_{\text{Fe-Si}}^0 \sim 3,4$ г/см³ (промежуточная степень гидратации силикатного вещества) и мощности литосферы $H_{\text{ice}} = 160$ км показаны на рис. 10.9. Подчеркнем, что в случае произвольно фиксированного выбора значений плотности в каком-либо слое каменно-ледяной области, например верхнем, уравнения сохранения массы и момента будут выполняться при строго определенных значениях плотности в среднем и нижнем резервуарах (табл. 10.5, рис. 10.9).

С увеличением мощности ледяной оболочки каменно-ледяная мантия становится все более однородной, что приводит к уменьшению плотностных и концентрационных различий в каменно-ледяной мантии (табл. 10.5, 10.6). Расчеты показывают, что плотность верхнего, среднего и нижнего резервуаров каменно-ледяной мантии всегда больше плотности высокобарных льдов, но всегда меньше плотности Fe—Si-компоненты ($3,15$ – $3,62$ г/см³), рис. 10.9. Эти численные результаты являются несомненным доказательством того, что мантия Каллисто состоит из смеси льдов и железокремниевой компоненты. Следовательно, Каллисто не может быть полностью дифференцирована, подобно Ганимеду, на ледяную оболочку и железокремниевое ядро, не содержащее льда.

Геофизически допустимые области содержания льда в каменно-ледяной мантии Каллисто приведены на рис. 10.10 и в табл. 10.6. В случае фиксированного выбора значений массовой концентрации льда в какой-либо зоне каменно-ледяной мантии, например, в верхней мантии на глубинах от подошвы литосферы до 600 км ($C_{1,\text{ice}}$), уравнения сохранения массы и момента спутника будут выполняться при концентрациях $C_{2,\text{ice}}$ и $C_{3,\text{ice}}$ в средней и нижней мантии, лежащих в указанных в табл. 10.6 и на рис. 10.10 интервалах.

При отсутствии ледяной литосферы ($H_{\text{ice}} = 0$) максимальный перепад в концентрациях льда между верхней и нижней мантией в зависимости от $\rho_{\text{Fe-Si}}$ может достигать 53–57 мас. %. Напротив, при максимальной мощности литосферы в 315–320 км, вне зависимости от того, является ли она ледяной или водно-ледяной, концентрация льда в каменно-ледяной мантии оказывается почти постоянной по глубине: 35–37 мас. % для модели с максимальной гидратацией силикатов ($\rho_{\text{Fe-Si}}^0 = 3,15$ г/см³) и 42 мас. % в предположении, что скальная компонента каменно-ледяной

мантии сложена безводными силикатами ($\rho_{\text{Fe-Si}}^0 = 3,62 \text{ г/см}^3$) (рис. 10.10, табл. 10.4, 10.6); другие решения невозможны.

Области значений концентраций льда в резервуарах каменно-ледяной мантии перекрываются во всем диапазоне мощности литосферы (рис. 10.10). Это означает, что существуют решения с одинаковой концентрацией льда в верхней, средней и нижней мантии. Вследствие этого возможно множество моделей Каллисто с постоянной концентрацией льда по глубине — от нижней границы ледяной литосферы до железокремнистого ядра.

10.5. Заключение и выводы

Ио, Европа и Ганимед — дифференцированные спутники. Ио имеет силикатную кору (\pm астеносфера), под которой находятся твердая или частично расплавленная мантия и Fe—FeS-ядро. Европа и Ганимед состоят из водно-ледяной оболочки, силикатной коры и мантии и железо-сульфидного ядра. Ограничения на массу и момент инерции Каллисто не позволяют иметь этому спутнику строение, подобное Ганимеду. Простая модель, предполагающая существование железокремнистого ядра, окруженного слоями льда разных полиморфных модификаций, также противоречит геофизическим ограничениям на момент инерции и массу Каллисто.

Таким образом, Каллисто представляет особый случай планетарного тела, состоящего из водно-ледяной (или чисто ледяной) оболочки, каменно-ледяной области (мантии), в которой не происходило разделение льда и скального материала, и железокремнистого ядра (свободного от льда). Настоящие расчеты совершенно определенно показывают, что подобная Ганимеду трехслойная модель полностью дифференцированного спутника не может быть реализована для Каллисто. Несмотря на то что по своим размерам и массе Каллисто лишь немного уступает Ганимеду, особенности аккреции и последующая тепловая эволюция двух спутников привели к существенным различиям их внутреннего строения. Основные выводы приведены ниже.

1. На основе геолого-геофизической информации «Галилео», геохимических данных по составу метеоритов, а также термодинамических данных по уравнениям состояния воды, льдов высокого давления и метеоритного вещества построены и проанализированы модели внутреннего строения и степень дифференциации Каллисто. Фазовый состав и физические свойства спутника моделировались в рамках системы $\text{Na}_2\text{O}-\text{TiO}_2-\text{CaO}-\text{FeO}-\text{MgO}-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{SiO}_2-\text{Fe}-\text{FeS}-\text{H}_2\text{O}$. Проведено определение мощности и агрегатного состояния водно-ледяной оболочки. Оценены концентрации льда в каменно-ледяной мантии и суммарная концентрация H_2O в спутнике. Выведены ограничения на распределение плотности в мантии, на максимальные и минимальные размеры железокремнистого ядра. Построены и про-

анализированы особенности моделей строения Каллисто со сплошной ледяной оболочкой и с внутренним океаном.

2. Проведен анализ потенциально возможных моделей внутреннего строения Каллисто со сплошной ледяной оболочкой. Однослойная модель с постоянной концентрацией льда от поверхности до центра, равно как и двухслойная модель спутника, дифференцированного на ледяную оболочку и железокристаллическое ядро, не реализуются. Возможны трехслойные модели с ледяной оболочкой мощностью вплоть до ~ 320 км и железокристаллическим ядром с радиусом 1000–1300 км в различных сочетаниях с каменно-ледяной мантией. Эти модели не исключают варианты двухслойного строения Каллисто (ледяная литосфера + каменно-ледяная мантия или каменно-ледяная мантия + железокристаллическое ядро) и однослойную модель спутника, состоящего только из каменно-ледяной мантии с переменной по глубине концентрацией льда. Наличие каменно-ледяной мантии является специфической характеристикой Каллисто, что приводит к кардинальным различиям в строении Каллисто и Ганимеда. Валовая концентрация H_2O в спутнике с учетом химически связанной воды может находиться в диапазоне 49–55 мас. %.
3. Построена шестислойная модель Каллисто с внутренним океаном. Спутник состоит из ледяной коры, внутреннего океана, каменно-ледяной оболочки (мантии), состоящей из смеси льдов и железокристаллического материала, и центрального железокристаллического ядра, не содержащего льда. Оценены величины теплового потока из недр спутника в предположении кондуктивного транспорта тепла в ледяной коре. Для современного теплового потока $F = 3,3\text{--}3,7$ мВт/м², соответствующего ожидаемому от радиогенных источников тепла, результаты расчетов приводят к выводу об устойчивости (незамерзании) жидкой фазы под ледяной оболочкой, что согласуется с данными магнитометрических исследований «Галилео». Геофизически допустимая мощность водно-ледяной оболочки оценена в $\sim 270\text{--}315$ км. Мощность ледяной коры составляет $\sim 135\text{--}150$ км, а толщина подстилающего водного слоя $\sim 120\text{--}180$ км. Оценены размеры железокристаллического ядра и концентрация льда во всем объеме каменно-ледяной мантии. Температура поверхности Каллисто оценена в 100–112 К.

Изохимические модели галилеевых спутников

11.1. Введение

В предыдущих разделах проведен анализ моделей внутреннего строения галилеевых спутников и сделаны оценки их химического состава. Достаточно надежно установлено, что Ио, Европа и Ганимед прошли процесс полной дифференциации на металлическое Fe—FeS-ядро, силикатную мантию и кору (Ио) или водно-ледяную оболочку (Ганимед и Европа). В отличие от Ганимеда (близкого по размерам к Каллисто), источников тепла в недрах Каллисто хватило лишь для процесса частичной дифференциации спутника — под водно-ледяной оболочкой Каллисто находится каменно-ледяная мантия (смесь льдов и скальной породы) и железокремное ядро, не содержащее льда (см. гл. 10).

Но это лишь одна из причин. Другая и, возможно, более важная причина, объясняющая различие в строении галилеевых спутников, связана с условиями их формирования из вещества аккреционного диска, который существовал вокруг Юпитера и имел существенно меньшие размеры и массу, нежели солнечное допланетное облако. В первой части книги сделан обзор астрофизических и космохимических данных и приведены современные представления об эволюции аккреционных газопылевых дисков. Там же рассмотрены различные модели формирования спутников Юпитера (массивные (горячие) и маломассивные (относительно холодные) модели диска) и показано, что реализация того или иного сценария образования регулярных спутников тесно связана с механизмом формирования планеты-гиганта. Анализ этих моделей показывает, что дифференцированный характер Ганимеда и частичная дифференциация Каллисто, вероятно, объясняются разным временем образования спутников — Каллисто за время $\geq 10^5$ лет, а Ганимеда за более короткое время.

Поскольку при P - T -условиях маломассивной модели металлы и силикаты, вероятно, не проходят через процесс испарения и селективного фракционирования, то особенности химического состава спутников Юпитера должны быть связаны с составом ледяных и каменно-ледяных планетезималей, захваченных в диск и подвергшихся в нем переработке. В рамках подобных моделей диска Юпитера вполне возможен изохимический состав железокремных ядер спутников.

В работах (Кусков, Кронрод, 1998б; Кронрод, Кусков, 2006) была высказана гипотеза, что Ио (спутник с нулевой толщиной ледяной оболочки) и ледяные спутники Юпитера могут иметь подобные по строению и одинаковые по составу (изохимические) железозакаменные (Fe—Si) ядра с близкими значениями отношения (Fe_{tot}/Si). Это означает, что галилеевы спутники отличаются друг от друга лишь мощностью и строением внешней водно-ледяной оболочки, коры и прочими деталями, мало влияющими на их валовый состав. Под железозакаменным ядром Ио, Европы и Ганимеда (или для краткости Fe—Si-ядром) здесь будем понимать безводную внутреннюю оболочку, дифференцированную на силикатную кору, мантию и центральное железо-сульфидное Fe—FeS-ядро. Так, лишенная ледяной оболочки Ио состоит только из железозакаменного ядра. Поэтому для сохранения единства терминологии под железозакаменным ядром Ио подразумевается весь спутник в целом.

Сопоставление оценок химического состава Ио и геохимических данных по составу обыкновенных и углистых хондритов позволяет заключить (гл. 7), что валовый химический состав Ио несовместим с веществом S-хондритов из-за несоответствия ограничениям на массу и момент инерции и наиболее близок к составу L- и LL-хондритов. Было также показано, что CM, CV и L/LL-хондритовые модели Европы могут рассматриваться либо в качестве первичного вещества Европы (углистые хондриты), либо как аналог ее безводного железозакаменного материала (обыкновенные хондриты) (гл. 8). Вместе с тем было сделано предположение, что состав железозакаменного ядра Европы по степени окисления ближе к L/LL-хондритам, чем к углистым хондритам. Аналогично, для Ганимеда валовый состав железозакаменного ядра, близкий к составу L/LL-хондритов, согласуется с известными значениями массы и момента инерции (гл. 9). Таким образом, предполагается, что железозакаменные ядра Ио, Европы и Ганимеда могут быть сложены изохимическим веществом, близким по составу к родительским телам L/LL-хондритов.

Вычисленные в рамках гипотезы подобия Fe—Si-ядер спутников прогнозные оценки момента инерции Европы (Кусков, Кронрод, 1997, 1998б) совпали с экспериментальными определениями (Anderson et al., 1998), что косвенно свидетельствует в пользу гипотезы подобия. В работах (Кусков, Кронрод, 2001; Кронрод, Кусков, 2006) показана возможность построения железозакаменных ядер Ио, Европы и Ганимеда, близких по составу к L/LL-хондритам, что говорит о вероятной изохимичности валового состава спутников в отношении главных элементов. Однако модели Европы и Ганимеда допускают и валовые составы, отличающиеся от состава L/LL-хондритов (гл. 8, 9). Существенным аргументом, подтверждающим гипотезу изохимического состава галилеевых спутников, может стать построение моделей спутников с одинаковым валовым составом их железозакаменных ядер. Ниже мы рассмотрим эту гипотезу, опуская детали, подробно излагаемые в работе (Кронрод, Кусков, 2006).

11.2. Внутреннее строение железокаменных ядер спутников

Момент инерции и средняя плотность железокаменных ядер. Рассмотрим модель спутника, состоящего из водно-ледяной оболочки (мощность которой меняется от нуля для Ио до некоторой величины H_{ice} для Европы и Ганимеда) и железокаменного ядра. Тогда уравнения массы и момента для спутника можно записать в виде:

$$\begin{aligned} M_{ice} + M_{core} &= M_{sat}, \\ I_{ice}^0 + I_{core}^* M_{core} R_{core}^2 &= I_{sat}^* M_{sat} R_{sat}^2. \end{aligned} \quad (11.1)$$

Здесь M — масса, R — радиус, I^* — приведенный момент инерции ($I^* = I^0/MR^2$, I^0 — полный момент инерции); индексы sat, ice, core соответствуют спутнику в целом, внешней водно-ледяной оболочке, железокаменному ядру. Приведенный момент в дальнейшем будет именоваться просто моментом. Масса и момент инерции для тел со сферической симметрией определяются из уравнений (6.14).

Из уравнений (11.1) и (6.14) с помощью уравнений состояния воды и льдов высокого давления находятся зависимости плотности (ρ_{core}) и момента (I_{core}^*) железокаменного ядра от мощности (H_{ice}) внешней оболочки (рис. 11.1 а, б). Можно видеть, что при определенных значениях H_{ice} кривые $\rho_{core} = \rho_{core}(H_{ice})$ и $I_{core} = I_{core}(H_{ice})$ для Европы ($H_{ice} \approx 105$ – 120 км) и Ганимеда ($H_{ice} \approx 870$ км) проходят вблизи параметров Ио. Это означает, что средние плотности и моменты инерции Fe—Si-ядер Европы и Ганимеда могут совпадать или быть близкими к параметрам безводной Ио. Возникает вопрос — является ли такое совпадение случайным или же оно обусловлено составом и свойствами вещества, слагающего спутники.

Можно показать, что такое совпадение параметров I_{core}^* и ρ_{core} для всех трех тел не является случайным, а должно быть связано с составом и свойствами вещества Fe—Si-ядер спутников (Кронрод, Кусков, 2006).

В этом случае должны выполняться следующие условия подобия

$$\begin{aligned} I_{core}^{*E} &= I_{core}^{*G} = I_{Io}^*, \\ \rho_{core}^E &= \rho_{core}^G = \rho_{Io}, \end{aligned} \quad (11.2)$$

которые, как будет показано ниже, могут быть следствием изохимичности состава Fe—Si-ядер.

Распределение плотности в спутниках. Условия подобия (11.2) дают возможность сделать важные выводы о распределении плотности в недрах спутников. Из анализа уравнений (6.14) и соотношений (11.2) можно получить один из возможных законов распределения плотности в недрах спутников:

$$\rho_{core}^E(r^0) = \rho_{core}^G(r^0) = \rho_{Io}(r^0), \quad r^0 = (r/R_{core}). \quad (11.3)$$

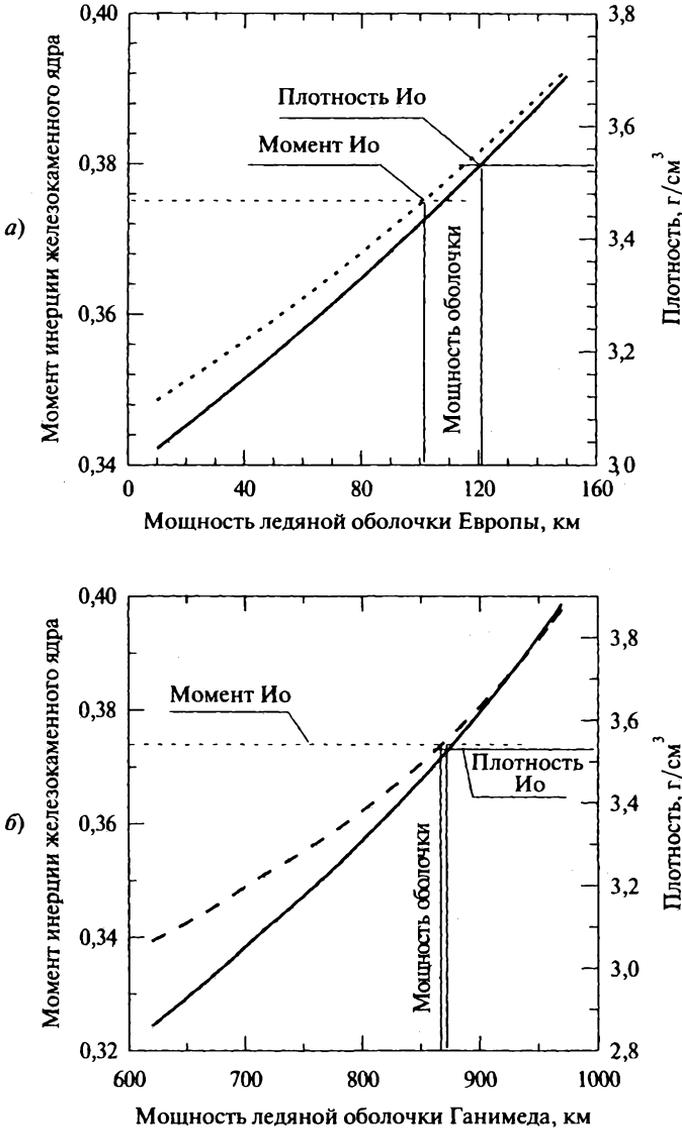


Рис. 11.1. Зависимость момента инерции (штриховая кривая) и средней плотности железокремниевых ядер Европы и Ганимеда от мощности ледяной оболочки H_{ice} . При определенных значениях H_{ice} кривые $\rho_{\text{core}} = \rho_{\text{core}}(H_{\text{ice}})$ и $I_{\text{core}} = I_{\text{core}}(H_{\text{ice}})$ для Европы ($H_{\text{ice}} \approx 105\text{--}120$ км) и Ганимеда ($H_{\text{ice}} \approx 870$ км) проходят вблизи параметров Ио ($I_{\text{Io}}^* = 0,37685 \pm 0,00035$, $\rho_{\text{Io}} = 3,5278 \pm 0,0029$ г/см³):
 а — Европа; б — Ганимед

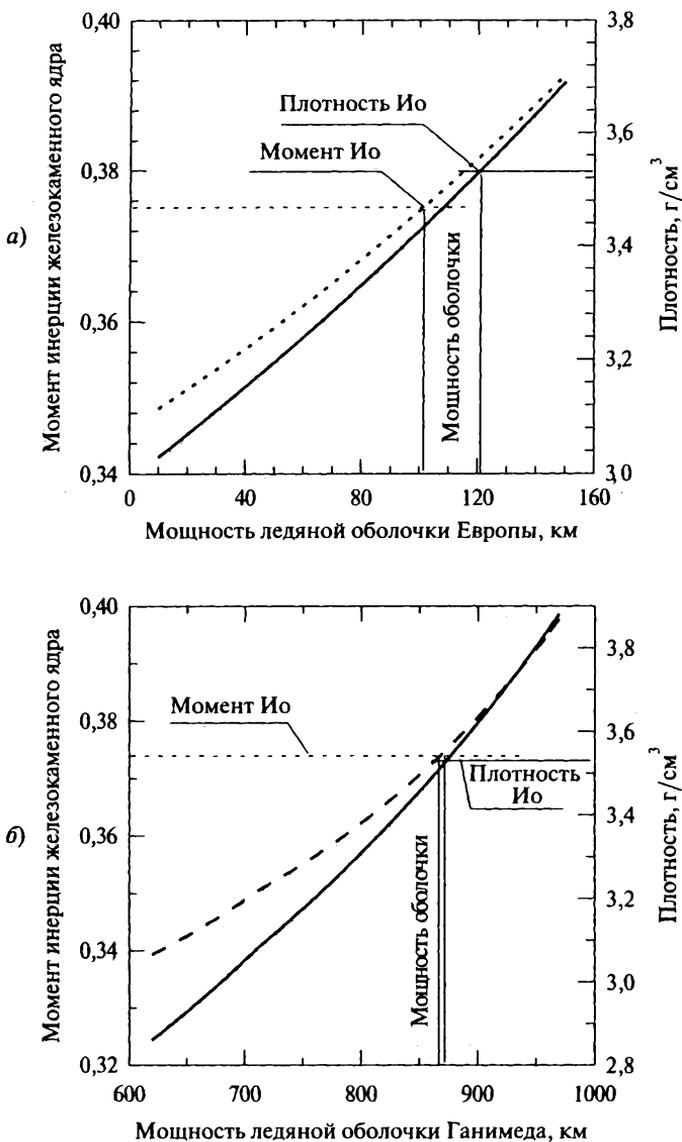


Рис. 11.1. Зависимость момента инерции (штриховая кривая) и средней плотности (сплошная кривая) железокремниковых ядер Европы и Ганимеда от мощности ледяной оболочки H_{ice} . При определенных значениях H_{ice} кривые $\rho_{\text{core}} = \rho_{\text{core}}(H_{\text{ice}})$ и $I_{\text{core}} = I_{\text{core}}(H_{\text{ice}})$ для Европы ($H_{\text{ice}} \approx 105\text{--}120$ км) и Ганимеда ($H_{\text{ice}} \approx 870$ км) проходят вблизи параметров Ио ($I_{\text{Io}}^* = 0,37685 \pm 0,00035$, $\rho_{\text{Io}} = 3,5278 \pm 0,0029$ г/см³): а — Европа; б — Ганимед

Здесь $(\text{Fe}_{\text{tot}}/\text{Si})_{\text{core}}$ — массовое отношение общего содержания железа к кремнию в железокремненном ядре спутника, FeO_{sil} — массовая концентрация FeO в силикатной коре и мантии, $(\text{Fe}_m/\text{Fe}_{\text{tot}})_{\text{core}}$ — массовое отношение количества металлического железа (Fe_m) в центральном Fe—FeS-ядре к валовому содержанию железа во всем Fe—Si-ядре спутника.

Соотношения (11.2) и (11.6) можно рассматривать в качестве условий геофизического и геохимического подобия внутреннего строения Ио и Fe—Si-ядер Европы и Ганимеда. В действительности нет абсолютного совпадения моментов инерции и плотностей железокремненных ядер Европы и Ганимеда с параметрами Ио (рис. 11.1). Наблюдаемые отклонения могут быть связаны с различиями в распределении температуры и давления в недрах спутников.

Условия подобия (11.5) и (11.6) по существу предполагают изохимичность состава железокремненной составляющей всех трех спутников. Для проверки гипотезы изохимичности построим модели спутников, удовлетворяющие геофизическим (масса и момент инерции) и геохимическим ограничениям (состав металлического Fe—FeS-ядра и силикатной фракции Fe—Si-компоненты), а также требованиям минимизации отклонений полученных решений от условий подобия:

$$\delta f_{S,Z} = |f_S - f_Z|, \quad (11.7)$$

где

$$f = \rho_{\text{sil}}, \quad (\text{Fe}_{\text{tot}}/\text{Si})_{\text{core}}, \quad \text{FeO}_{\text{sil}}, \quad (\text{Fe}_m/\text{Fe}_{\text{tot}})_{\text{core}}, \quad (11.8)$$

$$S = E, G, \text{Io}; \quad Z = E, G, \text{Io}; \quad \text{причем } S \neq Z.$$

Здесь δf — минимизируемая функция (невязка функции f), ρ_{sil} — плотность силикатной фракции железокремненного ядра, т. е. средняя плотность вещества коры и мантии, приведенная к характерным значениям давления и температуры ($P^* = 20$ кбар, $T^* = 1000^\circ\text{C}$), Fe_m — количество металлического железа в центральном Fe—FeS ядре.

Мы не требовали буквального выполнения условий подобия (11.7)–(11.9), поскольку профиль температуры и плотность в мантии и ядре определяются на основании приближенных моделей. Условия минимизации невязок (11.8) заменяются условием выполнения неравенств:

$$\delta f \leq \Delta f, \quad (11.9)$$

где Δf — максимальная допустимая величина невязки для функции f . Величины невязок Δf задаются. В нашем случае, учитывая допущения в постановке задачи, задается невязка 2% по $\text{Fe}_{\text{tot}}/\text{Si}$ и 0,5% по средней плотности силикатной фракции Fe—Si-ядра (ρ_{sil}). Выполнение (11.8) с такой погрешностью подразумевает принципиальную возможность изохимичности составов железокремненных ядер Европы, Ганимеда и Ио.

Дополнительные ограничения на химический состав и физические свойства спутников вводятся, как и ранее, по составу обыкновенных (H,

L и LL) и углистых (CI, CM, CV) хондритов. То есть состав Fe—Si-ядер может изменяться от восстановленного вещества H-хондритов до окисленного вещества C-хондритов. Химический состав силикатной фракции Fe—Si-ядер находится в результате решения. Состав хондритов в пересчете на систему $\text{Na}_2\text{O}—\text{TiO}_2—\text{CaO}—\text{FeO}—\text{MgO}—\text{Al}_2\text{O}_3—\text{SiO}_2—\text{Fe}—\text{FeS}$ ($\text{NaTiCFMAS}—\text{Fe}—\text{FeS}$) за вычетом летучих приведен в табл. 6.4. Здесь принята модель центрального Fe-10 % S-ядра, содержащего 10 мас. % серы ($\text{Fe}_{0,84}\text{S}_{0,16}$), с $\rho = 5,7 \text{ г/см}^3$ при 50 кбар и 1500°C . Ядро считается однородным по составу и плотности.

11.4. Модели спутников

Модели Европы и Ганимеда. При мощности 60 км плотность коры Европы принята $2,7 \text{ г/см}^3$ на поверхности и 3 г/см^3 на границе кора—мантия. Аналогичное распределение плотности задавалось в коре Ганимеда с незначительной поправкой на давление вышележащей ледяной оболочки. Мощность коры является свободным параметром и определяется из условий выполнения соотношений (11.8), (11.9). Мощность ледяной оболочки Европы принята равной 10 км, под ней до границы с корой находится океан. Для Ганимеда рассматриваются две модели внешней оболочки, состоящей из: (1) полиморфных модификаций льдов; (2) слоя льда-I толщиной 100–140 км, под которым находится океан. Плотность рассчитывается по уравнениям состояния воды и высокобарных льдов (соотношения (10.8)). Подчеркнем, что мощность внешней оболочки Европы и Ганимеда, как и мощность силикатной коры, находится из условий (11.8) и (11.9).

Ио. Все авторы сходятся в том, что приливное нагревание сыграло ведущую роль в тепловой и геохимической эволюции Ио. Расхождения существуют в конкретных моделях — диссипация во всей мантии или же в сравнительно тонком астеносферном слое (*Ross et al.*, 1990; *Tackley et al.*, 2001). Мы рассматриваем модель Ио, состоящую из тонкой твердой коры, частично расплавленной астеносферы, твердой мантии и Fe-10 % S-ядра. Распределение «горячих точек» на поверхности Ио свидетельствует скорее о существовании астеносферы, чем о глубинном проплавлении мантии (*Lopes-Gautier et al.*, 1999). Существование ограниченных по объему регионов в мантии с частичным плавлением на границе с ядром (*Monnerieu, Dubuffet*, 2002) не оказывает заметного влияния на интегральные плотностные характеристики мантии. Мощность внешней оболочки Ио (твердая кора + астеносфера) у разных авторов варьирует от 30 до 90 км. В нашем случае мощность внешней оболочки определяется в результате расчетов; плотность в твердой коре мощностью 1,5 км принята $2,15 \text{ г/см}^3$. В астеносфере плотность изменяется от $2,2 \text{ г/см}^3$ на границе с твердой корой до $3,25 \text{ г/см}^3$ на границе с мантией (*Leone, Wilson*, 2001) с линейным изменением по глубине.

11.5. Распределение температуры и физических параметров

Распределение температуры в спутниках задается на основании известных теплофизических моделей для спутников Юпитера. Предполагается, что погрешности в модели температурного поля слабо влияют на основной расчетный параметр модели — распределение плотности в мантии (Sohl et al., 2002). На поверхности спутников принято $T_0 = 130$ К (McKinnon, 1998). В Fe-10 % S ядрах профиль температуры задается адиабатическим.

Европа и Ганимед. В ледяной коре от поверхности до глубины 10 км задается кондуктивный закон теплообмена с линейным изменением температуры. В океане и в ледяной оболочке Ганимеда принят конвективный закон (Deschamps, Sotin, 2001) с адиабатическим изменением T . Температура в силикатной коре Европы и Ганимеда меняется линейно. Температура ($T_{\text{cr-m}}$) на границе кора—мантия подбирается из условий (11.8), (11.9).

Механизм теплопереноса в мантии Европы и Ганимеда неизвестен, но по аналогии с Луной (Tóksöz, Solomon, 1973) можно допустить, что теплоперенос происходит по кондуктивному механизму. Дополнительным ограничением на распределение температуры в мантии является условие отсутствия инверсии плотности в мантии. Кроме того, в рамках модели твердой мантии максимальные значения T не должны превышать температуру солидуса. В телах лунного размера распределение температуры таково, что градиенты плотности по температуре компенсируются градиентами плотности по давлению (Kuskov, Kronrod, 1998). Основываясь на такой аналогии, в мантии Европы и Ганимеда строится профиль температуры, который должен обеспечивать минимальный градиент плотности по глубине при условии $dp/dH > 0$. На основании вышеперечисленных допущений принят приближенный закон изменения температуры в железокремниевых ядрах Европы и Ганимеда (Kronrod, Kuskov, 2006):

$$\begin{aligned} T_{\text{core}}^E &= T_{\text{cr-m}}^E + 1966H_0 - 1416,1H_0^2 + 211,7H_0^3 \quad (H_0 < 0,9); \\ T_{\text{core}}^G &= T_{\text{cr-m}}^G + 2606H_0 - 2662,9H_0^2 + 906,7H_0^3 \quad (H_0 < 0,9); \\ \frac{dT_{\text{core}}^E}{dH} &= 0, \quad \frac{dT_{\text{core}}^G}{dH} = 0 \quad (H_0 \geq 0,9); \quad H_0 = \frac{H - H_{\text{cr}}}{R_{\text{core}} - H_{\text{cr}}}, \end{aligned} \quad (11.10)$$

где H — текущее расстояние от поверхности Fe—Si-ядра, причем $H \geq H_{\text{cr}}$, H_{cr} — мощность коры; $T_{\text{cr-m}}^E$, $T_{\text{cr-m}}^G$ — температуры на границе кора—мантия, определяемые в результате решения.

Ио. В твердой коре Ио задается линейный закон изменения температуры от поверхности до границы с астеносферой. В астеносфере теплоперенос происходит по механизму конвекции, поэтому профиль температуры задается по адиабате. В мантии и центральном Fe—FeS-ядре также

задается адиабатический профиль температуры (*Schubert et al.*, 1986). Искомым параметром является температура на границе астеносфера—мантия (T_{a-m}^{lo}), которая ищется в интервале 900–1250 °С из условий (11.8), (11.9). Профиль температуры в железокаменном ядре Ио за вычетом слоя кора + астеносфера приближенно аппроксимируется полиномом (*Кронрод, Кусков*, 2006):

$$T_{Io} = T_{a-m}^{lo} + 220,8H_0 - 106,3H_0^2 + 36,0H_0^3, \quad H_0 = \frac{H - H_{a-m}}{R_{Io} - H_{a-m}}, \quad (11.11)$$

где H — текущее расстояние от поверхности Fe—Si-ядра, где $H \geq H_{a-m}$, H_{a-m} — мощность слоя твердая кора + астеносфера, т. е. глубина до границы астеносфера—мантия.

Математическая модель спутников. Модели внутреннего строения спутников описываются системой уравнений (6.14)–(6.18): уравнением момента и массы, уравнением зависимости текущего давления от радиуса и ускорения силы тяжести в приближении гидростатического равновесия, а также уравнениями состояния для определения плотности вещества мантии $\rho_m = \rho_m(P, T)$ и железокаменного ядра $\rho_{core} = \rho_{core}(P, T)$.

Принципиальная схема и детали расчетов подробно описаны в работе (*Кронрод, Кусков*, 2006) и здесь опущены. В результате решения системы уравнений (6.14)–(6.18), (11.10), (11.11) при выполнении условий (11.8), (11.9) определяются распределение физических параметров в железокаменных ядрах спутников, их радиусы и радиусы центральных Fe-10 % S-ядер, мощности водно-ледяных оболочек и силикатной коры для Европы и Ганимеда, мощность внешней силикатной оболочки (твердая кора + астеносфера) для Ио. Кроме того, находится распределение температуры в спутниках, в том числе на границе кора—мантия для Европы и Ганимеда и астеносфера—мантия для Ио.

11.6. Состав и внутреннее строение спутников при условиях изохимичности

Модели спутников, удовлетворяющие условиям изохимического подобия Ио и железокаменных ядер Европы и Ганимеда, приведены на рис. 11.2 и в табл. 11.1 и 11.2. Результаты расчетов дают ограничения на мощность коры и водно-ледяных оболочек, валовый состав спутников, а также показывают распределения физических параметров — P, T, ρ, g .

Ио. Мощность системы кора + астеносфера составляет 70 км. Ниже находятся силикатная мантия и металлическое Fe-10 % S-ядро радиусом 737 км. Температура на границе астеносфера—мантия составляет 1200 °С, на границе мантия—ядро 1304 °С, в ядре 1304–1350 °С (рис. 11.2 а). Давление в центре — 80 кбар (рис. 11.2 б). Плотность мантии монотонно растет от 3,392 г/см³ на верхней границе до 3,570 г/см³ на границе с ядром

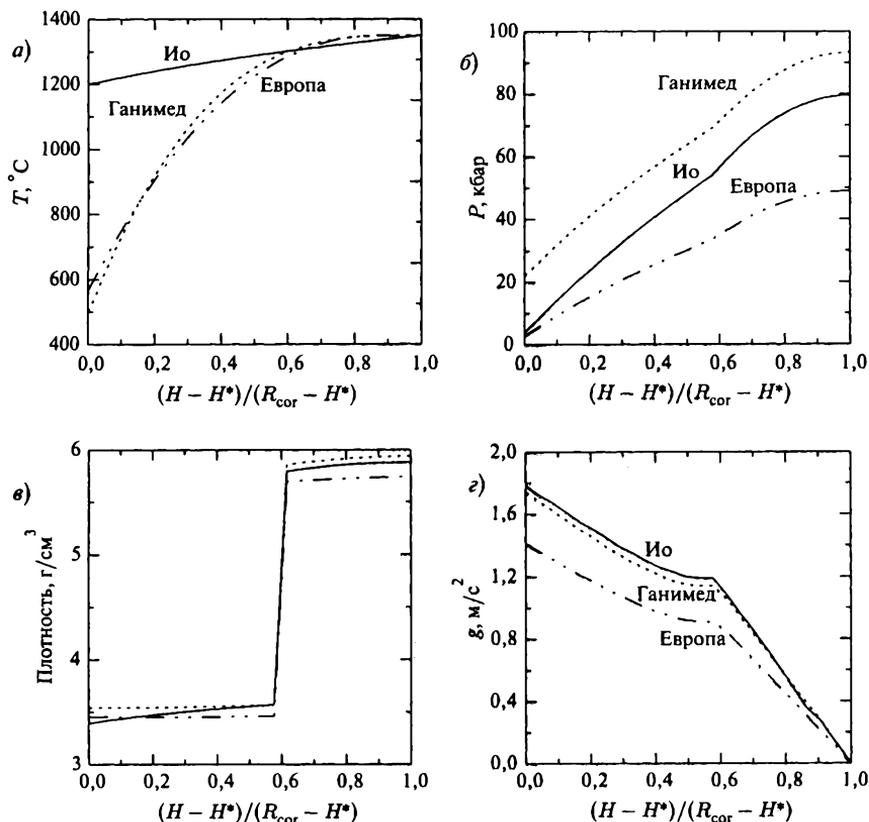


Рис. 11.2. Распределения температуры (а), давления (б), плотности (в) и ускорения силы тяжести (г) в мантии и металлических Fe-10% S ядрах Ио, Европы и Ганимеда. Сплошная линия — Ио, штриховая — Ганимед, штрих-пунктирная — Европа. H — текущее расстояние от поверхности железокремнистого ядра, H^* — мощность силикатной коры Европы и Ганимеда и мощность слоя кора + астеносфера для Ио, R_{core} — радиус железокремнистого ядра

(рис. 11.2 в). Плотность вещества силикатной фракции ρ_{sil} , приведенная к $P^* = 20$ кбар и $T^* = 1000^\circ\text{C}$, равна $3,386 \text{ г/см}^3$; средняя плотность вещества Ио — $\rho_{\text{core}}(P^*, T^*) = 3,543 \text{ г/см}^3$ — близка к астрономической средней плотности.

Европа. Европа обладает водно-ледяной оболочкой мощностью 120 км (7 мас. % H_2O), что хорошо согласуется с нашими расчетами, которые обсуждаются в гл. 8. Мощность силикатной коры составляет 50 км, радиус Fe-10% S-ядра — 576 км. Температура в верхних оболочках мантии Европы существенно ниже, чем у Ио (рис. 11.2 а). На границе кора—мантия

Таблица 11.1

Физические параметры и внутреннее строение спутников

Параметр	Луна	Ио	Европа	Ганимед
$M_{\text{sat}}, 10^{23} \text{ кг}$	0,735	0,89	0,48	1,48
$I^* = I^0/MR^2$	$0,3931 \pm 0,0002$	$0,37685 \pm 0,00035$	$0,346 \pm 0,005$	$0,3105 \pm 0,0028$
$\rho_{\text{cp}}, \text{ г/см}^3$	$3,3437 \pm 0,0016$	$3,5278 \pm 0,0029$	$2,989 \pm 0,046$	$1,936 \pm 0,022$
$R_{\text{sat}}, \text{ км}$	1738	1821,3	1565	2634
$R_{\text{core}}, \text{ км}$	1738	1821,3	1445	1734
$R_{\text{Fe-10\% S}}, \text{ км}$	445	737	576	695
$M_{\text{Fe-10\% S}}/M_{\text{sat}}, \%$	2,9	10,91	9,52	5,52
$M_{\text{Fe-10\% S}}/M_{\text{core}}, \%$	2,9	10,91	10,25	10,48
$M_{\text{core}}/M_{\text{sat}}$	1	1	0,929	0,533
$M_{\text{ice}}/M_{\text{sat}}$	0	0	0,071	0,47
$H_{\text{ice}}, \text{ км}$	0	0	120	900
$(\text{Fe}_{\text{tot}}/\text{Si})_{\text{core}}$	0,47	1,00	0,97	0,99
$P_{\text{m-core}}, \text{ кбар}$		58,5	36	73
$P_0, \text{ кбар}$	50	79,7	49	93,4

Примечание. $R_{\text{sat}}, \rho_{\text{cp}}, I^* = I^0/MR^2$ — радиус, средняя плотность и безразмерный момент инерции спутника. R_{core} — радиус железокремнистого ядра; $R_{\text{Fe-10\% S}}$ — радиус центрального ядра; $M_{\text{Fe-10\% S}}/M_{\text{sat}}$ — отношение массы центрального Fe-10% S-ядра к полной массе спутника, $M_{\text{Fe-10\% S}}/M_{\text{core}}$ — отношение массы центрального Fe-10% S-ядра к массе железокремнистого ядра; H_{ice} — мощность внешней оболочки (водно-ледяной для Европы и ледяной для Ганимеда); $(\text{Fe}_{\text{tot}}/\text{Si})_{\text{core}}$ — массовое отношение общего содержания железа к кремнию в железокремнистом ядре; $P_{\text{m-core}}$ — давление на границе мантия—ядро, P_0 — давление в центре спутника

$T \sim 570^\circ\text{C}$, но затем повышается более резко, чем у Ио, и на границе с ядром почти равна температуре Ио на этой границе — 1293°C . Такое поведение температуры обусловлено разными механизмами теплопереноса. Плотность мантии практически постоянна по глубине и находится в интервале $3,453\text{--}3,463 \text{ г/см}^3$. Плотности силикатной фракции (кора + мантия) и железокремнистого ядра, приведенные к P^*, T^* , практически совпадают с соответствующими параметрами Ио (табл. 11.2).

Ганимед. Для Ганимеда были рассмотрены две модели. Для модели без океана мощность ледяной оболочки составляет 900 км (47 мас. %

Таблица 11.2

Параметры изохимических моделей спутников Юпитера
в сопоставлении с веществом обыкновенных хондритов

Параметр	Ио	Европа	Ганимед	Средние значения	LL	L
H_{cr} , км	70	50	55	$0,035 R_{core}$		
$(Fe_{tot}/Si)_{core}$	1,00	0,97	0,99	0,99	$1,03 \pm 0,04$	$1,18 \pm 0,06$
$(Fe/Si)_{sil}$	0,53	0,53	0,54	0,53	0,71	0,61
$(FeO)_{sil}$, мас. %	16,1	16,0	16,3	16,1	19,66	17,20
Fe_m , мас. %	9,82	9,22	9,43	9,5	$6,33 \pm 2,27$	$11,04 \pm 1,46$
Fe_m/Fe_{tot}	0,47	0,45	0,45	0,46	$0,31 \pm 0,1$	$0,49 \pm 0,05$
ρ_{sil} , г/см ³	3,386	3,389	3,385	3,387	3,431	3,396
ρ_{core} , г/см ³	3,543	3,532	3,540	3,538		

Примечание. H_{cr} — мощность силикатной коры для Европы и Ганимеда и мощность слоя коры + астеносфера для Ио; $(Fe_{tot}/Si)_{core}$ — массовое отношение общего содержания железа к кремнию в хондритах и в железозакаменном ядре спутников; $(FeO)_{sil}$ и $(Fe/Si)_{sil}$ — концентрация FeO и массовое отношение содержания железа к кремнию в силикатных фракциях Fe—Si-ядра спутников и хондритов; Fe_m — массовая доля (в %) металлического железа в центральном Fe-10 % S-ядре от массы всего железозакаменного ядра спутников и количество металлического железа в хондритах, вычисленное как $Fe_m = Fe_m^0 + Fe_m$ из FeS; Fe_m/Fe_{tot} — массовая доля металлического железа в хондритах и в центральном Fe-10 % S-ядре от общего содержания железа в спутниках; ρ_{sil} , ρ_{core} — плотность силикатной фракции железозакаменного ядра спутников и хондритов и средняя плотность железозакаменного ядра, приведенные к $P^* = 20$ кбар и $T^* = 1000$ °C.

H₂O). В соответствии с фазовой диаграммой (рис. 6.2) оболочка состоит из льда-I и слоев высокобарных льдов. Для модели с океаном условия подобия выполняются лишь в том случае, если мощность океана не превышает 40–50 км при мощности ледяной литосферы 130–140 км. При этом общая мощность водно-ледяной оболочки спутника близка к 900 км, что согласуется с данными гл. 9.

Мощность силикатной коры 55 км. Радиус Fe-10 % S-ядра Ганимеда (695 км) меньше радиуса ядра Ио на 42 км. Радиус железозакаменного ядра (1734 км) превышает радиус Европы, но меньше радиуса Ио на 87 км (табл. 11.1). Таким образом, Fe—Si-ядро Ганимеда является почти двойником Ио и отличается в основном распределением температуры в коре и мантии. Профиль T в железозакаменном ядре Ганимеда очень близок к профилю температуры Европы, но имеет несколько большие градиенты

в верхних оболочках мантии (рис. 11.2 а). Плотность, как и в Европе, почти постоянна по глубине (рис. 11.2 в). В верхних 340 км плотность мантии равна $3,541 \text{ г/см}^3$, затем монотонно растёт до $3,569 \text{ г/см}^3$.

Строение железокремнистых ядер галилеевых спутников. Все железокремнистые ядра спутников удовлетворяют условиям подобия (11.2), (11.3), (11.6), (11.8), (11.9). Погрешность в приведенной средней плотности железокремнистого ядра ($\rho_{\text{core}}(P^*, T^*) = 3,538 \text{ г/см}^3$) и в приведенной плотности силикатной фракции ($\rho_{\text{sil}}(P^*, T^*) = 3,387 \text{ г/см}^3$) не превышает 0,1 % и 0,3 %, соответственно (табл. 11.2). Отношение радиуса центрального Fe-10 % S-ядра к радиусам Ио и железокремнистых ядер Ганимеда и Европы практически одинаково и в среднем составляет $R_{\text{Fe-10 \% S-ядра}}/R_{\text{core}} = 0,4$. Вместе с тем отношение массы Fe-10 % S-ядра к массе железокремнистого ядра $M_{\text{Fe-10 \% S-ядра}}/M_{\text{core}}$ несколько различаются из-за разницы в температуре и давлении (табл. 11.1). Наименьшая величина $M_{\text{Fe-10 \% S-ядра}}/M_{\text{core}}$ у Европы (10,25 %), наибольшая у Ио (10,9 %) и промежуточная (10,5 %) у Ганимеда. Среднее значение $M_{\text{Fe-10 \% S-ядра}}/M_{\text{core}}$ для всех трех спутников $\sim 10,5$ %. Средняя мощность силикатной коры ледяных спутников и системы кора + астеносфера для Ио составляют 0,032–0,038 от радиуса Fe—Si-ядра.

Геохимические характеристики и валовый состав. Геохимические характеристики Ио и железокремнистых ядер Европы и Ганимеда приведены в табл. 11.2. Максимальное отличие от средних значений (среднее арифметическое) для геохимических параметров (11.6) наблюдается у $(\text{Fe}_{\text{tot}}/\text{Si})_{\text{core}} \sim 1,5\text{--}2$ %. Для $C(\text{FeO})$ и $(\text{Fe}_m/\text{Fe}_{\text{tot}})_{\text{core}}$ отклонения не превышают 1 %. Можно считать, что невязка в выполнении условий подобия (11.6) составляет 1–2 %. Геохимические параметры железокремнистых ядер спутников характеризуются следующими средними (массовыми) значениями:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\text{Fe}_{\text{tot}}}{\text{Si}}\right)_{\text{core}} &= 0,99 \pm 0,02, & C(\text{FeO})_{\text{sil}} &= 16,15 \pm 0,15 \text{ мас. \%}, \\ \left(\frac{\text{Fe}}{\text{Si}}\right)_{\text{sil}} &= 0,53 \pm 0,04, & \left(\frac{\text{Fe}_m}{\text{Fe}_{\text{tot}}}\right)_{\text{core}} &= 0,46 \pm 0,01, & (11.12) \\ \frac{M_{\text{Fe}}}{M_{\text{core}}} &= 9,5 \pm 0,3 \text{ мас. \%}, & \frac{M_{\text{Fe-10\% S}}}{M_{\text{core}}} &= 10,55 \pm 0,3 \text{ мас. \%}. \end{aligned}$$

Здесь $(\text{Fe}_{\text{tot}}/\text{Si})_{\text{core}}$ — отношение общего содержания железа к кремнию в железокремнистом ядре, $C(\text{FeO})_{\text{sil}}$ и $(\text{Fe}/\text{Si})_{\text{sil}}$ — концентрация FeO и отношение содержания железа к кремнию в силикатной фракции железокремнистого Fe—Si-ядра, $(\text{Fe}_m/\text{Fe}_{\text{tot}})_{\text{core}}$ — отношение содержания металлического железа в центральном Fe-10 % S-ядре к общему содержанию железа. $M_{\text{Fe}}/M_{\text{core}}$ — отношение массы Fe в центральном Fe-10 % S-ядре к массе всего Fe—Si-ядра. $M_{\text{Fe-10\% S}}/M_{\text{core}}$ — отношение массы центрального ядра к массе всего Fe—Si ядра.

Геофизические и геохимические параметры (табл. 11.1, 11.2; соотношения (11.12)) показывают, что условия подобия внутреннего строения Ио и железокремнистых ядер Ганимеда и Европы выполняются, что говорит об их изохимическом составе.

Оценки валового состава железокремнистого материала Ио, Европы и Ганимеда (11.12) близки к таковым в L- и LL-хондритах. Оцененные погрешности составляют 2 % для отношения $(\text{Fe}_{\text{tot}}/\text{Si})_{\text{core}} = 0,99 \pm 0,02$ и 0,1 % для ρ_{core} . При 20 кбар и 1000 °C L/LL-хондритовая фазовая ассоциация состоит в основном из оливина (37–42 мол. % Ol, Fo_{72-75}) и пироксена (58–63 мол. % Орх + Срх) и имеет плотность 3,396 г/см³ для L- и 3,431 г/см³ для LL-хондритового вещества, табл. 11.2. Состав фазовой ассоциации явно отличается от чисто оливинового состава, принятого *a priori* (Sohl et al., 2002). Интересно, что по результатам спектральных определений поверхностного слоя астероида 433 Эрос и астероида 243 Ида отношения Fe/Si близки к таковым в образцах обыкновенных хондритов (Granahan, 2002; Trombka et al., 2000).

Единственный параметр, по которому состав спутников ближе к LL-хондритам, чем к L-хондритам — $(\text{Fe}_{\text{tot}}/\text{Si})$. Для спутников эта величина близка к 1,0, тогда как для LL-хондритов $(\text{Fe}_{\text{tot}}/\text{Si})_{\text{LL}} = 0,99-1,07$, а для L-хондритов — $(\text{Fe}_{\text{tot}}/\text{Si})_{\text{L}} = 1,12-1,24$. В то же время отношение $(\text{Fe}_{\text{tot}}/\text{Si})_{\text{core}}$ спутников существенно меньше, чем для обыкновенных H-хондритов (1,6) и углистых хондритов CI (1,73), CM (1,6), CV (1,48). Но углистые хондриты почти не имеют металлического железа.

Массы Fe-10 % S-ядер спутников (~ 10,5 мас. %) хорошо согласуются с содержанием железо-сульфидных фаз в L-хондритах (~ 7 % Fe + 6 % FeS), табл. 6.4. В LL-хондритах, при одинаковом содержании FeS (6 %), количество металла существенно меньше (~ 2,5 %), нежели в L-хондритах.

В силикатной фракции спутников, нормированной на состав системы NaTiCFMAS, содержание оксида железа $(\text{FeO})_{\text{sil}} = 16,1$ мас. % близко к таковому в L/LL-хондритах (17–20 мас. %). Плотность силикатной фракции спутников (ρ_{sil} (20 кбар, 1000 °C) = 3,387 г/см³) отличается от рассчитанной при этих же параметрах плотности силикатной фракции L/LL-хондритов (3,39–3,43 г/см³) на 1 %, что является следствием несколько меньшей концентрации FeO в мантии спутников. С учетом погрешностей в определениях моментов инерции и расчетах можно подгадать, что условия изохимичности валовых составов железокремнистых ядер выполняются, причем в отношении главных элементов вещество галилеевых спутников близко по составу к L/LL-хондритам.

11.7. Заключение и выводы

Рассмотрена гипотеза изохимического состава железокремнистых ядер спутников, суть которой состоит в том, что безводный спутник Ио и ледяные спутники (Европа и Ганимед) имеют подобные по составу железо-

каменные ядра и отличаются друг от друга лишь мощностью и строением внешней ледяной (водно-ледяной) оболочки. На этой основе проведено сопоставление химического состава спутников и оценены геохимические и геофизические параметры их внутреннего строения.

- (1) Условия изохимичности состава железокаменных ядер выполняются при определенных ограничениях на элементные отношения, удовлетворяющих интегральным геофизическим параметрам (масса и момент инерции). Установлены ограничения на состав мантии, размеры железо-сульфидных ядер и мощности водно-ледяной оболочки Европы и Ганимеда. Получены распределения температуры, давления, плотности и ускорения силы тяжести в галилеевых спутниках. Условия изохимичности выполняются при $(\text{Fe}_{\text{tot}}/\text{Si})_{\text{core}} = 0,99 \pm 0,02$; $M_{\text{Fe-10\%S}}/M_{\text{core}} = 10,5 \pm 0,3 \%$, $(\text{Fe}_{\text{m}}/\text{Fe}_{\text{tot}})_{\text{core}} = 0,46 \pm 0,01$. Силикатная фракция спутников содержит: $(\text{FeO})_{\text{sil}} = 16,15 \pm 0,15 \text{ мас. \%}$; $(\text{Fe}/\text{Si})_{\text{sil}} = 0,53 \pm 0,04$.
- (2) Ио, Европа и Ганимед являются дифференцированными спутниками. Ио имеет внешнюю оболочку (кора + астеносфера) мощностью 70 км, под которой находятся силикатная мантия и металлическое Fe-10 % S-ядро. Европа и Ганимед дифференцированы на водно-ледяную оболочку, силикатную кору мощностью 50–55 км, мантию и железо-сульфидное ядро. Оценены мощности водно-ледяной оболочки Европы (120 км) и ледяной оболочки Ганимеда (900 км). Содержание H_2O в этих спутниках составляет 7 % и 47 %, соответственно. Радиусы Fe-10 % S-ядра: Ио — 737 км, Ганимед — 695 км, Европа — 576 км. Для всех трех спутников температура на границе мантия—ядро составляет около 1300 °С. Фазовая диаграмма системы Fe—S при высоких давлениях показывает, что при температурах ≥ 1300 °С по крайней мере внешняя часть Fe-10 % S-ядра может находиться в частично расплавленном состоянии.
- (3) Из сопоставления геохимических параметров спутников с таковыми в хондритах можно сделать вывод, что валовый состав Ио и железокаменных ядер Европы и Ганимеда близок к составу L/LL-хондритов, но существенно отличается от геохимических характеристик обыкновенных H-хондритов и углистых хондритов. Изохимичность состава галилеевых спутников подразумевает изохимичность железокаменного материала, формирующего спутники, и отсутствие Fe/Si-фракционирования при P - T -условиях аккреционного диска Юпитера по его радиусу. В этом смысле лишенная воды Ио (т. е. спутник с нулевой толщиной ледяной оболочки) представляет собой материал нелетучей фракции аккреционного диска Юпитера. Образование галилеевых спутников происходило при относительно низких температурах, не превышающих температуру испарения железа и силикатов. Железокаменный материал, из которого формировались спутники, должен отражать химический состав солнечного диска на орбитах Юпитера.

Сравнительные характеристики планет и спутников

После полетов КА «Галилео» и «Кассини» число открытых регулярных и нерегулярных спутников Солнечной системы стало превышать 150. Два из них — Луна и Ио, находящиеся на расстоянии нескольких астрономических единиц друг от друга, по ряду характеристик являются похожими спутниками. Недра Ио и Луны не содержат H_2O . Оба спутника находятся в синхронном вращении — обращены одной стороной к своим планетам; их размеры и средняя плотность близки, несмотря на кардинальные различия в составе, строении и массе центральных планет. Радиус Ио составляет 1821 км, а средняя плотность $\rho \sim 3,53 \text{ г/см}^3$, что сопоставимо с параметрами Луны ($R = 1738 \text{ км}$, $\rho \sim 3,34 \text{ г/см}^3$). Расстояние Юпитер—Ио составляет всего 422 тыс. км ($\sim 6R_{\text{Юп}}$ от Юпитера), что также сопоставимо с расстоянием Земля—Луна (384 тыс. км).

Удивительное сходство Ио и Луны на этом заканчивается, а их геохимические характеристики, тепловая, химическая и магматическая эволюция существенным образом различаются. Современные геологические и геохимические данные показывают, что химическая и магматическая дифференциация Луны закончилась $\sim 3,0$ млрд лет назад. В то время как Луна на протяжении миллиардов лет остается мертвой в геологическом отношении, Ио обладает наиболее интенсивной вулканической активностью среди всех известных тел Солнечной системы. Поскольку масса Юпитера в сотни раз превосходит массу Земли, то следует ожидать влияния массивного Юпитера, как во время его формирования, так и в настоящий период, на химический состав, тепловой режим и вулканическую активность Ио, обнаруженную экспедициями «Вояджер» и «Галилео». Обратим внимание еще на одну особенность систем Земля—Луна и Юпитер—спутники, связанную с особенностями механизма их формирования. При близости масс Луны и галилеевых спутников (табл. 6.1) масса Луны составляет около 1 % от массы небольшой Земли, в то время как суммарная масса галилеевых спутников равна всего лишь 0,02 % от массы массивного Юпитера.

Часто предполагается, что планеты земной группы имеют в целом хондритовый состав, поскольку веществом, сохранившимся с доаккреционной стадии эволюции Солнечной системы, считаются хондриты, ко-

торые рассматриваются как строительные блоки при аккреции планет. Система Земля—Луна занимает особое место среди тел Солнечной системы. В связи с этим специальные разделы посвящены сопоставлению геохимических характеристик галилеевых спутников (на примере безводной Ио) с веществом хондритов, планет земной группы и Луны.

Сравнительные оценки состава мантии Земли и ее спутника необходимы для понимания фундаментальной проблемы происхождения системы Земля—Луна, если формирование Луны было каким-то образом связано с Землей. «Иначе все приобретает совершенно абстрактный характер», — отмечает А. П. Виноградов (*Виноградов, 1975*). Модели состава и внутреннего строения Ио обсуждаются в гл. 7. Существующие модели Марса основаны на гравитационных данных и геохимических исследованиях SNC-метеоритов. Моделям Земли посвящено огромное количество работ. Здесь мы ограничимся главным образом вопросами сходства и/или различия химического состава силикатных оболочек Луны и Земли. Эта принципиальная геохимическая проблема активно обсуждается в литературе. Представляет интерес провести сопоставление химического состава планетных тел. Мы располагаем определенными сведениями на этот счет не для всех планет земной группы. В отношении Меркурия и Венеры нельзя сказать что-либо определенное. Более надежные оценки имеются для Земли, Луны, Марса, галилеевых спутников и метеоритного вещества из пояса астероидов.

12.1. Химический состав и внутреннее строение Луны

12.1.1. Геолого-геофизическая информация о строении Луны

Изучение Луны, начавшееся космическими аппаратами «Луна», «Рейнджер», «Сервейер», «Аполлон» и продолженное зондами «Клементина» (*Clementine*) и «Лунный Изыскатель» (*Lunar Prospector*), позволило сделать исключительно важные выводы для геологии, геохимии и геофизики Луны. Более 40 лет назад (3 февраля 1966 г.) советская автоматическая станция «Луна-9» впервые совершила мягкую посадку на окраине Океана Бурь. В сентябре 1970 г. «Луна-16» совершила мягкую посадку в районе Моря Изобилия.

16 июля 1969 г. к Луне отправился американский пилотируемый аппарат «Аполлон-11». Прилунение состоялось 20 июля. По словам американского астронавта-геолога Г. Г. Шмитта (*Шмитт, 1975*) на конференции по космохимии Луны и планет, проведенной академиком А. П. Виноградовым в Москве в 1974 г.: «Событием, которое история будет вспоминать как свой поворотный пункт, явилась посадка Аполлона-11, осуществленная Армстронгом, Олдрином и Коллинзом в районе Моря Спокойствия». Перефразируя слова Р. Киплинга, Запад и Восток сошлись на Луне. Изучение Луны с помощью космических аппаратов позволило накопить новые

данные по проблемам селенодезии и небесной механики, приливной истории лунной орбиты и эволюции системы Земля—Луна (Каула, 1971; Жарков, Трубицын, 1980; Авсюк, 1993; Ризванов и др., 2007; Gusev, Petrova, 2007; Konopliv et al., 1998; Williams et al., 2001).

В результате многочисленных лунных экспедиций были доставлены образцы лунного грунта, проведено химическое, магнитное и гравитационное картирование лунной поверхности, сейсмическое и электромагнитное зондирование недр, построены новые геологические, топографические и гравиметрические карты для обоих полушарий Луны, детально отражающие структурные особенности ее поля тяготения. Анализ аномалий силы тяжести привел к открытию масконов — локализованных концентраций масс на некоторой глубине под лунной поверхностью. Одним из удивительных результатов стало получение методом нейтронной спектроскопии с борта «Лунар Проспектор» свидетельств о возможности существования водяного льда (или водород-содержащих соединений) в полярных областях — потенциального источника кислородно-водородного топлива для обеспечения жизнедеятельности последующих лунных экспедиций. Для получения более достоверных данных запланирована американская экспедиция на Луну, предполагающая доставку грунта из ударной структуры Южный полюс — Бассейн Эйткен, сформировавшейся около 4 млрд лет назад, и российская экспедиция (проект «Луна-Глоб»), предполагающая исследование внутреннего строения Луны и анализ вещества в приполярном кратере. Состояние и перспективы исследования Луны изложены в работе Э. М. Галимова (Галимов, 2004б).

Луна стала первым объектом космических исследований среди планет и спутников Солнечной системы. Но еще задолго до наступления космической эры происхождение Луны и ее геологическая эволюция привлекали внимание многих исследователей. Так, в своей малоизвестной работе «Происхождение Луны и ее кратеров» А. Вегенер (Вегенер, 1923) — один из основателей тектоники плит — высказал свою точку зрения на проблему происхождения спутника Земли: «Луна образовалась благодаря падению друг на друга большого количества отдельных твердых тел... вызванная падением теплота не могла переизлучаться в пространство, и температура Луны поднялась выше точки плавления пород». 85 лет назад А. Вегенером в качественном виде был сделан вывод, что уже на планетезимальной стадии могла идти активная дифференциация прото-Луны.

Плотность, радиус и момент инерции. Спутниковые измерения позволили получить детальную информацию о гравитационном поле Луны и определить с высокой точностью средний безразмерный момент инерции $I/MR^2 = 0,3931 \pm 0,0002$ (Konopliv et al., 1998), где по (6.11) $I = (A + B + C)/3$, среднюю плотность ($\rho = 3,3437 \pm 0,0016$ г/см³) и радиус ($R = 1738$ км). Эти параметры, связанные соотношениями (6.14), представляют собой важнейшие геофизические ограничения при постро-

ении геохимических моделей состава и внутреннего строения Луны:

$$M^0 = 4\pi \int_0^R \rho(r)r^2 dr, \quad I^0 = \frac{8}{3}\pi \int_0^R \rho(r)r^4 dr. \quad (12.1)$$

Здесь I^0 — момент инерции, M^0 — масса, ρ , R , r — плотность, радиус спутника, текущий радиус.

Для численного решения весь объем спутника разбивается на L сферических оболочек с постоянной плотностью в каждом слое. Тогда интегралы в (12.1) могут быть аппроксимированы следующим образом:

$$M^0 = \frac{4}{3}\pi \sum_{i=1}^L \rho_i (R_i^3 - R_{i+1}^3) + \delta M^0, \quad (12.2)$$

$$I^0 = \frac{8}{15}\pi \sum_{i=1}^L \rho_i (R_i^5 - R_{i+1}^5) + \delta I^0, \quad (12.3)$$

$$\rho_{i+1} > \rho_i \quad (i = 1, 2, \dots, L), \quad (12.4)$$

где ρ_i — плотность i -го слоя, R_{i+1} , R_i наименьший и наибольший радиус i -го слоя; δM^0 , δI^0 — погрешности в значениях массы и момента спутника. Условие отсутствия инверсии плотности по глубине ($dr/dH > 0$) отражено уравнением (12.4). Соотношения (12.2)–(12.4), дополненные сейсмическими данными по скоростям упругих волн, позволяют найти распределение плотности и температуры в недрах планетарного тела и сделать оценки его химического состава. Поэтому такие оценки для Луны будут более надежны, нежели для любых других небесных тел за исключением Земли.

Сейсмические данные. Сейсмические данные — своего рода «розетский камень» информации о внутреннем строении Луны. Обработка 8-летнего эксперимента (1969–1977), проводившегося сейсмической сетью из четырех станций, установленных экипажами КА «Аполлон-12, 14, 15, 16», позволила определить структуру лунных недр. Сейсмические станции, каждая из которых состояла из четырех сейсмометров, регистрировали естественные (удары метеоритов, мелкофокусные (до 200 км) и глубокофокусные (700–1200 км) лунотрясения) и искусственные (падения частей космических аппаратов) события (Latham et al., 1972; Toksöz et al., 1974). Из примерно 12 500 сейсмических событий более 7000 идентифицируются как глубокофокусные. Большинство лунотрясений имеет приливную природу. Возникшие колебания не затухают часами, что объясняется высокой сейсмической добротностью лунных недр (малыми потерями энергии на одном цикле сейсмических колебаний).

Математическая обработка сейсмических данных по временам пробега P - и S -волн привела к выводу о зональном строении мантии и суще-

ствовании либо одного сейсмического раздела на глубинах около 400 км (Goins *et al.*, 1981), либо двух резких сейсмических границ на глубинах 270 км и 500 км (Nakamura, 1983). По крайней мере до глубин 1200 км недра Луны остаются твердыми, поскольку они пропускают как продольные P -, так и поперечные S -волны.

Накамура (Nakamura, 1983) провел наиболее полную обработку сейсмических событий. Построенная им модель сферически симметричной Луны подразделяется на кору мощностью 58 км (для видимой стороны), верхнюю мантию (58–270 км), среднюю (270–500 км) и нижнюю мантию (500–1000 км). Таким образом, мантия считается состоящей из трех зон с резкими границами и скачком физических свойств на глубинах 270 и 500 км (см. рис. 12.1); значения скоростей продольных (V_P) и поперечных (V_S) волн (в км/с) равны:

в верхней мантии(58–270 км):

$$V_P = 7,74 \pm 0,12, \quad V_S = 4,49 \pm 0,03;$$

в средней мантии(270–500 км):

$$V_P = 7,46 \pm 0,25, \quad V_S = 4,25 \pm 0,10; \quad (12.5)$$

в нижней мантии(500–1000 км):

$$V_P = 8,26 \pm 0,40, \quad V_S = 4,65 \pm 0,16.$$

На границе кора—мантия скорости P -, S -волн скачкообразно возрастают, в то время как на границе верхняя — средняя мантия они скачкообразно уменьшаются, образуя на глубинах 270–500 км ярко выраженную зону пониженных скоростей. На глубине 500 км существует резкая граница, на которой скорости волн испытывают положительный скачок, равный примерно $\sim 10\%$. Однако Накамура (Nakamura, 1983) подчеркивает, что резкие границы на глубинах 270 и 500 км введены скорее для вычислительного удобства, а их реальное положение и резкость остаются под вопросом. Отметим для сравнения, что в Земле на сейсмических границах 400 и 650 км соответствующие скачки составляют 2,5–5% для P -волн и 3,5–7,5% для S -волн.

Спустя 20–25 лет, в работах датских (Khan *et al.*, 2000, 2007, Ин-т Нильса Бора, Копенгаген) и французских геофизиков (Lognonné, 2005; Lognonné *et al.*, 2003; Gagnepain-Beyneix *et al.*, 2006, Ин-т физики Земли, Париж) проведена повторная математическая обработка времен пробега P - и S -волн, зарегистрированных сейсмическими станциями КА «Аполлон», и построены новые сейсмические модели Луны. Скоростные профили (Lognonné *et al.*, 2003; Gagnepain-Beyneix *et al.*, 2006) разумно согласуются с данными предшественников (Goins *et al.*, 1981; Nakamura, 1983) на всех глубинах, а данные (Khan *et al.*, 2000) лишь до 500 км. На более глубоких горизонтах мантии возникают существенные различия. Сопоставление сейсмических моделей проведено ниже. Здесь же отметим, что структура

сейсмических профилей естественным образом отражается на выводимых отсюда петрологических моделях лунных недр.

Кора. Тектономагматическое развитие Луны происходило в несколько этапов (*Флоренский и др.*, 1981; *Барсуков*, 1985; *Шарков*, *Богатиков*, 2001; *Shearer, Parike*, 1999). Уже на ранней стадии эволюции Луны произошла дифференциация ее первично однородного вещества с выделением материковой полевошпатовой коры. На втором этапе (3,8–4,0 млрд лет назад) происходила глубокая переработка материковой коры под воздействием чрезвычайно интенсивной метеоритной бомбардировки, во время которой образовались крупные депрессии поверхности. Третий этап эволюции (3,8–3,0 млрд лет назад), когда в недрах Луны накопилось радиогенное тепло, характеризуется интенсивным излиянием базальтов, затопившим депрессии поверхности, — «морской» этап эволюции Луны, в результате которого произошло формирование лунных морей. Таким образом, химическая и магматическая дифференциация Луны закончилась ~ 3,0 млрд лет назад. Исследования минералов лунного грунта, классификация лунных пород и морфология кратеров обсуждаются в обзорах (*Мохов и др.*, 2007; *Hiesinger, Head*, 2006).

Мерой окислительно-восстановительного состояния глубинного вещества является фугитивность кислорода минеральных реакций. Окислительно-восстановительный режим оказывает существенное влияние на геохимические процессы, связанные с химической дифференциацией Земли и формированием физико-химического состояния ее оболочек (*Кадик*, 2006). Отсутствие в лунных породах воды, а также оксидных форм железа (Fe^{3+}) позволяет предположить, что лунные базальты кристаллизовались при значениях фугитивности кислорода на 4–5 порядков ниже таковых для земных базальтов (*BVSP*, 1981; *Richter*, 2002).

Сейсмические исследования коры удалось провести лишь в одном районе Луны — Океане Бурь. Сейсмический разрез верхних слоев (*Latham et al.*, 1972; *Toksöz et al.*, 1974), а также гравиметрические и топографические данные, полученные в результате дистанционного зондирования КА «Клементина» (*Neumann et al.*, 1996), показали, что средняя мощность коры составляет 60 км (55 км на видимой и 67 км на невидимой стороне). Совместный анализ сейсмических, гравитационных и топографических данных показал, что толщина лунной коры заметно меняется по горизонтали. Граница кора — верхняя мантия отбивается как отраженными волнами от метеоритных ударов, так и волнами от глубокофокусных лунотрясений, меняющими свой тип на этой границе. Однако средняя мощность анортозитовой коры и структура переходного слоя от коры к мантии точно не установлены.

По данным сейсмических (Аполлон-12, 14, 16) и гравиметрических исследований средняя толщина коры составляет ~ 60 км (*Nakamura*, 1983; *Hood, Jones*, 1987; *Zuber et al.*, 1994; *Neumann et al.*, 1996). В последующих

сейсмических работах с учетом топографических и гравитационных данных сделана переоценка средней мощности коры в сторону понижения до 30–45 км (*Lognonné et al.*, 2003; *Khan, Mosegaard*, 2005; *Lognonné, Johnson*, 2007), причем наиболее вероятная оценка составляет 40 ± 5 км, а средняя плотность $2,90 \text{ г/см}^3$ (*Chenet et al.*, 2006). В недавно опубликованном обзоре (*Wieczorek et al.*, 2006) приведена сводка результатов по оценке мощности коры; предпочтительная толщина коры — 49 ± 16 км.

Доставленные материалы лунных пород, содержащие образцы анортозитов, морских базальтов и KREEP-пород, не могут рассматриваться ни как среднее вещество коры, ни как первичное лунное вещество. По геологическим данным предполагается, что лунная кора сложена в основном материковыми породами, а доля морских базальтов невелика. В работах (*Jolliff et al.*, 2000; *Jolliff*, 2006) содержится анализ информации, полученной спектральной аппаратурой КА «Clementine» и «Lunar Prospector», выделяется существование различных в геохимическом и петрологическом отношении провинций и отмечается, что понимание состава нижней коры остается критическим для моделей петрогенеза лунных пород. Это связано с тем, что ряд исследователей полагают, что только верхняя анортозитовая кора образовалась в результате кристаллизации магматического океана, тогда как нижняя кора могла формироваться позже за счет магматических процессов. Исследование лунных метеоритов позволяет получить дополнительную информацию о петрологических, геохимических и изотопных особенностях лунной коры (*Шуколюков*, 2003; *Демидова и др.*, 2007).

Содержание Al_2O_3 составляет 28,5–32% для верхней коры, 25–29% для нижней и 18–25% для самого нижнего слоя мафической коры, что близко к ранней оценке 25% Al_2O_3 для всей коры (*Taylor*, 1982). В работе Демидовой и др. (2007) сообщаются новые результаты определения главных и редких элементов в лунных метеоритах, согласно которым валовое содержание Al_2O_3 в коре находится интервале 25–33%.

При моделировании внутреннего строения неоднородная по мощности анортозитовая кора Луны обычно заменяется однородной по составу, плотности и мощности сферической оболочкой. Плотность верхней мантии на границе с корой оценена в интервале допустимых значений $3,24 < \rho_m(60 \text{ км}) < 3,34 \text{ г/см}^3$ (*Кронрод, Кусков*, 1997; *Кусков, Кронрод*, 1996, 1999).

Мантия. Определения сейсмических свойств и электропроводности показывают, что мантия Луны до глубин порядка 1200 км, является твердой и не содержит рассеянных включений расплава (*Sonett et al.*, 1971; *Латем и др.*, 1975; *Nakamura*, 1983; *Ваньян*, 1997). Этому же требует факт существования масконов — мощность, вязкость и жесткость подстилающих слоев должны быть достаточными для того, чтобы удержать соответствующую нагрузку в виде масконов. Прочность и напряжения в верхней мантии обсуждаются в (*Reindler, Arkani-Hamed*, 2003). На кривой электропроводности выделен слой пониженного электрического сопротивления ($\sim 10^4 \text{ Ом}$)

на глубинах 250–500 км. В более глубоких зонах (в поясе гипоцентров лунотрясений) электрическое сопротивление возрастает в 10 раз. Верхняя мантия характеризуется высокой вязкостью ($\sim 10^{26-27}$ пуаз), что соотносится с большой сейсмической добротностью ($Q = 4000-7000$ для P -, S -волн на глубинах до 500 км) (Arkani-Hamed, 1973; Nakamura, Koyama, 1982; Nakamura, 1983; Галкин, 1978); с глубиной вязкость значительно уменьшается.

Модели химического и минерального состава Луны противоречивы и зависят от методического (геохимического или геофизического) подхода. Оценки валового состава основаны на использовании элементных корреляций в лунных породах и хондритах и сейсмических и гравитационных ограничений. В литературе рассматривались различные варианты моделей силикатной Луны, химический состав которых изменялся от состава, подобного ультраосновному веществу верхней мантии Земли, до состава, резко обогащенного Ca и Al и подобного высокотемпературным включениям в углистом хондрите *Allende*; содержание FeO колебалось от 6 до 18 мас. % (Morgan et al., 1978; Рингвуд, 1982; BVSP, 1981; Taylor, 1986; Hood, Jones, 1987; Mueller et al., 1988; Jones, Delano, 1989; Галимов, 1995, 2004a; Jones, Palme, 2000; Warren, 1991, 2005; Longhi, 2006).

Особый интерес представляет реконструкция состава мантии по глубине. Модели химического состава зональной (расслоенной) мантии Луны, основанные на сейсмических, гравитационных и термодинамических данных, впервые были построены в наших работах (Кусков, 1995а, б; Кронрод, Кусков, 1997; Kuskov, Fabrichnaya, 1994; Kuskov, 1995, 1997; Kuskov, Kronrod, 1998).

Модели магматического океана. Ранняя дифференциация Луны с выделением материковой полевошпатовой коры и возраст лунных пород привели к гипотезе магматического океана, под которым обычно понимается внешняя оболочка, прошедшая через стадию частичного плавления. Модели магматического океана получили достаточно широкое распространение для Земли и Луны (Рингвуд, 1982; James, 1980; Taylor, 1982; Warren, 1985; Кадик, Луканин, 1986; Tonks, Melosh, 1993; Shearer, Papike, 1999; Wiczorek, Phillips, 2000; Кусков, Кронрод, 1998а), а также для тел астероидного размера, степень частичного плавления которых могла колебаться в широких пределах и приводить к формированию разных классов ахондритовых метеоритов (Hewins, Newsom, 1988; Ruzicka et al., 2001).

Обычно предполагается, что внешний слой Луны был расплавлен. Однако неясность источников энергии и механизма разделения кристаллических и жидких фаз в тепловом и гравитационном полях затрудняют решение проблемы химической и магматической дифференциации Луны. Результаты экспериментов в центробежных полях, инверсионные процессы и ведущая роль вертикального перемещения вещества неоднократно обсуждались для объяснения процессов дифференциации магматического

океана, в которых фракционная кристаллизация сопровождается всплыванием плагиоклаза и седиментацией мафических фаз (Snyder et al., 1992; Френкель, 1989; Кадик, Лебедев, 1998; Shearer, Papike, 1999).

Оценки мощности предполагаемого лунного магматического океана охватывают интервал глубин от верхних 200–500 км до частичного или полного плавления всей Луны (Binder, 1986; Solomon, 1986; Warren, 1985; Shearer, Papike, 1999; Wieczorek et al., 2006). Это — один из основных нерешенных вопросов магматической эволюции Луны, ибо от ответа на него зависит состав зональной верхней мантии и существование нижней (примитивной) мантии, вероятно, не затронутой процессами плавления. Высказано мнение (Wieczorek, Phillips, 2000), что 500-километровая сейсмическая граница может иметь локальный характер, связанный с источником морских базальтов в специфической области под Океаном Бурь (Procellarum KREEP Terrane).

Исходя из концепции химической дифференциации внешней оболочки Луны, О. Л. Кусков и В. А. Кронрод (Кусков, Кронрод, 1998а) рассматривали валовый состав Луны методами инверсии геофизических данных с учетом дополнительных петрологических ограничений на состав мантии в виде балансовых соотношений. В этой работе существование резкой «500-км» сейсмической границы (положение границы точно не определено и может находиться в интервале 400–600 км) объяснялось изменением химического состава на этих глубинах, отделяющих первичную (недифференцированную) нижнюю мантию, обогащенную Al и Ca, от внешних слоев деплетированной (дифференцированной) мантии. Дифференциация до 500 км подразумевает, что весь алюминий, находящийся в коре, был экстрагирован лишь из верхней оболочки Луны.

В работе (James, 1980) предполагается, что в процессе остывания расплавленного слоя мощностью порядка 300 км кристаллизационная дифференциация привела к образованию мафических и ультрамафических кумулатов на глубине (область источника морских базальтов) и анортозитовой коры (ферроанортозиты). Комплементарность спектров РЗЭ в морских и материковых породах считается надежным подтверждением модели магматического океана (Демидова и др., 2007). Мощность магматического океана менее 300–400 км не находит подтверждения с геохимических позиций, поскольку при валовом содержании Al_2O_3 в Луне около 5–6 мас. % меньшая глубина проплавления не в состоянии обеспечить наблюдаемое содержание Al_2O_3 (~ 25 %) в анортозитовой коре.

Соломон (Solomon, 1986) на основе анализа термоупругих напряжений показал отсутствие тектонических признаков крупномасштабного расширения или сжатия Луны за последние 4 млрд лет (после периода интенсивной бомбардировки). Он оценил изменение радиуса Луны около 1 км, что не согласуется с концепцией обширного плавления.

Кирк и Стивенсон (Kirk, Stevenson, 1989) по изменению объемных эффектов в примитивном веществе Луны оценивают глубину магматического океана в 630 км. Петрологическое возражение (Longhi, 2006) состоит

в том, что морские базальты не могли образоваться за счет плавления недифференцированных недр Луны.

Хесс и Парментье (*Hess, Parmentier*, 1995), исследуя схему термохимической эволюции Луны, увеличивают глубину проплавления до 800 км. По их мнению, кристаллизация магматического океана сопровождалась образованием коры мощностью 60 км, под которой находятся слой кумулатов, обогащенных ильменитом, и слой Орх-О1-кумулятов. Последний состоит из относительно плотных Fe-обогащенных Орх-О1-слоев на поверхности и менее плотных (более магнезиальных) О1-обогащенных кумулатов в подошве магматического океана. В результате рэлей-тейлоровской неустойчивости оба типа кумулатов опускаются к центру Луны, формируя ее силикатное ядро, содержащее 85 мас. % пироксена и 15 мас. % ильменита.

Глубины проплавления порядка 500–700 км хорошо согласуются с данными по кристаллизации лунных базальтов, зеленых и пикритовых стекол (*Ringwood, Essene*, 1970; *Delano*, 1986; *Longhi*, 1992, 2006; *Neal, Taylor*, 1992; *Elkins et al.*, 2000). Эксперименты показывают, что низко- и высокотемпературные морские базальты, вероятно, образовались на одних и тех же глубинах (но из разных источников) при низких или умеренных степенях частичного плавления (< 20 %) и, следовательно, мантия Луны не претерпела обширного плавления (*Shearer, Papike*, 1993; *Head, Wilson*, 1992; *Wieczorek et al.*, 2006).

Совокупность петролого-геохимических и геофизических данных не дает оснований утверждать, что Луна когда-либо была расплавлена полностью и представляла собой сплошной магматический океан. Об этом свидетельствует и ее асимметричное строение: смещение центра фигуры на 2 км от центра масс. Это означает, что максимальная глубина частичного плавления затронула лишь верхнюю оболочку, что противоречит сценариям импактного происхождения Луны, поскольку существование недифференцированной нижней мантии не поддается объяснению с позиции катастрофического происхождения Луны.

Геохимические характеристики. Геохимические критерии в отношении распространенности целого ряда главных элементов свидетельствуют о различии вещества Луны и Земли, хотя и указывают на совпадение их линий изотопного фракционирования в системе ^{16}O — ^{17}O — ^{18}O . Относительно мантии Земли, Луна очень сильно обеднена летучими элементами. Земля и Луна не очень заметно отличаются по содержаниям V, Cr, W, Co и Mn, более сильно — по распространенности P и Ni и особенно резко — по распространенности Mo, Au, Ir, Ge и Re (в 25–100 и более раз). Вещество Луны отличается от вещества верхней мантии Земли и в отношении ряда других геохимических характеристик, например, Fe/Mn, K/U, K/La и др. (*Виноградов*, 1975; *Ringwood*, 1979; *Drake*, 1986; *Wänke, Dreibus*, 1986; *Newsom, Taylor*, 1989; *Галимов*, 1995; *Jones, Palme*, 2000).

При обсуждении проблемы происхождения системы Земля—Луна и оценки времени аккреции активно используются данные, связанные

с Hf—W изотопной систематикой (Halliday, 2006) и изотопным составом железа в лунных и земных образцах (Poitrasson et al., 2004). При интерпретации данных по $^{182}\text{W}/^{184}\text{W}$ отношениям возникают противоречия. Так, Touboul et al. (2007) полагают, что изотопные отношения вольфрама указывают на образование вещества Луны из земного материала или на их переуравновешивание в результате мегаимпакта. Напротив, Jones, Palme (2000) считают, что изотопные отношения вольфрама противоречат образованию Луны из мантии Земли.

Авторы работы (Poitrasson et al., 2004) полагают, что Луна и Земля обогащены тяжелым изотопом железа по сравнению с другими имеющимися образцами внеземного вещества. Однако в последующих экспериментах по фракционированию изотопов железа в процессах дифференциации планетарного вещества (Weyer et al., 2005; Williams et al., 2006) дается более сдержанная оценка. Так, например, Weyer et al. (2005) подчеркивают, что все анализируемые лунные образцы являются продуктами частичного плавления и, в отличие от земных перидотитов, не отражают состав примитивной мантии Луны. Дальнейшее развитие этой дискуссии отражено в работе (Poitrasson, 2007).

Тепловой режим. Измерения теплового потока в местах посадок «Аполлона-15 и -17» (районы Hadley Rille и Taurus Littrow) дали значения 21 ± 3 и 16 ± 2 мВ/м² (Langseth et al., 1976), которые в 3–4 раза меньше среднего теплового потока через поверхность Земли. Впоследствии было опубликовано множество работ по тепловой истории Луны (Юри, Макдональд, 1973; Murthy, Banerjee, 1973; McConnell, Gast, 1972; Любимова, 1968, 1975; Левин, Маева, 1975; Toksöz, Solomon, 1973; Орнатская и др., 1975; Токсоц, Джонстон, 1975). Согласно расчетам, под действием аккреционного тепла (тогда доминировала гипотеза коаккреции) и последующего разогрева Луны долгоживущими радиоактивными элементами температура внешней оболочки Луны через ~1 млрд лет достигла кривой плавления на глубинах порядка 500 км, что соответствует сейсмическим данным и глубинам излияния морских базальтов (Ringwood, Essene, 1970; Shearer, Papike, 1993). Более глубокие слои не подвергались плавлению. В настоящее время интерпретация измерений теплового потока подвергается пересмотру (Hagermann, Tanaka, 2006).

Отсутствие тектонической активности, существование масконов, низкая электропроводность и высокая добротность Луны говорят о том, что глубокие слои нижней мантии не достигали кривой солидуса и являются эффективно твердыми по крайней мере до 1000–1200 км. По этой причине поправки на эффекты неупругости достаточно малы. Однако более строгий подход требует учета эффектов неупругости при вычислении скоростей P-, S-волн и профилей температуры из сейсмических данных (Кусков, Кронрод, 2007).

При исследовании химической дифференциации Луны было показано (Кусков, Кронрод, 1998а), что дифференциация внешней оболочки

мощностью около 500 км (с образованием коры, верхней и средней мантии) относительно нижней (первичной) мантии согласуется с совокупностью геофизических ограничений на профили скоростей распространения упругих волн, момент инерции и массу Луны. Если в результате дифференциации на оболочку формируется достаточно однородный по глубине профиль химического состава в каждой зоне мантии (с возможным изменением состава на сейсмических границах), то профиль температуры в мантии Луны аппроксимируется экспоненциальной зависимостью (Кропруд, Кусков, 1999а, б):

$$T = T_0 + \Omega [1 - e^{\Psi(H-60)}], \quad (12.6)$$

где величины $T_0 = T(60 \text{ км})$, Ω и Ψ подлежат определению из сейсмических данных. Закон изменения температуры в мантии выбирается из условий соответствия теплофизическим моделям (Токсоц, Джонстон, 1975; Hood, Zuber, 2000) и минимизации градиентов химического состава по глубине.

Ядро. Размеры и состав ядра имеют особое значение для понимания проблемы формирования Луны (Галимов, 2004а). Ограничения на размеры ядра вытекают из ряда аргументов, большинство из которых — геофизические.

Центральная область Луны по своим термодинамическим параметрам близка к земной астеносфере ($T \approx 1200\text{--}1500^\circ\text{C}$, $P \sim 45\text{--}50$ кбар) и характеризуется низкой сейсмической добротностью. Поскольку прямые сейсмические данные на глубинах ниже ~ 1200 км отсутствуют из-за сильного затухания S -волн, то состав, агрегатное состояние и размеры ядра Луны остаются неизвестными. Однако известно, что центральная зона характеризуется заметным уменьшением скоростей P -волн, которые изменяются от ~ 8 км/с в нижней мантии до ~ 5 км/с на глубинах 1380–1570 км (Латем и др., 1975; Nakamura, 1983). Собственное магнитное поле у Луны отсутствует (Долгинов и др., 1975). Средняя плотность Луны указывает на дефицит металлического железа в веществе Луны.

Помимо сейсмометров, на поверхности Луны установлены уголковые отражатели для лазерной локации с Земли, что позволяет изучить влияние диссипативных эффектов на вращение Луны и движение по орбите, и оценить размеры ядра (Williams et al., 2001; Gusev, Petrova, 2007). Данные по сейсмическому и электромагнитному зондированию Луны (Дайел и др., 1975; Латем и др., 1975; Hood et al., 1999) показывают, что масса лунного ядра составляет 1–4 % от общей массы спутника. Дополнительные сведения о наличии ядра можно получить из исследований по селенодезии и динамике Луны, и определению коэффициентов гравитационного поля и параметров физической либрации Луны (Mizutani et al., 2003; Barkin et al., 2006; Konopliv et al., 1998; Williams et al., 2001; Гусев и др., 2004; Ризванов и др., 2007; Gusev, Petrova, 2007).

Модели ядра Луны, используемые в расчетах, описаны в разделе 6.6. Для планетарных тел, по размерам меньших Земли, обычно принимается

железо-сульфидный состав ядер. Это связано с более низкими давлениями. P – T -условия в Луне недостаточны для частичного плавления силикатов и их растворения в жидком железе с образованием Fe–Si–O-сплавов. В связи с этим включение кислорода и кремния в состав ядра Луны можно исключить. Присутствие порядка 6 % FeS в составе хондритов указывает на железо-сульфидный состав ядер различных планетарных тел. Придерживаясь аналогии с веществом метеороидов, мы рассматриваем четыре модели ядра Луны: (1) железо-никелевое ядро с плотностью $\rho(\gamma\text{-Fe-Ni}) = 8,1 \text{ г/см}^3$, (2) железо-сульфидное ядро с 10 мас. % серы (Fe-10 мас. % S-ядро, $\text{Fe}_{0,84}\text{S}_{0,16}$) с $\rho = 5,7 \text{ г/см}^3$ при 50 кбар и 1500°C , (3) железо-сульфидное Fe–FeS-ядро эвтектического состава с плотностью $5,15 \text{ г/см}^3$, (4) троилитовое FeS-ядро с $\rho = 4,7 \text{ г/см}^3$.

Механизм формирования планетарных ядер остается дискуссионным. Сейчас проведено довольно много экспериментов по изучению подвижности ядрообразующих расплавов в твердой силикатной матрице, как в статических, так и в динамических условиях. Обсуждается рост ядра за счет перколяции жидкого металла через твердую силикатную мантию (Лебедев и др., 1999) или за счет разделения и несмесимости металлического и силикатного расплава в магматическом океане (Rushmer et al., 2000).

Так, например, в экспериментах Holzheid et al. (2000) при 15 кбар и $1370\text{--}1410^\circ\text{C}$ изучены текстурные равновесия между сосуществующими двумя несмешивающимися жидкостями (силикатным (базальт) и железо-сульфидным расплавами) в кристаллической оливиновой матрице. Состав был подобран так, чтобы предотвратить химическое взаимодействие между оливином' и силикатной жидкостью. Оказалось, что при малых долях силикатного расплава двугранные углы между Fe–S расплавом и оливином превышают критический угол в 60° , что не позволяет образовать непрерывную систему взаимосвязанных каналов межзернового расплава. Однако в работах (Лебедев и др., 1999; Roberts et al., 2007; Hustofi, Kohlstedt, 2006), в которых изучалась перколяция в зависимости от доли Fe–Ni–S расплава в оливине, допускается, что этот механизм может быть ответственным за образование планетарных ядер.

Гипотезы происхождения Луны. Ключевая для планетологии проблема происхождения Луны важна не только сама по себе, но оказывается тесно связанной и с проблемой начального состояния и ранней эволюции Земли. Речь идет о неоднократно обсуждаемой проблеме — в какой области Солнечной системы, и при каких физико-химических условиях могло сформироваться протолунное вещество, обладающее столь специфическим составом, т. е. идентичным с земным составом изотопов кислорода и хрома и отличным соотношением многих элементов. Очевидно поэтому, что химический состав Луны должен рассматриваться в качестве фундаментального геохимического ограничения при тестировании космогонических моделей ее происхождения.

Три ранее широко обсуждаемые гипотезы (*Юри, Макдональд, 1973; Рускол, 1975; BVSP, 1981*) отделения Луны от Земли, захвата и коаккреции (Земля и ее спутник образовались из единого допланетного облака или же Луна формировалась из роя тел после практически полной аккумуляции Земли), привлекаемые для обсуждения особенностей образования и геохимии Луны, по различным причинам не выдержали проверки временем.

В настоящее время появились новые гипотезы происхождения Луны. Гипотеза гигантского столкновения (мегаимпакт) в неясной форме, возможно, впервые высказанная Б. Ю. Левиным и С. В. Маевой (*Левин, Маева, 1975*), и затем развитая и конкретизированная в ряде работ (например, *Hartmann, Davis, 1975; Cameron, Benz, 1991; Kokubo et al., 2000*), основана на идее катастрофического происхождения Луны. В первоначальной форме рассматривалось формирование Луны из мантии Земли — сейчас эта идея (*Ringwood, 1986; Рунгвуд, 1982*) не столь популярна, как ранее. В последнее время отдается предпочтение образованию Луны из мантии крупного тела (ударника) с массой около 10–15 % от массы Земли (*Сапир, 2004; Pahlevan, Stevenson, 2007*). Но пропорции материала мишени и ударника, пошедшего на строение Луны, остаются неопределенными. Аргументы и контраргументы физической модели мегаимпакта рассмотрены Д. Стивенсоном (*Stevenson, 1987*). Геохимическое тестирование модели не проводилось, но следствием гигантского удара было бы формирование земного магматического океана глубиной до 1000 км, что пока является гипотезой.

В связи с этим в ряде работ отмечается, что гипотеза мегаимпакта недостаточно проработана с геохимических (*Галимов, 1995; Jones, Palme, 2000; Ruzicka et al., 2001*) и динамических (*Boss, Peale, 1986; Stevenson, 1987; Рускол, 1997*) позиций. То же самое относится к гипотезе «макроимпактов» (*Ringwood, 1986; Витязев, Печерникова, 1996*), т. е. ударам о Землю ряда крупных тел, но не столь массивных, как Марс. По оценкам Рускол (1997) макроимпакты, в отличие от мегаимпакта, не дают наблюдаемого углового момента системы Земля—Луна. Важно подчеркнуть, что обогащенность Луны тугоплавкими оксидами, вытекающая из ряда геохимических и геофизических моделей, имеет крайне неудобные следствия для гипотезы мегаимпакта (*Галимов, 1995*).

В работах Э. М. Галимова (*Галимов, 1995, 2004а; Галимов и др., 2005*) обосновывается идея формирования Луны и Земли как двойной системы при коллапсе газопылевых частиц хондритового состава, т. е. Луна, как и Земля, могла образоваться из общего источника — первичного хондритового вещества, испытывавшего высокотемпературный нагрев в диспергированном состоянии, что согласуется с изотопным составом кислорода. Для объяснения многих геохимических закономерностей перспективной является динамическая модель (*Энеев, 1979*), согласно которой начальная фаза формирования системы Земля—Луна состояла не в образовании ансамбля плотных планетезималей и последующей их аккумуляции, а в образовании и аккумуляции газопылевых сгущений. Необходимые для этого

условия возникают в модели формирования планетных тел из коллапсирующего облака горячих частиц, причем в процессе испарения вещества происходит заметное обеднение Луны летучими (например, K, Na, Rb, Pb) по сравнению с Землей. Разрабатываемые в этих работах модели, базирующиеся на результатах численного моделирования, позволяют объяснить обедненность Луны летучими без изотопного фракционирования, обогащенность тугоплавкими оксидами и дефицит железа в лунном веществе, причем дефицит железа может иметь ту же природу, что и наблюдаемая обедненность летучими (Галимов, 2004а). Эти особенности лунной геохимии дают возможность согласовать происхождение вещества Луны из первичного вещества хондритового состава и свидетельствуют о существовании альтернативного мегаимпакту механизма формирования Луны.

Модифицированные идеи механизма захвата предложены Киотской школой (Nakazawa et al., 1983) и в работе (Сорохтин, Ушаков, 1991). О. Г. Сорохтин и С. А. Ушаков полагают, что Луна образовалась в результате разрушения на пределе Роша некой более массивной планеты (с массой около 3–4 лунных масс) — прото-Луны, которая, вероятно, была захвачена растущей Землей с близкой орбиты. Однако, как отмечают авторы, точного решения этой задачи пока еще не найдено. Ссылаясь на отношения изотопов свинца, авторы модифицированной идеи захвата отвергают различные гипотезы образования Луны за счет процессов мегаимпакта или макроимпактов.

12.1.2. Моделирование состава и внутреннего строения Луны

Сформулируем основную идею подхода. В результате различных физико-химических и механических процессов формируется вещество спутника Земли. Преобразованное под действием высоких температур и давлений и прошедшее через все этапы геологической эволюции вещество Луны обуславливает среднюю плотность, массу, момент инерции, тепловой поток, минеральный состав, а также скорости P -, S -волн в ее оболочках, фиксируемые сейсмическими методами. Для того чтобы получить информацию о химическом составе и тепловом режиме Луны, имеющиеся данные по геофизическим полям, несущим лишь косвенную информацию о составе недр, необходимо конвертировать в распределение температуры и концентраций петрогенных элементов по глубине.

Для согласования геофизических и геохимических данных были созданы соответствующие программы и разработан оптимизационный метод решения обратной задачи, основанный на термодинамическом подходе и совместном обращении сейсмических и гравитационных данных. В строгом виде решение этой задачи впервые осуществлено в наших работах (Kuskov, 1995, 1997; Kronrod, Kuskov, 1997, 1999а, б; Kuskov, Kronrod, 1998), в которых проведена реконструкция состава мантийных резервуаров, сделаны оценки распределения температуры и плотности по глубине и оценены размеры железо-сульфидного ядра и валовый состав Луны.

Ниже мы следуем этим работам. Все расчеты проведены в предположении условий термодинамического и гидростатического равновесия.

Термодинамический подход. Минеральный состав и физические свойства (плотность, скорости сейсмических волн и др.) пород Луны полностью характеризуются профилем концентраций всех тех петрогенных элементов, которые образуют самостоятельные фазы.

Решение прямой и обратной задач по определению состава, теплового режима и физических свойств мантии осуществлялось на основе программного комплекса и базы данных *THERMOSEISM* в системе $\text{Na}_2\text{O}-\text{TiO}_2-\text{CaO}-\text{FeO}-\text{MgO}-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{SiO}_2$ с неидеальными твердыми растворами при высоких температурах и давлениях (табл. 5.1, 5.2). Расчет фазовых равновесий проведен методом минимизации свободной энергии Гиббса (5.105)–(5.107). Расчет уравнения состояния (УРС) минералов в квазигармоническом приближении Ми–Грюнайзена–Дебая проводится на основе модели упругого континуума с использованием потенциала Борна–Майера для аппроксимации потенциальной части УРС и дебаевского приближения для тепловой его части (см. (5.37)–(5.40)).

Сейсмические свойства. Сейсмические характеристики фазовой ассоциации, состоящей из минералов — твердых растворов, рассчитываются в предположении, что порода представляет равновесную смесь изотропных фаз; в качестве единичной изотропной фазы рассматривается составляющая минерала — минерал. Скорости P - и S -волн равновесной фазовой ассоциации $V_{P,S}(P, T, x)$, учитывающие эффекты ангармонизма и фазовых превращений и не зависящие от частоты, определяются по формулам:

$$V_P^2 = \frac{K_S + 4/3G}{\rho}, \quad V_S^2 = \frac{G}{\rho}, \quad (12.7)$$

где модуль сжатия (K_S) и плотность (ρ) фазовой ассоциации находятся из уравнения состояния. Для модуля сдвига (G) принята линейная зависимость от температуры и давления (5.92). Для расчета упругих модулей используется усреднение Фойгта–Реусса–Хилла, часто применяемое в геофизических задачах. Скорости и плотность фазовых ассоциаций зависят от P , T и химического состава резервуаров мантии.

Известно, что оболочки Земли и Луны обладают диссипативными свойствами, которые характеризуются фактором Q — механической добротностью. При выводе (12.7) предполагается, что материал ведет себя как идеально упругий. Чрезвычайно высокая добротность сухих лунных недр ($Q = 4000-7000$ для P -, S -волн на глубинах до 500 км и около 1500 в нижней мантии), на порядок превосходящая земные значения, позволяет использовать соотношения (12.7) без учета поправок на эффекты неупругости, поскольку вклад последних незначителен, особенно в верхней мантии Луны. Для большей строгости, при восстановлении температуры из сейсмических данных мы принимаем во внимание эффекты

неупругости. Скорости P - и S -волн, учитывающие изменения модального состава в зависимости от температуры, давления и валового состава, а также эффекты ангармонизма, фазовых превращений и неупругости связаны соотношением (5.97).

Решение прямой задачи. При решении прямой задачи при фиксированных P - T -условиях и валовом составе получаем на выходе программы внутренне согласованную информацию по фазовому набору минеральной ассоциации (химический состав фаз и их пропорции), ее плотности, упругим модулям и скоростям сейсмических волн (гл. 5). Использование термодинамически обоснованной процедуры является важным преимуществом перед другими подходами, которые не содержат информации по ангармоническим свойствам минералов и не учитывают эффекты фазовых превращений.

Решение обратной задачи. Вместе с решением прямой задачи возникает необходимость решения обратных задач, которые заключаются в восстановлении некоторого набора модельных параметров, например температуры и химического состава силикатных оболочек, по геотермическим, сейсмическим, гравиметрическим, электромагнитным и геодезическим данным. Такие задачи представляют особый интерес для реконструкции состава, внутреннего строения и теплового режима Луны, Земли и других планетарных тел (*Kuskov, Kronrod*, 1998, 2001; *Kuskov et al.*, 2006; *Khan et al.*, 2006a, b, 2007; *Lognonné*, 2005).

Скорости и плотность фазовых ассоциаций на данной глубине зависят от температуры и химического состава. Поскольку температуры и концентрации породообразующих оксидов в недрах Луны *a priori* неизвестны, то решение обратной задачи заключается в конверсии имеющейся информации по геофизическим полям в термины температуры и химического состава. Такая задача совместного обращения сейсмических и гравитационных данных является существенно нелинейной. Оптимизационный метод решения обратной задачи основан на минимизации отклонений рассчитываемых и наблюдаемых значений скоростей сейсмических волн, момента инерции и массы (соотношения (12.2)–(12.5)).

Для процесса оптимизации необходимо многократное вычисление значений сейсмических скоростей и плотности. В полной постановке эта операция представляет сложную самостоятельную задачу, требующую значительного машинного времени. Поскольку при малом изменении температуры и концентраций плотность и сейсмические скорости изменяются практически линейно, можно воспользоваться разложением в ряд Тейлора:

$$Z_1 = Z_0 + \sum \left(\frac{\partial Z}{\partial f} \right) df + O(df)^2, \quad (12.8)$$

где $f = (T, \text{MgO}, \text{FeO}, \text{Al}_2\text{O}_3, \text{CaO}, \text{SiO}_2)$, $Z = (V_P, V_S, \rho)$, Z_0 — значение функции при заданных P , T и c_i (причем, $\sum c_i = 100\%$) в точке f_0 , Z_1 —

значение функции при том же P и нескольких измененных величинах T и c_i в точке $f = f_0 + \delta f$. Частные производные вычисляются в точке f_0 .

Выражение (12.8) позволяет рассчитать величины V_P , V_S , ρ через значения этих функций и их частные производные, вычисленные в ограниченном числе точек N по глубине. Все значения функций Z и их частные производные предварительно вычисляются с помощью базы данных *THERMOSEISM*.

На фиксированной глубине вариации сейсмических скоростей dV_j при вариациях состава dc_i и температуры dT можно представить следующим образом:

$$\delta V_j = \left(\frac{\partial V_j}{\partial T} \right)_{c,P} \delta T + \sum_i \left(\frac{\partial V_j}{\partial c_i} \right)_{T,P} \delta c_i \quad (j = P, S). \quad (12.9)$$

Концентрации всех породообразующих оксидов в мантии считаются неизвестными, $\sum c_i = 100\%$. Для уменьшения неопределенности при решении обратной задачи вводятся условия: (1) концентрации Al_2O_3 и CaO в каждой зоне мантии неизвестны, но постоянны по глубине ($c(\text{Al}_2\text{O}_3) = g_i$, $i = 1, 2, 3$ в верхней, средней и нижней мантии, соответственно); (2) по аналогии с хондритовыми содержаниями предполагается линейная зависимость $c(\text{Al}_2\text{O}_3) = K \cdot c(\text{CaO})$, где $K = 1,25$ (Ringwood, Es-sene, 1970). Величины g_i подлежат определению.

Из (12.8) видно, что имеется возможность однозначно определить приращения MgO , FeO и их текущие концентрации по сейсмическим скоростям V_j в каждой расчетной P - T -точке, если значения T и $c(\text{Al}_2\text{O}_3)$ известны. Таким образом, независимыми параметрами являются константы T_0 , Ω и Ψ в уравнении (12.6) и $c(\text{Al}_2\text{O}_3)$ в каждой зоне мантии. Однако прямое решение (12.8) может приводить к аномальному градиенту химического состава по глубине и инверсии плотности. По этой причине содержания FeO и MgO в мантийных резервуарах находятся по (12.8) из условий минимизации функционала (Φ):

$$\Phi = \min \left\{ \alpha_P (V_P - V_P^0)^2 + \alpha_S (V_S - V_S^0)^2 \right\}, \quad (12.10)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial H} > 0, \quad (12.11)$$

$$\frac{\partial c(\text{FeO})_i}{\partial H} \rightarrow 0, \quad \frac{\partial c(\text{MgO})_i}{\partial H} \rightarrow 0, \quad (12.12)$$

$$\frac{\partial c(\text{Al}_2\text{O}_3)_i}{\partial H} = 0, \quad \frac{\partial c(\text{CaO})_i}{\partial H} = 0 \quad (i = 1, 2, 3). \quad (12.13)$$

Индексы $i = 1, 2, 3$ — верхняя, средняя и нижняя мантия, соответственно.

Параметры T_0 , Ω и Ψ в уравнении (12.6) и $c(\text{Al}_2\text{O}_3)_{i=1,2,3}$ определяются минимизацией функционала (ϑ):

$$\vartheta = \sum_{i=1}^N \sum_F \alpha_F (F_i^0 - F_i)^2 + \alpha_M (M^0 - M)^2 + \alpha_I (I^0 - I)^2, \quad (12.14)$$

где N — число расчетных точек по глубине; F, M, I и F^0, M^0, I^0 — рассчитываемые и экспериментальные параметры; M, I — масса и момент инерции Луны, $F_i = (V_P, V_S)$; $\alpha_F, \alpha_M, \alpha_I$ — весовые коэффициенты, задаваемые так, чтобы относительная ошибка была одинакова для всех искомым параметров. Нижний предел функции ϑ находится методом градиентного спуска (*Kuskov, Kronrod, 1998*). Минимизация уравнений (12.14) проводится за 30–40 итерационных шагов и позволяет найти устойчивое по начальным данным решение. В результате оптимизационного решения определяются фазовый состав минеральной ассоциации и химический состав фаз, распределение температуры, плотности и химического состава зональной мантии по глубине, а также размеры ядра Луны.

12.1.3. Мантия Луны: состав, строение, свойства

В этом разделе обсуждаются результаты реконструкции химического состава и физического состояния мантии Луны, полученные решением обратной задачи на основе аппарата химической термодинамики и вышеперечисленных геофизических ограничений. Здесь же приведено сравнение полученных нами результатов обращения сейсмических и гравитационных данных в термины распределения температуры, плотности и концентраций главных элементов в недрах Луны (*Кронрод, Кусков, 1999а, б; Kuskov, 1995, 1997; Kuskov, Kronrod, 1998*) с данными недавно опубликованных работ (*Khan et al., 2000, 2006а, б, 2007; Lognonné et al., 2003; Lognonné, 2005; Gagnepain-Beuñeix et al., 2006*).

Модель Луны. Тепловая, химическая и магматическая эволюция Луны состояла из нескольких этапов и включала ранний разогрев и частичное плавление верхней оболочки мощностью до 400–600 км, ее последующее остывание и затвердевание с выделением анортозитовой коры и металлического, возможно, частично расплавленного ядра, выносом радиоактивных изотопов в лунную кору. Таким образом, термохимическая история Луны, как и Земли, состояла в расслоении первоначально однородного тела на оболочки: легкую кору, зональную мантию и центральное ядро.

В соответствии с сейсмическими данными примем, что модель внутреннего строения Луны состоит из пяти сферических оболочек: коры, трехслойной (верхней, средней и нижней) мантии и железного или железо-сульфидного ядра, размеры которого определяются в результате реше-

ния. Распределение давления определяется по формуле:

$$P = P_0 \left\{ 1 - \left[\frac{(R - H)}{R} \right]^2 \right\}, \quad (12.15)$$

где $P_0 = 47,1$ кбар — давление в центре, $R = 1738$ км, H — глубина.

Результаты реконструкции состава мантии зависят от сейсмической модели, скачка плотности на границе кора—мантия, расположения геофизических границ в мантии, состава и мощности коры. Состав коры принят по С. Р. Тейлору (Taylor, 1982); средняя мощность анортозитовой коры — 60 км, средняя плотность $3,0$ г/см³. Плотность мантии на глубине 60 км (на нижней границе коры) находится в интервале $3,24 \leq \rho_m(H = 60 \text{ км}) \leq 3,32$ г/см³. Масса и момент инерции вычисляются по соотношениям (12.2)–(12.4). Скорости распространения P -, S -волн приняты по (12.5). Распределение температуры аппроксимируется уравнением (12.6).

Реконструкция химического состава мантии. Результаты решения обратной задачи представлены в табл. 12.1 и 12.2, в которых приведены химический состав зональной мантии и силикатных оболочек Луны. Совокупности этих данных наилучшим образом отвечают две модели внутреннего строения — модели I и II, для которых рассчитан фазовый состав минеральных ассоциаций и химический состав сосуществующих фаз. Химический состав и физические свойства моделей зависят от скачка плотности на границе кора—мантия: модель I — $\rho_m(60 \text{ км}) = 3,24$ г/см³; модель II — $\rho_m(60 \text{ км}) = 3,32$ г/см³.

Таблица 12.1

Химический состав (мас. %), фазовый состав (мол. %) и физические свойства мантии Луны

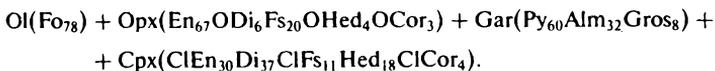
Мантия Луны: состав, свойства	Модель I: $\rho_m(60 \text{ км}) = 3,24 \text{ г/см}^3$				Модель II: $\rho_m(60 \text{ км}) = 3,32 \text{ г/см}^3$			
	верхняя		средняя	нижняя	верхняя		средняя	нижняя
	60 км	270 км	400 км	800 км	60 км	270 км	400 км	800 км
MgO	31,0	31,0	25,4	34,4	32,9	34,3	25,9	34,4
FeO	7,9	8,4	15,1	10,1	11,4	11,8	16,6	9,6
Al ₂ O ₃	2,5	2,5	4,2	6,4	2,0	2,0	2,6	6,7
CaO	2,2	2,2	3,3	5,1	1,6	1,6	2,1	5,3
SiO ₂	56,4	55,9	52,0	44,0	52,1	50,3	52,8	44,0
MG#	87,5	86,7	75	86	83,7	84	73,6	86,4

Окончание таблицы 12.1

Мантия Луны: состав, свойства	Модель I: $\rho_m(60 \text{ км}) = 3,24 \text{ г/см}^3$				Модель II: $\rho_m(60 \text{ км}) = 3,32 \text{ г/см}^3$			
	верхняя		средняя		верхняя		средняя	
	60 км	270 км	400 км	800 км	60 км	270 км	400 км	800 км
Шпинель	0	0	0	0	1,7	0	0	0
Анортит	2,0	0	0	0	0	0	0	0
Кварц	0,3	0,5	0	0	0	0	0	0
Ортопироксен	93,7	93,0	87,8	0	78,4	69,2	95,6	0
Клинопироксен	4,0	6,5	6,6	35,5	6,2	6,2	0	35,9
Оливин	0	0	3,9	55,9	13,7	24,3	3,7	55,3
Гранат	0	0	1,7	8,6	0	0,3	0,7	8,8
$T, \text{ }^\circ\text{C}$	435	854	993	1175	466	772	922	1254
$\rho, \text{ г/см}^3$	3,236	3,260	3,374	3,396	3,320	3,321	3,380	3,382
$V_p, \text{ км/с}$	7,67	7,67	7,59	8,18	7,75	7,77	7,53	8,17
$V_s, \text{ км/с}$	4,49	4,45	4,30	4,51	4,51	4,45	4,29	4,50
$R(\text{FeS-ядро}), \text{ км}$	530				460			
$R(\text{Fe-ядро}), \text{ км}$	350				290			

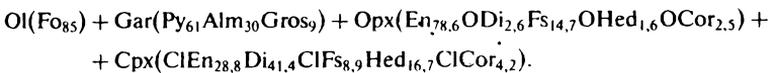
Примечание. Химический состав фаз для модели I:

Средняя мантия (400 км – 19,2 кбар/993 °C) –



Химический состав фаз для модели II:

Верхняя мантия (270 км – 13,5 кбар/772 °C) –



Средняя мантия (400 км – 19,2 кбар/922 °C) –



Нижняя мантия (800 км – 33,4 кбар/1254 °C) –

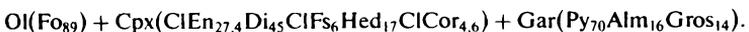


Таблица 12.2

Химический состав силикатных оболочек Луны (мас. %) по моделям I и II

Состав	Кора (Taylor, 1982)	Кора + верхняя мантия		Кора + средняя + верхняя мантия		Валовый состав силикатной Луны (кора + вся мантия)	
		I	II	I	II	I	II
MgO	7,0	25,5	27,7	25,5	27,0	28,5	29,6
FeO	6,5	7,7	10,4	10,6	12,8	10,4	11,7
Al ₂ O ₃	25,0	7,7	7,2	6,3	5,4	6,3	5,9
CaO	16,0	5,5	4,9	4,6	3,8	4,8	4,3
SiO ₂	45,5	53,6	49,8	53,0	51,0	50,0	48,5

Результаты расчетов дают следующие ограничения на состав Луны, которые являются модель-независимыми в геохимическом отношении:

верхняя мантия (60–270 км) —

$$1,5 < \text{CaO}, \quad \text{Al}_2\text{O}_3 < 2,5 \%, \quad 8 < \text{FeO} < 12 \%, \\ 31 < \text{MgO} < 34 \%, \quad 50 < \text{SiO}_2 < 56 \%;$$

средняя мантия (270–500 км) —

$$2 < \text{CaO}, \quad \text{Al}_2\text{O}_3 < 4 \%, \quad 15 < \text{FeO} < 17 \%, \\ \sim 25 \% \text{ MgO}, \quad \sim 52 \% \text{ SiO}_2;$$

нижняя мантия (500 км – ядро) —

$$5 < \text{CaO}, \quad \text{Al}_2\text{O}_3 < 6,5 \%, \\ \sim 10 \% \text{ FeO}, \quad \sim 34 \% \text{ MgO}, \quad \sim 44 \% \text{ SiO}_2.$$

Верхняя мантия состоит в основном из пироксенита: модель I — плагиоклаз-содержащий пироксенит; модель II — оливин-содержащий пироксенит. Ортопироксен — доминирующая фаза верхней (70–90 мол. % Орх) и средней мантии (до 90–95 мол. %). Концентрации FeO, Al₂O₃ и CaO в верхней мантии ниже, чем в средней. Петрологически это оправдано, поскольку легкоплавкие компоненты вошли в состав анортозитовой коры, выплавляемой в основном из верхней мантии. В обзоре (Wieczorek *et al.*, 2006) отмечается, что область источника морских базальтов должна отвечать гарцбургитовому, а не лерцолитовому составу.

Реконструкция химического состава, в основе которой лежит сейсмическая модель (Nakamura, 1983), привела нас к заключению, что природа

границы между верхней и средней мантиями (270 км) может быть связана с изменением химического состава: от пироксенитового вещества верхней мантии, обедненного FeO (энстатит-En_{77–87}), к пироксенитовому составу средней мантии, обогащенному FeO (En₆₅). Более железистый состав по отношению к выше- и нижележащим оболочкам приводит к уменьшению скоростей упругих волн на глубинах 270–500 км и образованию зоны пониженных скоростей в средней мантии (табл. 12.1, рис. 12.1). Электромагнитное зондирование Луны выявило существование слоя повышенной проводимости на глубинах > 200 км (Дайел и др., 1975; Ваньян, 1997), что также может быть связано с повышенной концентрацией закисного железа в силикатах мантии.

Однако из-за сложности и противоречивости топологии сейсмического профиля (см. рис. 12.3) подразделение Луны на верхнюю и среднюю мантии пока является умозрительным. Но в целом мы придерживаемся мнения, что внешняя оболочка мантии до глубин порядка 500 км имеет пироксенитовый состав. Авторы (Lognonné et al., 2003; Gagnepain-Beyneix et al., 2006; Khan et al., 2006b) согласны с нашей интерпретацией пироксенитового состава мантии до глубин 500 км. К сожалению, надежность сейсмических данных пока недостаточна, чтобы выявить более тонкие детали химического строения Луны. Требуется новые сейсмические эксперименты для прояснения таких деталей. Петролого-геохимические данные также не дают твердых аргументов в отношении глубины проплавления Луны.

Породы нижней мантии Луны (500–1000 км) отличаются как от состава пород вышележащих оболочек, так и от мантийных пород Земли; фазовый состав нижней мантии (мол. %): 56 % оливин (Fo₈₉) + 35 % клинопироксен (Di₄₅) + 9 % гранат (Py₇₀), табл. 12.1. Необычность состава обусловлена обогащением труднолетучими (тугоплавкими) компонентами, не свойственными ультраосновным породам Земли. Концентрации СаО, Al₂O₃ достигают 5–6 %, что в 1,5–2 раза выше их распространенности в земной мантии и хондритах.

Изменение скоростей упругих волн при переходе к нижней мантии по данным разных авторов составляет 5–10 % (табл. 12.3). Фазовые переходы на глубинах ниже 500 км не обнаружены; ранее было показано, что переходы типа шпинель — гранат, имеющие место в интервале глубин 150–200 км, не в состоянии объяснить природу границы на глубине ниже 500 км (Kuskov, 1995). Это убедительно свидетельствует о том, что 500-километровая граница может быть обусловлена только изменением химического состава (Hood and Jones, 1987; Kuskov, 1997). Новейшие сейсмические данные (Lognonné et al., 2003; Gagnepain-Beyneix et al., 2006) подтверждают это предположение.

Таким образом, проведенное обсуждение показывает, что мантия Луны стратифицирована по химическому составу. В то же время геохимическая природа геофизической границы на глубинах около 500 км не вполне ясна. Вероятно, она может рассматриваться как раздел, отделяющий пер-

вичное вещество нижней мантии от дифференцированных внешних оболочек пироксенитового состава (Wieczorek et al., 2006; Кусков, Кронрод, 1998a).

Если процессы частичного плавления и дифференциации затронули только внешнюю оболочку Луны, то образование коры, верхней и средней мантии происходило на стадии существования магматического океана мощностью около 500 км, в то время как первичная нижняя мантия оставалась недифференцированной. Мы полагаем, что в процессе дифференциации Луны на оболочки произошла ее стратификация по химическому составу. В этом случае все резервуары мантии имеют разный химический состав, что находит отражение в сейсмической структуре Луны. Скоростные модели (Lognonné et al., 2003; Gagnepain-Beyneix et al., 2006; Khan et al., 2000, 2006b) в целом подтверждают такую интерпретацию лунной минералогии. Khan et al. (2006b) нашли, что мантия состоит в основном из оливина и ортопироксена (~ 80 об. %) и содержит также Al-содержащие фазы — плагиоклаз, шпинель и гранат на глубинах 0–150 км, 150–200 км и 200–1000 км, соответственно, что подтверждает наши ранее опубликованные данные (Kuskov, Kronrod, 1998); см. табл. 12.1.

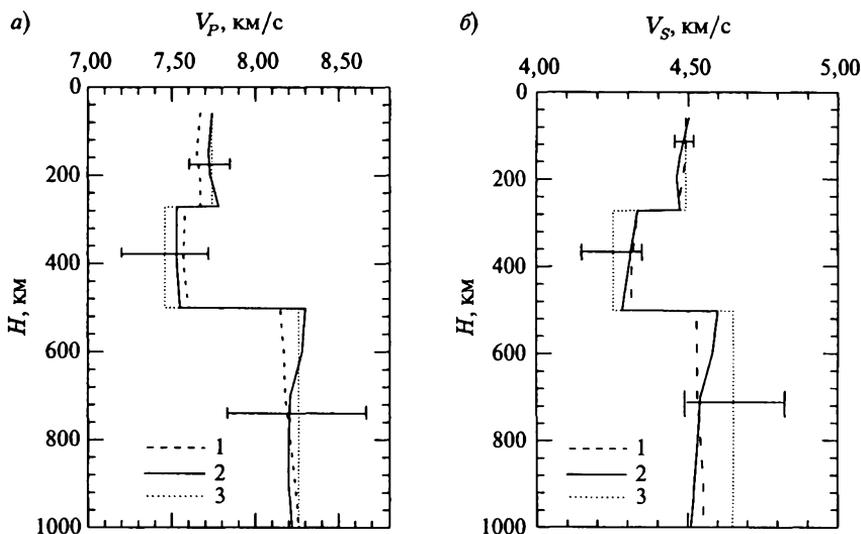


Рис. 12.1. Профили скоростей распространения продольных (а) и поперечных волн (б) для композиционных моделей I и II в химически расслоенной мантии Луны, полученные в результате решения оптимизационной задачи. Плотность верхней мантии на границе с корой: $\rho_m(60 \text{ км}) = 3,24 \text{ г/см}^3$ для модели I, $\rho_m(60 \text{ км}) = 3,34 \text{ г/см}^3$ для модели II. 1 — модель-I — штриховая линия; 2 — модель-II — сплошная линия; 3 — профили скоростей распространения сейсмических волн (точечные линии) с погрешностью, табл. 12.3 (Nakamura, 1983)

Сейсмическая структура мантии. Профили скоростей распространения P -, S -волн для моделей I и II приведены на рис. 12.1, а их сопоставление с сейсмическими данными в табл. 12.3. Наши скоростные профили, особенно V_S , по отношению к сейсмической модели (Nakamura, 1983) сдвинуты к верхней границе доверительного интервала в средней мантии и к нижней границе доверительного интервала в нижней мантии (глубже 500 км). Ранее отмечалось, что скорости P -, S -волн (Nakamura, 1983) в нижней мантии являются завышенными примерно на 2% (Hood

Таблица 12.3

Скорости распространения продольных и поперечных волн в мантии Луны

Модель	Глубина, км	V_P , км/с	V_S , км/с
<i>Goins et al.</i> (1981)	60–400	$7,70 \pm 0,15$	$4,45 \pm 0,05$
	400–480	$7,60 \pm 0,05$	$4,30 \pm 0,10$
	480–1100	$7,60 \pm 0,60$	$4,20 \pm 0,10$
<i>Nakamura</i> (1983)	60–300	$7,74 \pm 0,12$	$4,49 \pm 0,03$
	300–500	$7,46 \pm 0,25$	$4,25 \pm 0,10$
	500–1000	$8,26 \pm 0,40$	$4,65 \pm 0,16$
<i>Khan et al.</i> (2000)	45–500	$8,0 \pm 0,8$	$4,0 \pm 0,4$
	500–750	$9,0 \pm 1,9$	$5,5 \pm 0,9$
	750–1000	$11,0 \pm 2,1$	$6,0 \pm 0,7$
<i>Khan et al.</i> (2007)	45–1000	7,75–8	4,2–4,5
<i>Lognonné et al.</i> (2003) <i>Lognonné</i> (2005)	30–300	$7,75 \pm 0,15$	$4,53 \pm 0,15$
	300–500	$7,75 \pm 0,15$	$4,50 \pm 0,15$
	500–750	$7,50 \pm 0,30$	$4,35 \pm 0,30$
	750–1000	$7,90 \pm 0,30$	$4,20 \pm 0,30$
<i>Gagnepain-Beyneix et al.</i> (2006)	40–240	$7,65 \pm 0,06$	$4,44 \pm 0,04$
	240–500	$7,79 \pm 0,12$	$4,37 \pm 0,07$
	500–750	$7,62 \pm 0,22$	$4,40 \pm 0,11$
	750–1000	$8,15 \pm 0,23$	$4,50 \pm 0,10$
<i>Kuskov et al.</i> (2002)	30–300	$7,81 \pm 0,40$	$4,51 \pm 0,18$
	300–500	$7,85 \pm 0,40$	$4,42 \pm 0,19$
	500–1000	$8,01 \pm 0,38$	$4,44 \pm 0,20$
интервал для моделей I и II из табл. 12.1	60–300	7,67–7,80	4,45–4,51
	400	7,53–7,60	4,29–4,30
	800	8,17–8,20	4,50–4,51

* Значения скоростей взяты из рисунков работы *Khan et al.* (2007), авторы которой не дают в тексте статьи конкретных цифр (см. рис. 12.3).

Jones, 1987; Kuskov, Kronrod, 1998; Kuskov et al., 2002). Новые сейсмические модели нижней мантии Луны подтверждают этот вывод (табл. 12.3).

Петрологические ограничения на сейсмическую структуру мантии. В чисто сейсмических моделях не используются петрологические ограничения. Поэтому соответствие сейсмической модели данным лунной петрологии остается неясным. Важная иллюстрация влияния химического и фазового состава на физические свойства мантии Луны приведена на рис. 12.2. Здесь использованы максимальные петрологически допустимые ограничения на валовый состав и физические свойства мантии в рамках системы $\text{Na}_2\text{O}-\text{TiO}_2-\text{CaO}-\text{FeO}-\text{MgO}-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{SiO}_2$ с неидеальными твердыми растворами:

$$25 \leq \text{MgO} \leq 50 \%, \quad 40 \leq \text{SiO}_2 \leq 55 \%,$$

$$5 \leq \text{FeO} \leq 30 \%, \quad 2 \leq \text{Al}_2\text{O}_3 \leq 7 \%,$$

$$c(\text{CaO}) = 0,8c(\text{Al}_2\text{O}_3).$$

Концентрации оксидов варьировались с шагом 1 мас. %, а концентрации Na_2O и TiO_2 фиксировались в соответствии с хондритовыми распространенностями.

Подчеркнем, что допустимые области скоростей P - и S -волн и плотности (рис. 12.2), удовлетворяющие интегральным геофизическим ограничениям на момент инерции и массу, рассчитаны из чисто петрологических ограничений на валовый состав силикатной Луны на основе программного комплекса и базы данных *THERMOSEISM* из соотношений (12.2)–(12.4).

Обсуждение моделей сейсмической структуры мантии. Скоростная структура верхней мантии ($H \sim 50\text{--}300$ км, $P \sim 3\text{--}15$ кбар) непротиворечива и может считаться надежно определенной, что следует из сопоставления скоростей в табл. 12.3 и на рис. 12.3. Напротив, структура средней и нижней мантий не столь однозначна. Следует отметить, что повторная математическая обработка времен пробега P - и S -волн, зарегистрированных сейсмическими станциями КА «Аполлон», дополненная ограничениями на массу и момент инерции Луны, не внесла ясность в сейсмическую структуру нижних горизонтов Луны. Это, как уже упоминалось, отражается на петрологических моделях лунных недр. По данным французской группы сейсмологов (*Lognonné et al.*, 2003; *Lognonné*, 2005; *Gagnepain-Beyneix et al.*, 2006) скорости волн в средней и нижней мантии известны не очень надежно. Сопоставление имеющихся моделей приведено на рис. 12.2, 12.3.

Скоростные модели А. Хана с соавторами (*Khan et al.*, 2000), построенные с помощью математической обработки сейсмических событий методом Монте-Карло, приводят к значениям скоростей, намного превышающим данные всех других авторов (рис. 12.2, 12.3). Более поздняя реконструкция сейсмических профилей (*Khan et al.*, 2006a, b, 2007), приведенная на рис. 12.3a, б, заметно отличается как по значениям скоростей, так и по топологии от ранней интерпретации (*Khan et al.*, 2000).

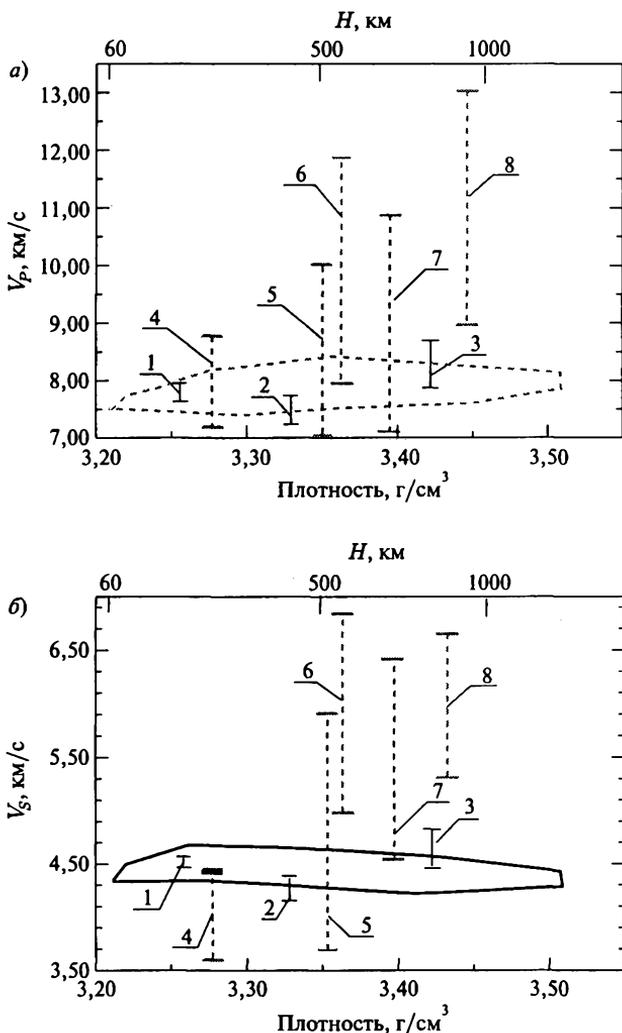


Рис. 12.2. Геофизически и петрологически допустимые области скоростей продольных (а) и поперечных волн (б) и плотности в мантии Луны, удовлетворяющие соотношениям (12.2)–(12.4) на момент инерции и массу. Расчеты проведены без привлечения сейсмических данных. Получены следующие диапазоны допустимых значений в верхней, средней и нижней мантиях (Kuskov et al., 2002): 60–300 км — $4,33 \leq V_S \leq 4,69$ км/с; $7,41 \leq V_P \leq 8,21$ км/с; $3,22 \leq \rho_1 \leq 3,34$ г/см³; 300–500 км — $4,23 \leq V_S \leq 4,61$ км/с; $7,45 \leq V_P \leq 8,24$ км/с; $3,29 \leq \rho_2 \leq 3,44$ г/см³; 500 км — ядро — $4,24 \leq V_S \leq 4,64$ км/с; $7,63 \leq V_P \leq 8,39$ км/с; $3,34 \leq \rho_3 \leq 3,52$ г/см³. 1–3 — сейсмические данные (Nakamura, 1983); 4–8 — теоретические данные (Khan et al., 2000)

Сейсмические модели Gagnepain-Beuneix et al. (2006) и Nakamura (1983) на глубинах 250–750 км плохо согласуются между собой. Goins et al. (1981) сообщают уменьшение скоростей в нижней мантии, в то время как в других работах наблюдается их возрастание (рис. 12.3 *в*). В работе Gagnepain-Beuneix et al. (2006) сообщается рост скоростей на глубинах 800–1000 км, но на меньших глубинах возникают разногласия с данными других авторов (рис. 12.3 *в–д*). Отметим, что в работах французских геофизиков (Lognonné et al., 2003; Gagnepain-Beuneix et al., 2006) существуют взаимные противоречия в отношении сейсмической структуры средней и нижней мантий (рис. 12.3 *з, д*).

Большие вопросы вызывает ранняя модель датских геофизиков (Khan et al., 2000). По их модели в мантии Луны на глубинах порядка 700–800 км ($P \sim 35$ кбар) скорости волн ($V_P = 9,0 \pm 1,9$, $V_S = 5,5 \pm 0,9$ км/с) подобны тем, которые, согласно референц-моделям PREM (Dziewonski, Anderson, 1981) и IASP91 (Kennet et al., 1991), реализуются лишь в нижней мантии Земли ($P > 200$ кбар) с плотностью, значительно превышающей плотность лунных недр. Сообщаемые в работе (Khan et al., 2000) значения скоростей P -, S -волн на глубинах > 500 км (с учетом крайне высоких погрешностей) столь велики, что находятся за пределами поля скоростей, вычисленных во всем диапазоне распределения плотности, химического состава, температуры и давления (рис. 12.2, табл. 12.3). Такая трактовка скоростного строения лунных недр была подвергнута критике (Kuskov et al., 2002), как не находящая петрологического объяснения. В последующих публикациях А. Хана с соавторами (Khan et al., 2006а, б, 2007) по моделированию внутреннего строения Луны методом Монте-Карло с учетом ограничений на массу и момент инерции Луны внесены весьма заметные коррективы в распределения скоростей по глубине (рис. 12.3 *а, б*); приблизительная оценка приводит к значениям $V_P \sim 7,75$ –8 км/с и $V_S \sim 4,35$ –4,6 км/с. Модельные профили скоростей P -, S -волн имеют монотонный характер с некоторым уменьшением скоростей S -волн в нижней мантии. Однако значения $V_P \sim 8$ км/с для верхней мантии оказываются существенно выше, а значения $V_S \sim 4$ км/с существенно ниже данных других авторов (рис. 12.3 *в–д*). Такая несогласованность в скоростях особенно сильно проявляется при обращении сейсмических профилей в профили температуры (рис. 12.4 *б*). Кроме того, из данных А. Хана и др. (рис. 12.3 *а, б*) следует, что в мантии отсутствуют явно выраженные сейсмические границы, что вступает в противоречие с зональным строением Луны (рис. 12.3 *в–д*).

Дадим краткий комментарий к работам А. Хана и др. (Khan et al., 2006а, б, 2007), в которых также решалась задача совместного обращения сейсмических и гравитационных данных в распределения температуры, плотности и концентраций в недрах Луны. Решение обратной задачи здесь основано на использовании теории вероятности с привлечением теоремы Байеса, которая определяет вероятность наступления события в условиях, когда из наблюдений известна лишь некоторая частичная информация

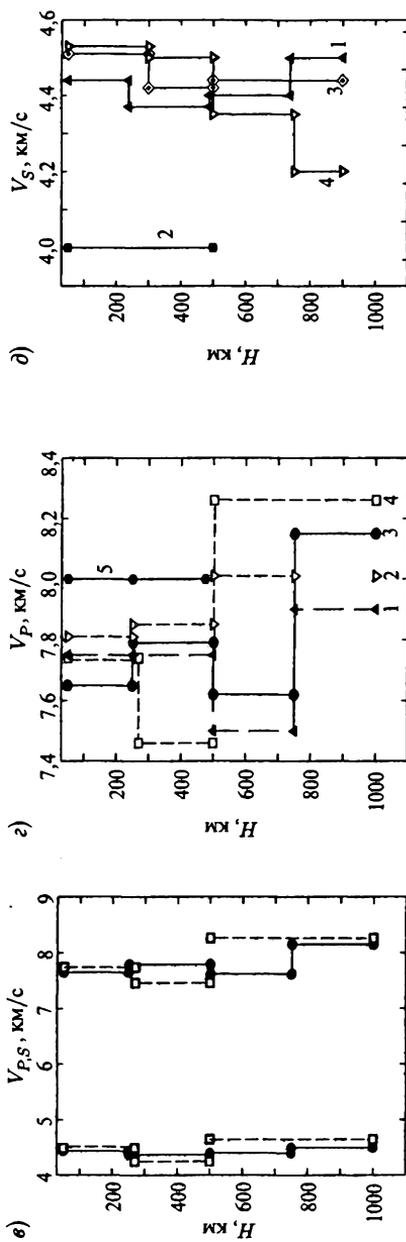
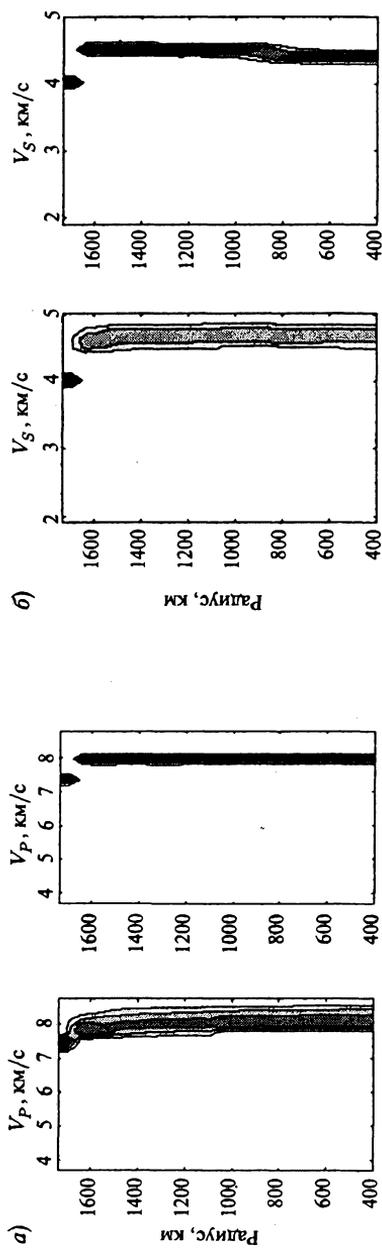


Рис. 12.3. Профили скоростей распространения продольных и поперечных волн для моделей мантии Луны. *a, б* — модели, полученные в результате решения оптимизационной задачи (Khan et al., 2007): левая панель — априорная вероятность, правая панель — апостериорная вероятность; *в* — сейсмические модели (V_P , V_S): сплошная линия — Gagnepain-Beyneix et al. (2006), точечная линия — Nakamura (1983); *г* — скорости продольных волн: 1 — Lognonné et al. (2003), Lognonné (2005), 2 — Kuskov et al. (2002), 3 — Gagnepain-Beyneix et al. (2006), 4 — Nakamura (1983), 5 — Khan et al. (2000); *д* — скорости поперечных волн: 1 — Gagnepain-Beyneix et al. (2006), 2 — Khan et al. (2000), 3 — Kuskov et al. (2002), 4 — Lognonné (2005)

о событиях (априорная вероятность). Полученная вероятность события (апостериорная вероятность) пересчитывается более точно с учетом как ранее известной информации, так и полученных моделей. В результате получается некоторая скорректированная модель, обладающая большей достоверностью.

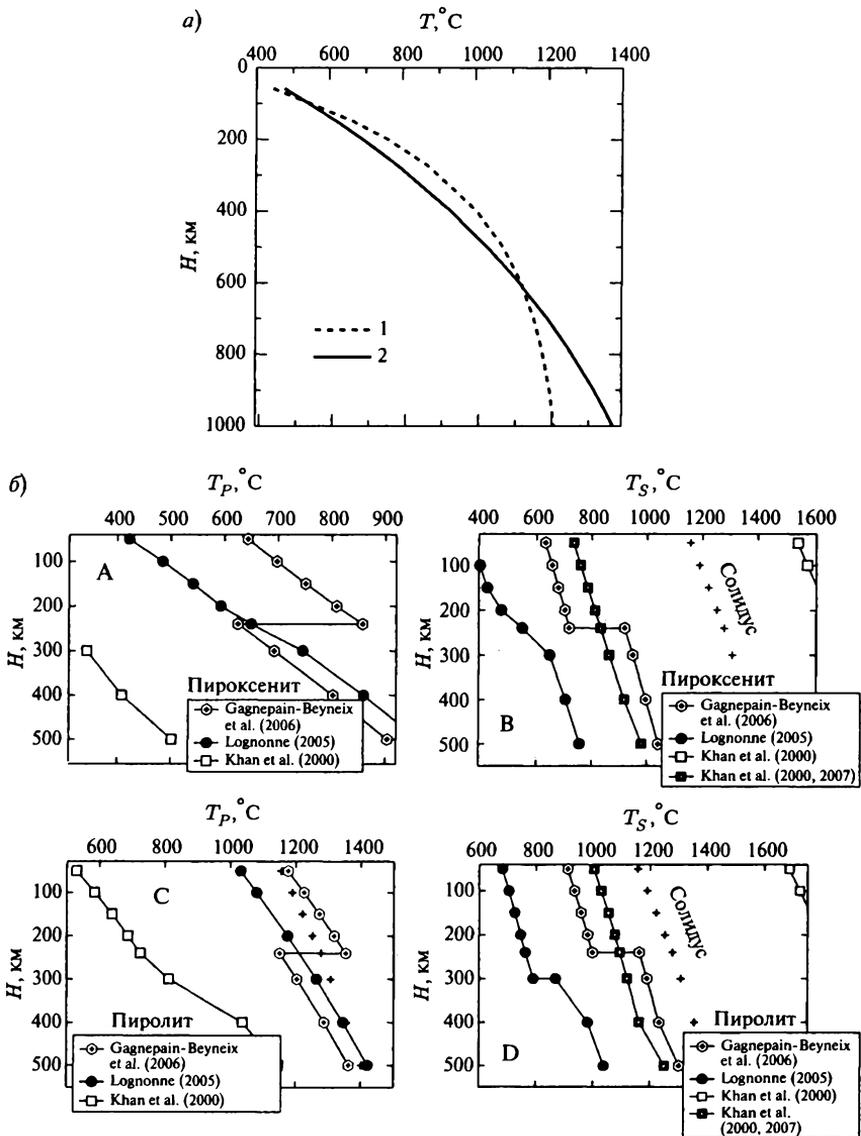
На наш взгляд, подход А. Хана интересен, поскольку позволяет оценить интервалы распределения скоростей, плотности и концентраций главных элементов в мантии Луны. Однако зональный химический состав мантии при этом остается не определенным. Если сообщаемое постоянство скоростей означает лишь малое изменение состава мантии по глубине, то в таком случае, помимо сейсмических расхождений (рис. 12.3 *в–д*), возникает петрологическое противоречие с частичным проплавлением до глубин порядка 500 км, на которых предполагается стратификация мантии по химическому составу (Kuskov, Kronrod, 1998a; Wieczorek et al., 2006).

Распределение температуры. Профили температур (рис. 12.4 *a*), выраженные уравнениями (12.16) по данным (Kuskov, Kronrod, 1998):

$$\text{Модель I: } T(^{\circ}\text{C}) = 435 + 8001 - \exp\{-0,0035(H - 60)\}, \quad (12.16a)$$

$$\text{Модель II: } T(^{\circ}\text{C}) = 465 + 12801 - \exp\{-0,0013(H - 60)\}, \quad (12.16b)$$

находятся в хорошем соответствии с распределением температур, выведенным из электромагнитного зондирования лунных недр и лабораторных экспериментов по измерению электропроводности пироксенитовых пород (Sonett et al., 1971; Hood, Zuber, 2000; Khan et al., 2006b). Соотношения (12.16) разумно согласуются и с оценками температур по эволюционным моделям с учетом данных по тепловому потоку и распространенности радиогенных элементов (Любимова, 1975; Токсоц, Джонстон, 1975). Основное различие наблюдается на глубинах 50–100 км, на которых мы получили более высокие температуры по сравнению с теплофизическими расчетами. Профили из уравнений (12.16) отличаются большими градиентами в верхней и средней зонах мантии (1,2–1,4 град/км, $H = 60–500$ км) и менее значительным повышением температуры в нижней мантии (0,3–0,7 град/км). Однако в целом соотношения (12.16) нуждаются в проверке и дополнительном тестировании.



Достоверность распределения температур, которое представлено на рис. 12.4 а, определяется степенью надежности приведенных в работе (Nakamura, 1983) скоростей P -, S -волн. Недавно опубликованные новые данные (Lognonné, 2005; Gagnepain-Beyneix et al., 2006; Khan et al., 2000, 2007; табл. 12.3) заметно отличаются от ранней интерпретации, что

Рис. 12.4. Распределение температур в мантии Луны, выведенное из геофизических ограничений:

a — Интервалы температур из уравнений (12.16) составляют 430–470 °С на глубине 60 км, 770–850 °С на границе верхняя — средняя мантия (270 км), 1000–1100 °С на границе средняя — нижняя мантия (500 км) и 1200–1250 °С на глубине 800 км. Литературные данные по распределению температур в мантии Луны приводят к следующим оценкам: 750 °С на границе верхняя—средняя мантия, 1200 °С на глубине 800 км и 1400 °С на глубине 1100 км (Hood, Zuber, 2000); 810–825 °С на глубине 400 км и 1175–1250 °С на глубине 1000 км (Gagnepain-Beyneix et al., 2006). 1 — модель I — штриховая линия; 2 — модель II — сплошная линия.

б — Профили температуры (T_P , T_S) в мантии Луны, восстановленные из скоростей распространения *P*- и *S*-волн (Lognonné, 2005; Gagnepain-Beyneix et al., 2006; Khan et al., 2000, 2007; табл. 12.3) для пироксенитового и пиролитового составов из табл. 12.4. Из-за очень больших погрешностей в скоростях упругих волн по моделям Хана и др. профили T_P , T_S рассчитаны из следующих значений скоростей: $V_P(50\text{--}500\text{ км}) = 8\text{ км/с}$ (Khan et al., 2000); $V_S(50\text{--}500\text{ км}) = 4\text{ км/с}$ (Khan et al., 2000) и $V_S(50\text{--}500\text{ км}) = 4,4\text{ км/с}$ (Khan et al., 2000, 2007). Солидус — данные Ringwood, Essene (1970) для пироксенитового состава и Hirschmann (2000) для пиролитового состава

позволяет сделать новые оценки и тем самым оценить погрешности температурного профиля, приведенного на рис. 12.4 *a*.

Для этого необходимо решить обратную задачу. Она состоит в обращении сейсмического профиля в профиль температуры при некотором заданном составе. Здесь мы используем метод расчета профилей температуры (T_P , T_S) из скоростей распространения сейсмических *P*- и *S*-волн с учетом эффектов ангармонизма и неупругости, предложенный в наших работах (Kuskov et al., 2006; Кронрод, Кусков, 2007); см. также раздел 5.6. Восстановленные профили температуры (рис. 12.4 *a*, *б*) позволяют, во-первых, оценить общие погрешности теплового поля, во-вторых, выявить предпочтительность того или иного состава мантии, а в-третьих, определить степень неопределенности и/или несогласованности сейсмического строения Луны.

При постоянном давлении скорости сейсмических волн зависят от температуры и химического (минерального) состава. Поскольку разделить эти эффекты невозможно, примем две модели фиксированного состава (табл. 12.4), чтобы проиллюстрировать чувствительность температуры к вариациям состава и сейсмических скоростей. Как было показано выше, верхняя мантия Луны состоит в основном из пироксенита (табл. 12.1): модель I — плагиоклаз-содержащий пироксенит; модель II — оливин-содержащий пироксенит. Здесь в качестве унифицированной модели состава верхней мантии примем средний состав пироксенита по моделям I + II. Этот средний состав дополнен оксидами Na_2O и TiO_2 по данным (Warren, 2005) и нормирован на систему $\text{Na}_2\text{O}\text{--TiO}_2\text{--CaO}\text{--FeO}\text{--}$

—MgO—Al₂O₃—SiO₂. Для второй модели состава верхней мантии Луны принят состав земного пиролита (McDonough, 1990), близкий к составу примитивной мантии Земли. Пиролитовая модель обогащена CaO и Al₂O₃ и обеднена FeO по сравнению с пироксенитом. Составы обеих моделей приведены в табл. 12.4, наряду с физическими свойствами на глубине 200 км (10,2 кбар, 680 °С). Поскольку в литературе существуют разные мнения относительно содержания CaO и Al₂O₃ в мантии Луны (см. табл. 12.6), альтернативные модели выбраны для того, чтобы выявить влияние химического состава на распределение температуры.

Таблица 12.4

Состав и физические свойства мантии Луны на глубинах до 500 км для пироксенитовой и пиролитовой моделей

Химический состав (мас. %)	Состав и свойства мантии	
	Пироксенит: Модели I + II	Пиролит (McDonough, 1990)
MgO	32	37,58
FeO	11,6	8,48
Al ₂ O ₃	2,25	4,50
CaO	1,8	3,64
SiO ₂	52,0	45,25
Na ₂ O	0,05	0,34
TiO ₂	0,3	0,21
MG#	83,0	88,8
Фазовый состав (мол. %)	200 км (10,2 кбар / 680 °С)	
Ортопироксен	77,0	20,6
Клинопироксен	9,0	31,1
Оливин	13,0	44,7
Ильменит	0,4	0,3
Шпинель	0,6	3,3
ρ , г/см ³	3,321	3,307
V_p , км/с	7,711	8,005
V_s , км /с	4,449	4,555

Примечание. Состав фаз на глубине 200 км (10,2 кбар, 680 °С).

Пироксенит (модели I + II):

13 % Ol(Fe_{0,85}) + 77 % Opx(OrthoEn₈₀OrthoDi₂OrthoFs₁₅OrthoHed₁OrthoCor₂) +

+ 9 % Срх(ClinoEn_{26,5}Di₄₁ClinoFs₉Hed₁₆Jd₄ClinoCor_{3,5}) +
 + 0,4 % ильменит(Geik₂₆) + 0,6 % (Mg_{0,66}Fe_{0,34})Al₂O₄-шпинель.

Пиролит:

44,7 % Ol(Fo₉₁) + 20,6 % Орх(OrthoEn_{87,5}OrthoDi₁OrthoFs₉OrthoHed_{0,5}OrthoCor₂) +
 + 31,1 % Срх(ClinoEn₂₉Di₃₇ClinoFs₇Hed₁₄Jd₉ClinoCor₄) +
 + 0,3 % Ильменит(Geik₄₁) + 3,3 % (Mg_{0,78}Fe_{0,22})Al₂O₄-шпинель.

Состав фаз на глубине 400 км (19,1 кбар, 920 °С).

Пироксенит (модели I + II):

13,7 % Ol(Fo₈₅) + 80 % Орх(OrthoEn₇₇OrthoDi_{3,5}OrthoFs₁₅OrthoHed₂OrthoCor_{2,5}) +
 + 5,8 % Срх(ClinoEn₃₂Di₃₄ClinoFs₉Hed₁₅Jd₆ClinoCor₄) +
 + 0,4 % Ильменит(Geik₄₀) + 0,1 % (Gros₆Py₆₈Alm₂₆)-гранат;
 $\rho = 3,317 \text{ г/см}^3$, $V_P = 7,708 \text{ км/с}$, $V_S = 4,402 \text{ км/с}$.

Пиролит:

53,1 % Ol(Fo₉₁) + 5,9 % Орх(OrthoEn₈₄OrthoDi₃OrthoFs₉OrthoHed₁OrthoCor₃) +
 + 37,1 % Срх(ClinoEn₃₆Di₃₃ClinoFs₆Hed₁₃Jd₈ClinoCor₄) +
 + 0,4 % Ильменит(Geik₅₆) + 3,5 % (Gros₅Py₇₈Alm₁₇)-гранат;
 $\rho = 3,328 \text{ г/см}^3$, $V_P = 8,073 \text{ км/с}$, $V_S = 4,530 \text{ км/с}$.

Результаты решения обратной задачи по восстановлению температур в мантии Луны из сейсмических данных приведены на рис. 12.4 б для двух моделей фиксированного состава. Ряд особенностей профилей температур (T_P , T_S), рассчитанных из скоростей P - и S -волн, заслуживает специального обсуждения.

На глубинах верхней мантии 50–500 км геотермы (селенотермы), рассчитанные из сейсмических моделей (Lognonné, 2005; Gagnepain-Beuneix et al., 2006) для пироксенитового состава, разумно согласуются между собой, например: $T_P(\text{Pх}, 100 \text{ км}) = 600 \pm 100^\circ\text{C}$, $T_S(\text{Pх}, 100 \text{ км}) = 500 \pm 130^\circ\text{C}$. Уменьшить погрешность по температуре практически невозможно, поскольку различие в сейсмических значениях $V_{P,S}$ в $\pm 0,05 \text{ км/с}$ приводит к разбросу в $\pm 90\text{--}100^\circ\text{C}$. Иначе говоря, сравнительно малые вариации в скоростях ($\pm 0,5\text{--}1\%$ в $V_{P,S}$) приводят к существенным вариациям по температуре ($\pm 15\%$). С другой стороны, на глубинах 300–500 км селенотермы, рассчитанные из моделей (Lognonné, 2005; Gagnepain-Beuneix et al., 2006) для пироксенитового состава, очень хорошо согласуются между собой в отношении профиля T_P (панель А на рис. 12.4 б), но различаются на $\sim 300^\circ\text{C}$ для профиля T_S (панель В на рис. 12.4 б).

Расчет T_S для пироксенитового и пиролитового составов по моделям Хана и др. из скоростей S -волн с учетом их погрешности ($V_S = 4 \text{ км/с}$ (Khan et al., 2000) или $V_S = 4,4 \text{ км/с}$ (Khan et al., 2000, 2007)) приводит

к огромному разбросу по температуре, достигающему 600–800 °С, причем более низкие скорости дают температуры, превышающие температуру солидуса (панели В и D на рис. 12.4 б). Напротив, профиль T_P характеризует нереально низкие температуры (панель А), что означает завышенные скорости $V_P = 8$ км/с в модели Khan et al. (2000, 2007). Как отмечалось ранее, сейсмическая модель (Khan et al., 2000) не согласована в отношении скоростей P - и S -волн.

Сейсмическая модель Gagnepain-Beuieux et al. (2006) характеризуется скачками в значениях скоростей (табл. 12.3, рис. 12.3 з, д). Для обоих составов на глубинах ниже 250 км профиль T_S имеет излом в сторону высоких температур (панели В, D), а профиль T_P имеет излом в сторону низких температур (панели А, С). Последнее не имеет физического смысла и связано с резким возрастанием V_P в модели Gagnepain-Beuieux et al. (2006). Это означает, что либо эта сейсмическая модель неверна, либо не пригодна модель фиксированного (замороженного по глубине) состава. Чтобы избежать инверсии температуры, требуется предположить химическую неоднородность верхней мантии, которая может быть связана со скачком состава (на глубинах ~ 250 км) или с постепенным изменением (градиентом) химического состава по глубине. Оба предположения маловероятны из-за перемешивания вещества в раннем магматическом океане. Поэтому мы придерживаемся мнения, что рассматриваемая сейсмическая модель не согласована в отношении скоростей P - и S -волн.

Наконец, обратим внимание на то, что селенотермы T_P , выведенные из одной и той же скоростной модели для пироксенитового и пиролитового составов, различаются на 500–600 °С. Из сейсмических моделей (Lognonné, 2005; Gagnepain-Beuieux et al., 2006) следует, что для пиролитового состава уже на глубине 100 км $T_P = 1100$ –1300 °С (панель С), что находится вблизи или превышает температуру солидуса. Сейсмическая модель (Khan et al., 2000) приводит к еще более высоким температурам (панель D). Столь высокие температуры не согласуются ни с высокой добротностью лунных недр (4000–7000, Nakamura, Kouyama, 1982) и теплофизическими расчетами (Любимова, 1975; Токсоц, Джонстон, 1975), ни с данными электромагнитного зондирования и лабораторных экспериментов по измерению электропроводности (Hood, Zuber, 2000; Khan et al., 2006b).

Из проведенного обсуждения результатов расчетов температурного поля по сейсмическим данным (рис. 12.4 а, б) можно сделать следующие выводы: (1) верхняя мантия Луны имеет состав, отличный от пиролитового (перидотитового) состава верхней мантии Земли; (2) пироксенитовый состав приводит к разумным температурам верхней мантии Луны: $T(100 \text{ км}) \sim 400$ °С, $T(300 \text{ км}) \sim 600$ –800 °С, $T(500 \text{ км}) \sim 800$ –1000 °С; (3) решение обратной задачи показывает, что распределение температур в мантии Луны очень сильно зависит от степени надежности сейсмической модели. Подчеркнем также, что влияние химического и модального состава породы становится определяющим при конверсии скоростей в температурные эффекты.

Распределение плотности. Напомним, что сейсмологические данные дают возможность определить соотношения между упругими модулями и плотностью (12.7), но не позволяют найти распределение плотности в оболочке планеты. Поэтому, даже если какие-либо модели фазовых ассоциаций по своим скоростным свойствам соответствуют тем или иным сейсмическим моделям, они должны быть подвергнуты проверке на соответствие по плотности. Необходимо найти пределы изменения плотности, удовлетворяющие совокупности геофизических ограничений.

Критерием служит величина момента инерции. Распределения плотности для моделей I и II (рис. 12.5), удовлетворяющие соотношениям (12.2)–(12.4), приводят к скачкообразному изменению плотности на границе между верхней и средней мантиями и слабому нарастанию плотности на глубинах 300–1000 км.

Эти результаты показывают, что гипотеза инверсии плотности в мантии Луны (Hood, Jones, 1987) является излишней. Плотностная модель А. Хана и др. (Khan et al., 2000) с $\rho \sim 3,9 \text{ г/см}^3$ в нижней мантии Луны петрологически нереальна и противоречит ограничениям на момент инерции Луны (Kuskov et al., 2002). Подобные значения плотности реализуются лишь на глубинах 400–800 км ($P = 140\text{--}300$ кбар) в нижней мантии Земли, но недостижимы ни для одной минеральной ассоциации при любых температурах и валовых составах Луны. В более поздних работах (Khan et al., 2006b, 2007), основанных на совместной инверсии сейсмических и гравитационных данных, внесены необходимые коррективы и получены вполне разумные значения плотности в нижней мантии ($\rho \sim 3,35\text{--}3,4 \text{ г/см}^3$), близкие к приведенным на рис. 12.5.

Особенность внутреннего строения Луны состоит в том, что по ряду сейсмических моделей в мантии существует зона или зоны пониженных скоростей (рис. 12.3в–д) — скорости P -, S -волн в средней мантии ниже,

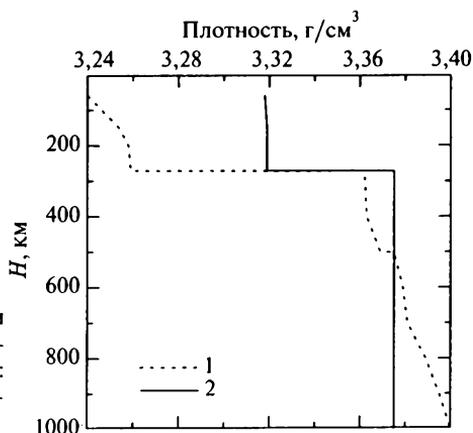


Рис. 12.5. Распределение плотности в мантии Луны, выведенное из геофизических ограничений (12.2)–(12.5): 1 — модель I (штриховая линия); 2 — модель II (сплошная линия)

нежели в верхней и нижней мантии. Скорости P -, S -волн на границе верхняя — средняя мантия скачкообразно уменьшаются ($\delta V/V_P = -3,5\%$, $\delta V/V_S = -5,5\%$), маркируя на глубинах 270–500 км ярко выраженную зону пониженных скоростей (Nakamura, 1983). Однако численные оценки скоростей в этой зоне противоречивы (табл. 12.3). Из наших расчетов следует изменение плотности с положительным скачком ($\delta\rho/\rho = 1,5\text{--}3\%$) на границе между верхней и средней мантией и лишь слабое изменение плотности на глубинах нижней мантии. Если это действительно так, то поведение профилей скоростей и плотности в мантии Луны имеет антикоррелированный характер (рис. 12.1 и 12.5). Однако в любом случае по своим физическим свойствам лунная мантия существенно отличается от земной астеносферы и является специфической особенностью строения Луны. Очевидно, что и лунная минералогия отлична от земной (Wieczorek et al., 2006).

12.1.4. Ядро Луны

Собственное магнитное поле и прямые сейсмические данные в центральной области Луны отсутствуют из-за сильного затухания S -волн. Поэтому вопросы о наличии и размерах металлического ядра Луны и механизмах его формирования (если ядро существует) до сих пор остаются предметом многочисленных дискуссий. Для их решения предпринимались различные геохимико-геофизические методы и подходы: исследования по лазерной локации Луны, определение коэффициентов распределения сидерофильных элементов между металлом и силикатным расплавом, гравитационные, сейсмические, электромагнитные и палеомагнитные данные, а также различные модельные представления (Hood, Zuber, 2000; Holzheid et al., 2000; Rushmer et al., 2000; Williams et al., 2001; Khan et al., 2007; Кронрод, Кусков, 1997; Кусков, Кронрод, 1999; Lognonné, Johnson, 2007).

Любые из них в отдельности не в состоянии представить решающие аргументы *pro et contra* существования ядра, но, взятые в совокупности и дополненные петролого-геофизическими моделями, они накладывают довольно строгие ограничения на существование, состав и размеры лунного ядра. В отличие от земного ядра, в состав которого могут входить различные примесные компоненты (S, Si, O, C), модели лунного ядра имеют железо-сульфидный состав и лишь изменяются от чистого железа до чистого троилита.

В предыдущем разделе в результате оптимизационного решения обратной задачи были определены химический состав, распределение температуры и плотности в мантии, а также размеры ядра Луны. Модель Луны, построенная по данным геофизических ограничений на массу, момент инерции и скорости упругих волн (соотношения (12.2)–(12.5)), позволяет сделать уверенный вывод о существовании небольшого ядра. Значения радиуса изменяются от 290–350 км для Fe-ядра до 460–530 км для троили-

тогового FeS-ядра ($M_{\text{ядро}}/M^* = 1-2\%$ и $2,5-4\%$, соответственно, где M^* — масса Луны), табл. 12.1, 12.5.

Эти значения радиуса и массы лунного ядра хорошо согласуются с независимыми данными геофизических и геохимических исследований. Так, по оценкам, основанным на определении концентраций сидерофильных элементов, и в зависимости от степени плавления вещества Луны (от 0 до 100 %) масса ядра может изменяться в пределах 1–5 % при радиусе 300–500 км (*Wieczorek et al.*, 2006).

Выше указывалось на противоречия в распределении скоростей P -, S -волн в мантии Луны, существующие в работах различных геофизических групп (табл. 12.3). Из-за имеющихся разногласий представляет интерес оценить размеры ядра из соотношений (12.2)–(12.4) без привлечения сейсмических данных. Эта задача решается методом Монте-Карло. Если баланс по моменту инерции Луны (с погрешностью $\pm 0,0002$) не выполняется, текущий вариант распределения плотности отбраковывается. Для расчета распределения плотности делается порядка 10^6 – 10^7 расчетов уравнений баланса момента и массы. Затем из уравнения сохранения массы (12.2) при условии выполнения (12.3) и (12.4) вычисляется масса ядра.

Соотношения (12.2)–(12.4) дают возможность определить лишь интервалы размеров ядра Луны, но не его конкретные состав и радиус. Это означает, что величина момента инерции Луны дает довольно строгое ограничение сверху на размер и массу ядра, но не позволяет без привлечения моделей сейсмологии и петрологии найти более узкие интервалы на распределение плотности в силикатных оболочках мантии и определить столь же уверенно нижнее значение радиуса ядра. Результаты расчетов для различных моделей состава ядра представлены на рис. 12.6 и в табл. 12.5.

Из рис. 12.6 и табл. 12.5 видно, что размеры ядра зависят не только от плотности ядра и мантии, но и от мощности коры. Для консервативных величин мощности и плотности коры (60 км, 3 г/см^3) рис. 12.6 б показывает, что при достижении максимальной плотности в верхней мантии ($\rho = 3,33$ – $3,34 \text{ г/см}^3$) наблюдается детерминированное и почти постоянное распределение плотности в средней и нижней мантии ($\rho = 3,34 \text{ г/см}^3$), а максимальные радиусы ядра становятся строго определенными. Однако условие постоянного распределения плотности по глубине маловероятно, поскольку мантия Луны стратифицирована по составу и характеризуется химическими границами, на которых происходят скачки скоростных и плотностных свойств (табл. 12.3). На рис. 12.6 в приведены расчеты размеров железо-сульфидного ядра с 10 мас. % серы на основе совместного обращения данных по скоростям сейсмических волн, моменту инерции и массе Луны методом Монте-Карло (с учетом соотношений (12.2)–(12.4) и (12.18)). Гравитационные данные, дополненные ограничениями на сейсмические скорости в верхней и средней мантии (*Gagnepain-Beyneix et al.*, 2006), приводят к оценке среднего радиуса ядра Fe-10 % S — 340 ± 30 км.

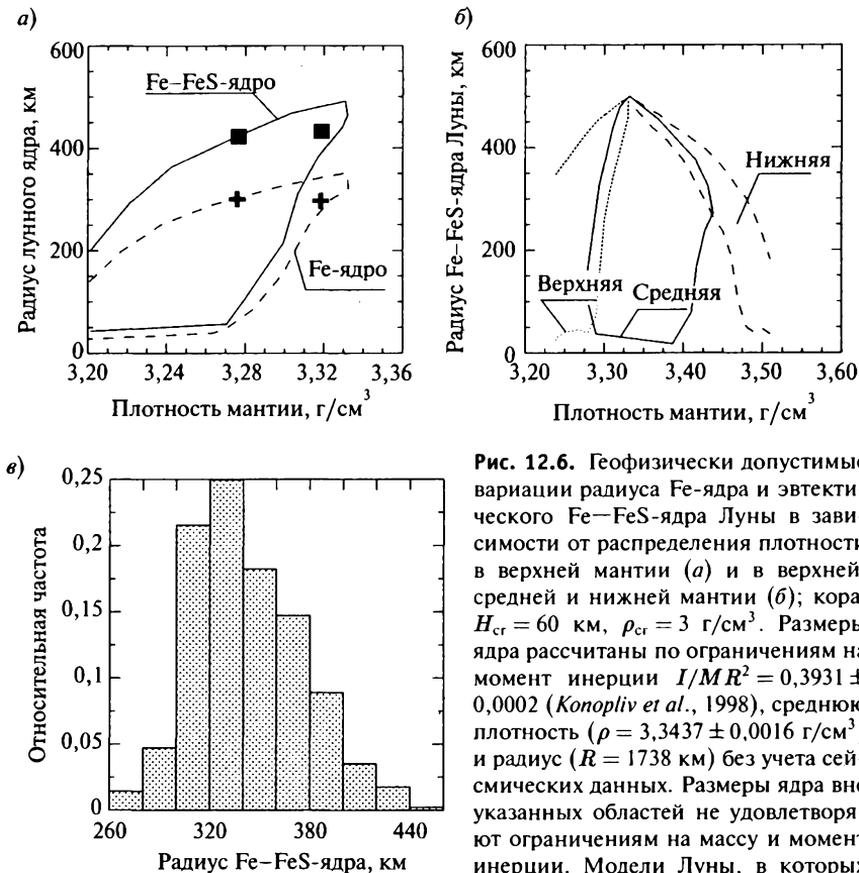


Рис. 12.6. Геофизически допустимые вариации радиуса Fe-ядра и эвтектического Fe—FeS-ядра Луны в зависимости от распределения плотности в верхней мантии (а) и в верхней, средней и нижней мантии (б); кора: $H_{cr} = 60$ км, $\rho_{cr} = 3$ г/см³. Размеры ядра рассчитаны по ограничениям на момент инерции $I/MR^2 = 0,3931 \pm 0,0002$ (Konopliv et al., 1998), средней плотности ($\rho = 3,3437 \pm 0,0016$ г/см³) и радиус ($R = 1738$ км) без учета сейсмических данных. Размеры ядра вне указанных областей не удовлетворяют ограничениям на массу и момент инерции. Модели Луны, в которых ядро является пренебрежимо малым

($R < 50$ – 100 км) или отсутствует, находятся за порогом погрешности расчетов. Максимальные радиусы составляют 350 км для γ -Fe-ядра и 490 км для эвтектического Fe—FeS-ядра. Кресты и квадраты соответствуют оптимизированным размерам лунного ядра, рассчитанным из совокупности геофизических ограничений на массу, момент инерции и профили скоростей распространения упругих волн (Kuskov, Kronrod, 1998). в — радиус железо-сульфидного ядра с 10 мас. % серы (Fe-10 мас. % S-ядро, Fe_{0,84}S_{0,16}); модель с ограничениями на массу, момент инерции и сейсмические скорости в верхней и средней мантии (Gagnepain-Beuñeix et al., 2006). Средний радиус ядра Fe-10 % S — 340 ± 30 км

Исследования магнитного поля Луны с помощью магнитометров «Лунохода-2» (Долгинов и др., 1975) и «Аполлона-12, 14, 15 и 16» (Дэйел и др., 1975) не обнаружили регулярное поле, но указали на протяженные остаточные поля различной ориентации. По результатам магнитных экспериментов содержание металлического железа оценивается в $2,5 \pm 2$ мас. %.

Таблица 12.5

Максимальные радиусы лунного ядра при разной мощности коры

Состав ядра	Плотность ядра, г/см ³	$H_{ст} = 60$ км, $\rho_{ст} = 3$ г/см ³		$H_{ст} = 30$ км, $\rho_{ст} = 3$ г/см ³	$H_{ст} = 80$ км, $\rho_{ст} = 3$ г/см ³
		$R_{макс}$, км	$M_{ядро}/M^*$	$R_{макс}$, км	$R_{макс}$, км
γ -Fe	8,1	350	2	380	330
Fe-10 % S	5,7	445	2,9	480	420
Fe—FeS	5,15	490	3,4	525	460
FeS	4,7	530	4,1		

Последующие космические эксперименты Lunar Prospector с помощью магнитометра и электронного рефлектометра позволили изучить природу палеомагнетизма и роль ударных явлений в формировании локальных магнитных аномалий и привели к уточнению размеров лунного ядра. Авторы (*Hood et al.*, 1999), изучая движение Луны по орбите при ее прохождении через хвост магнитосферы Земли, оценили размеры ядра. Они исключают ядро с радиусом, превышающим 450 км; нижний предел с $R < 300$ км определен менее уверенно. Полагая, что наведенное магнитное поле полностью вызвано электрическим током на поверхности проводящего металлического ядра, радиус ядра может быть оценен в 340 ± 90 км. Однако метод магнитного зондирования не в состоянии определить химический состав ядра, поскольку жидкое силикатное ядро также будет иметь достаточно высокую электропроводность, объясняющую наблюдаемый отрицательный наведенный момент. Альтернативой металлическому ядру может быть плотное силикатное ядро — твердое или подплавленное, обогащенное FeO или TiO₂ и имеющее высокую электропроводность. Модель Луны без металлического ядра возможна лишь при высокой плотности нижней мантии ($\sim 3,5$ г/см³), но это требует и слишком высокой концентрации FeO в нижней мантии на уровне 15 мас. % (*Kuskov, Kronrod*, 1998, 2000).

В работе (*Williams et al.*, 2001) проведен анализ 28-летних наблюдений по лазерной локации Луны (the Lunar Laser Ranging), определены параметры либрации Луны и изучено влияние диссипативных эффектов на вращение Луны и движение по орбите. Авторы отмечают, что диссипативные потери, связанные с вращением Луны, могут быть вызваны либо приливными деформациями в твердой среде, либо флюидным ядром, вращение которого отлично от твердого тела. В итоге они склоняются к выводу, что наилучшее объяснение полученных данных должно быть связано с взаимодействием на топографической границе между твердой мантией и жидким или частично расплавленным ядром. Максимальные значения

радиуса флюидного ядра Луны составляют ≤ 352 км для железного ядра и ≤ 374 км для эвтектического Fe—FeS-ядра. Масса ядра находится в интервале 1,8–2,3 % от массы Луны. В принципе возможны четыре модели лунного ядра: (1) жидкое Fe-ядро; (2) тонкая флюидная Fe-оболочка, окружающая твердое внутреннее Fe-ядро; (3) жидкое Fe—FeS-ядро; (4) тонкая флюидная Fe—FeS-оболочка, окружающая твердое внутреннее чисто железное ядро (*Williams et al.*, 2001).

Таким образом, электромагнитное и сейсмическое зондирование, уточненные с помощью орбитальных аппаратов характеристики гравитационного поля, исследования лазерной локации Луны, геохимические данные по распределению сидерофильных элементов и результаты численного моделирования методом Монте-Карло по совместному обращению массы и момента инерции очень хорошо согласуются между собой в отношении размеров лунного ядра (*Bills, Rubincam*, 1995; *Konopliv et al.*, 1999; *Kuskov, Kronrod*, 1998, 2001; *Hood et al.*, 1999; *Williams et al.*, 2001; *Richter*, 2002; *Галимов*, 2004а; *Khan, Mosegaard*, 2005; *Lognonné, Johnson*, 2007). Они свидетельствуют о том, что Луна имеет сравнительно небольшое плотное, электропроводящее и, по-видимому, частично расплавленное ядро. Достаточно надежно оценены лишь верхние границы размеров ядра. Из полученных данных можно сделать вывод, что для лунного ядра, содержащего разумное количество серы (порядка 10 %), наиболее вероятный радиус (зависящий от мощности коры, плотности мантии и ядра) составляет 350–450 км (2–3 % от массы Луны). Присутствие внутреннего ядра не вытекает из данных расчетов или наблюдений и имеет скорее имплицитный характер.

Наличие железо-сульфидного ядра Луны, имеющего сравнительно небольшие размеры и массу и уместяющегося в «прокрустово ложе» существующих ограничений, согласуется как с данными по лунному магнетизму, затуханию сейсмических волн и отсутствию лунотрясений в центральных областях, так и с геохимическими наблюдениями по обеднению пород Луны сидерофильными элементами. Эти независимые оценки в целом соответствуют друг другу, и такое совпадение вряд ли можно считать случайным, учитывая абсолютную независимость геофизических и геохимических групп данных.

12.2. Геохимические характеристики Луны и Земли

Принципиально важный для геохимии Луны и мантии Земли вопрос о сходстве и различии их состава на протяжении многих лет остается предметом острой дискуссии. Уникальность состава Луны, ее внутреннее строение и тепловой режим подробно обсуждались и обсуждаются во многих современных работах (*Галимов*, 1995, 2004а; *Кусков*, 1995а, б; *Wiczorek et al.*, 2006; *Рингвуд*, 1982). В работе с любопытным авторским коллективом и названием (*Taylor S. R., Taylor G. J., Taylor L. A. The Moon: A Taylor perspective // Geochim. Cosmochim. Acta*. 2006) также подчеркивается, что состав Луны является необычным даже по стандартам Солнечной системы.

Сравнительные характеристики валового состава силикатных составляющих Луны, Земли и хондритов. Модели валового состава силикатных оболочек Земли и Луны (нормализованные в рамках системы CFMAS) и элементные отношения по данным разных авторов приведены в табл. 12.6 и 12.7 (в примечаниях даны краткие комментарии к моделям). Следует подчеркнуть, что модели Луны, основанные на геохимических ограничениях, являются модель-зависимыми. Геофизические модели Луны являются модель-независимыми геохимически, но модель-зависимыми в сейсмическом отношении — их достоверность определяется степенью надежности сейсмологической информации, связанной с проблемой первых вступлений и интерпретацией сейсмических границ в мантии (табл. 12.6 и 12.7 иллюстрируют эти утверждения).

Таблица 12.6

Модели состава силикатных оболочек (кора + мантия) Земли, Луны и силикатной фракции хондритов (мас. %)

Литературный источник	SiO ₂	FeO	MgO	CaO	Al ₂ O ₃	MG#
	Земля					
(Ringwood, 1979)	45,9	8,1	38,8	3,2	4,0	89,5
(Taylor, 1982)	50,1	8,0	35,3	2,9	3,7	88,8
(McDonough, Sun, 1995)	45,5	8,2	38,2	3,6	4,5	89,3
	Луна					
Геохимические модели						
(Morgan et al., 1978)	43,7	13,1	29,4	6,1	7,7	80
(Ringwood, 1979)	45,1	14,1	32,9	3,7	4,2	80,6
(Jones, Delano, 1989)	46,1	12,6	35,0	2,8	3,5	83
(O'Neill, 1991)	44,9	12,5	35,3	3,3	4,0	83
(Wänke, Dreibus, 1986)	45,9	13,1	32,6	3,8	4,6	81,6
(Taylor, 1982)	43,9	13,1	32,3	4,6	6,1	81,5
(Taylor et al., 2006)	–	13	–	–	6,0	82
(Warren, 2005)	43	10	39	3,0	3,8	87–88
(Галимов, 2004а)	43,4	13 + Fe в ядре	32	10,8 (сумма CaO + Al ₂ O ₃)		81,5
Геофизические модели						
Lognonné et al. (2003)	53,5	13,3	21,9	4,9	6,4	74,6

Литературный источник	SiO ₂	FeO	MgO	CaO	Al ₂ O ₃	Mg#
Геофизические модели						
(<i>Khan et al.</i> , 2006b, 2007)	45–48	10–13	31–37	3,3–4	4,5	83–84
(<i>Kuskov</i> , 1997)	49,9	10,8	27,5	4,9	6,9	82
<i>Настоящая работа</i>	48,5–50	10,4–11,7	28,5–29,6	4,3–4,8	5,9–6,3	82–83
	Хондриты (<i>Jarosewich</i>, 1990; <i>Dodd</i>, 1986)					
CI	34,2	36,8	24,5	2,1	2,4	54
CM2	38,6	29,5	26,5	2,5	2,9	62
CV3	37,3	29,4	26,9	2,9	3,5	64
H	49,4	13,9	31,4	2,4	2,9	80
L	47,9	17,4	29,8	2,2	2,7	75
LL	46,5	19,9	28,9	2,2	2,5	72

Примечание. Mg# — молярное отношение (Mg/(Mg + Fe)).

Земля. Для Земли составы (*Ringwood*, 1979; *McDonough, Sun*, 1995) основаны на модели пиrolита и по существу представляют собой состав только верхней мантии; состав Тейлора (*Taylor*, 1982), базирующийся на модели углистых хондритов, относится уже ко всей силикатной Земле. Относительные различия в концентрациях SiO₂ и Al₂O₃ достигают 10–20 %.

Луна. В геохимических оценках валового состава Луны (*Ringwood*, 1979; *Taylor*, 1982; *Wänke, Dreibus*, 1986; *Jones, Delano*, 1989; *O'Neill*, 1991) используются хондритовые отношения Mg/Si, Mg/Al, которые по мнению (*Taylor et al.*, 2006) не являются значимыми. В работе (*Галимов*, 2004а) использованы теоретические кривые распределения элементов между твердой и газообразной фазой для многокомпонентной системы, отвечающей составу углистых хондритов CI, а состав Луны оценен посредством испарения хондритового расплава. В работе (*Morgan et al.*, 1978) использована конденсационная модель, в основе которой лежит семикомпонентная модель (*Ganapathy, Anders*, 1974). Модели (*Warren*, 2005; *Taylor et al.*, 2006), основанные на анализе лунных метеоритов и корреляции между содержаниями Th, U и тугоплавких оксидов, приводят к противоречивым оценкам состава. Геофизические модели состава Луны (*Lognonné et al.*, 2003; *Khan et al.*, 2007) получены с помощью новых методов обработки массива сейсмической информации и использования метода Монте-Карло с учетом гравитационных данных. В наших работах определение валового состава Луны основано на методе минимизации свободной энергии и совместной оптимизации сейсмических и гравитационных данных.

Таблица 12.7

Атомные элементные отношения

Литературный источник	Mg/Si	Mg/Al	(Fe _{tot})/Si	Al/Si	Ca/Si	Ca/Al
Земля						
(Ringwood, 1979)	1,26	12,3	~ 1,2	0,103	0,075	0,72
(Taylor, 1982)	1,05	12,0	~ 1,2	0,087	0,062	0,71
(McDonough, Sun, 1995)	1,25	10,8	~ 1,2	0,116	0,085	0,73
Луна						
(Ringwood, 1979)	1,09	10,0	0,26	0,110	0,088	0,80
(Jones, Delano, 1989)	1,13	12,6	0,23	0,090	0,065	0,72
(O'Neill, 1991)	1,17	11,2	0,23	0,105	0,079	0,75
(Wänke, Dreibus, 1986)	1,06	9,0	0,24	0,118	0,089	0,75
(Taylor, 1982)	1,10	6,7	0,25	0,164	0,112	0,68
(Галимов, 2004а)	0,95	6,1	0,25	0,156	0,160	1,02
(Lognonné et al., 2003)	0,61	4,3	0,21	0,141	0,098	0,70
<i>Настоящая работа</i>	0,88	6,1	0,23	0,143	0,097	0,68
Хондриты (Jarosewich, 1990; Додд, 1986)						
CI	1,08	12,8	0,90	0,083	0,066	0,79
CM	1,02	11,5	0,83	0,089	0,069	0,78
CV	1,08	9,7	0,785	0,110	0,083	0,76
H	0,95	13,7	0,81	0,069	0,052	0,75
L/LL	0,925	14,4	0,58	0,065	0,050	0,77
EH	0,74	15,1	1,00	0,049	0,051	1,03
EL	0,88	16,3	0,54	0,054	0,033	0,61

Примечание. Величина отношения (Fe_{tot})/Si для Земли зависит от наличия или отсутствия кремния в ядре; в таблице приведено оцененное нами значение в пересчете на чисто железное ядро. Для Луны величина отношения (Fe_{tot})/Si = 0,23 в нашей работе определена с учетом массы ядра из табл. 12.5. Сопоставление показывает, что величины атомного отношения (Fe_{tot})/Si находятся в интервале 0,21–0,26 как для геохимических, так и для геофизических моделей Луны.

Из табл. 12.6 видно, что существуют противоречия как между геофизическими и геохимическими классами моделей состава Луны, так и внутри обоих классов. Основные из них — оценка концентраций тугоплавких оксидов и FeO. Одни исследователи полагают, что Луна обогащена как FeO, так и CaO и Al₂O₃ (Morgan et al., 1978; Taylor, et al. 2006; Hood, Jones, 1987; Mueller et al., 1988; Галимов, 1995; Kuskov, Kronrod, 1998; Lognonné et al., 2003); другие считают, что Луна обогащена FeO по сравнению с земной мантией, в то время как содержания CaO и Al₂O₃ почти одинаковы в оболочках Земли и ее спутника (Ringwood, 1979; Wänke, Dreibus, 1986; Jones, Delano, 1986; O'Neill, 1991; Warren, 2005). В геофизических моделях А. Хана с соавторами (Khan et al., 2006a, b, 2007) результаты по составу представлены лишь в виде графиков, что затрудняет сравнение с оценками других исследователей; эти модели дают валовые концентрации CaO (3,3–4 %) и Al₂O₃ (~ 4,5 %), промежуточные между земными пиrolитовыми содержаниями и моделями Луны, обогащенными тугоплавкими оксидами.

Анализ данных табл. 12.6 позволяет сделать несколько замечаний о валовом составе Луны. Выведенное из геофизических ограничений содержание FeO (10–13 %) хорошо согласуется со всеми геохимическими данными и превышает общепринятые оценки для пиrolитовой мантии Земли (~ 8 %). Следовательно, можно полагать, что вещество Луны в ~ 1,5 раза обогащено закисным железом по сравнению с мантией Земли. Напротив, количество общего железа (Fe_{tot}) мало и составляет лишь 10–12 % от общей массы Луны (по сравнению с ~ 35 % в Земле). Эта оценка следует из распространенности FeO в мантии (10–13 %) и массы железного или железосульфидного ядра из табл. 12.5. Столь малое количество Fe_{tot} приводит к уникально малому значению важнейшего космохимического параметра — отношению содержания общего железа к кремнию — (Fe_{tot}/Si)_{мас} = 0,41–0,47, (Fe_{tot}/Si)_{ат} = 0,20–0,24 (табл. 12.7). Величина этого параметра для Луны кардинально отличается от всех тел Солнечной системы (рис. 12.7), что связано с исключительно малой массой ядра (2–4 %).

На рис. 12.7 приведены оценки атомных отношений (Fe_{tot}/Si) для планет земной группы, Луны, спутников Юпитера и хондритов. В целом рис. 12.7 схематически иллюстрирует металл-силикатное фракционирование и общий тренд уменьшения значений отношения Fe_{tot}/Si с расстоянием от Солнца: от ~ 4,5 для Меркурия (Urey, 1967), до ~ 1,2 для Земли, ~ 0,7 для Марса и ~ 0,5 для спутников Юпитера.

Лунное отношение Fe/Si представляет собой одну из самых низких величин среди известных тел Солнечной системы — планет земной группы, спутников Юпитера, хондритов и ахондритов (Дьяконова и др., 1979; Jarosewich, 1990; Kitts, Lodders, 1998). Лишь вещество кометы Галлея имеет близкое к лунному значение Fe_{tot}/Si (Lawler et al., 1989; Jessberger, Kissel, 1989).

Отметим, что выведенная нами модель состава Луны обеднена магнием и обогащена кремнеземом по сравнению с земными концентрациями.

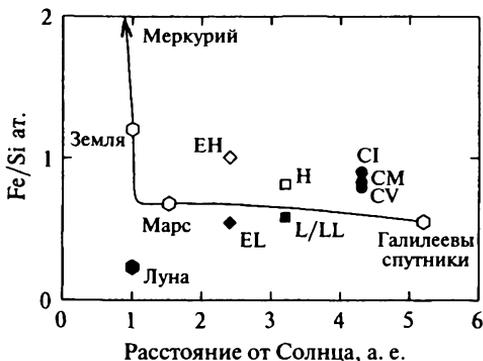


Рис. 12.7. Оценки атомного отношения (Fe_{tot}/Si) для планет земной группы, Луны, спутников Юпитера и хондритов. Положение хондритов в поясе астероидов показано условно. Величины отношений Fe_{tot}/Si для галилеевых спутников более чем вдвое превосходят таковые для Луны. Несмотря на то что размеры и плотности Луны и железокремнистых ядер галилеевых спутников близки, отношения Fe_{tot}/Si указывают на принципиальные различия в механизмах формирования и геохимии спутников Земли и Юпитера

Состав силикатной Земли (Bulk Silicate Earth) имеет атомное отношение $Mg/Si \sim 1,25$ (McDonough, Sun, 1995), которое выше величины Mg/Si для любого типа недифференцированных хондритов и $Mg/Si \sim 0,9-1,1$ для вещества Луны (табл. 12.7). Тенденция уменьшения отношений Fe/Si и Mg/Si находится в хорошем соответствии с идеей формирования планетных тел из коллапсирующего облака горячих частиц (Галимов и др., 2005) и подтверждается независимыми данными из разных источников.

Она согласуется с расчетами по распределению элементов в системе $SiO_2-TiO_2-Al_2O_3-FeO-MgO-CaO-Na_2O-K_2O-H_2O-C$ в твердой и газовой фазе при высоких температурах (Галимов, 2004а), экспериментами по ударному взаимодействию ударник — мишень из горных пород при скоростях 5–6 км/с (Яковлев и др., 1987, 1995) и оценками состава Луны, выведенными из сейсмических данных (Lognonné et al., 2003). Э. М. Галимов показал, что значительная часть железа находится в составе газовой фазы к началу испарения кремния, а затем и магния, т. е. обедненность Луны железом следует рассматривать в общем ряду закономерного обеднения Луны летучими элементами. По данным О. И. Яковлева с соавторами существует тенденция обогащения состава паров-конденсатов SiO_2 и обеднения MgO . В работе (Lognonné et al., 2003) получены наиболее низкие значения отношений Mg/Si и Mg/Al . Лунная величина $MG\# 82-83$ хорошо согласуется со всеми значениями, найденными из геохимических и геофизических моделей (табл. 12.6), за исключением оценок Lognonné et al. (2003), но резко контрастирует с $MG\# 89$ для мантии Земли.

Валовые концентрации CaO (4–5 %) и Al₂O₃ (5,5–6,5 %) из геофизических моделей (табл. 12.6) соответствуют геохимическим моделям Луны, обогащенным тугоплавкими оксидами (*Morgan et al.*, 1978; *Taylor*, 1982; *Taylor et al.*, 2006; *Галимов*, 1995, 2004a), но противоречат хондритовым содержаниям (*Дьяконова и др.*, 1979; *Jarosewich*, 1990; *Dodd*, 1986) и землеподобным моделям Луны, имеющим пиролитовые концентрации CaO и Al₂O₃ (*Ringwood*, 1979; *Wänke, Dreibus*, 1986; *Jones, Delano*, 1989; *O'Neill*, 1991; *Warren*, 2005).

По геохимическим моделям должна существовать корреляция между концентрациями урана, тория и других труднолетучих элементов, т. е. повышенная концентрация этих элементов в Луне должна соответствовать и более высоким концентрациям CaO и Al₂O₃ (и наоборот). Более высокие содержания Al и Ca в Луне по сравнению с земной мантией коррелируют с более высокой распространенностью урана (28–33 ppb) и тория (~ 125 ppb) в Луне по сравнению с земными оценками (U ~ 18–20 ppb, Th ~ 75 ppb) (*Taylor*, 1982; *Taylor et al.*, 2006; *Lognonné et al.*, 2003). Однако корреляционные соотношения подобного рода, экстраполированные на валовый состав Луны в целом, не точны. Так, например, содержания Th по разным оценкам различаются в два раза (*Warren*, 2005; *Taylor et al.*, 2006).

Сопоставление элементных отношений (табл. 12.7) позволяет привести аргументы *pro et contra* сходства или различия между веществом хондритов, Луны и Земли. Додд (*Dodd*, 1986) отмечает, что отношение литофильных элементов Al/Si, Ca/Si уменьшается от углистых (CI, CM, CV) к обыкновенным (H, L, LL) и далее к энстатитовым (EH, EL) хондритам. Отношения Ca/Al сохраняют почти постоянные значения для углистых и обыкновенных хондритов, Луны и Земли — различия составляют около 10 %. В значениях отношений Mg/Si и Mg/Al при желании можно увидеть определенные черты сходства между геохимическими моделями Земли, Луны и хондритами. Напротив, лунные Mg/Al ~ 6 отношения из геохимических (*Taylor*, 1982; *Галимов*, 2004a) и геофизических моделей (*Lognonné et al.*, 2003; *Настоящая работа*) заметно отличаются от земных и хондритовых отношений. Такое отношение Mg/Al в лунном веществе хорошо согласуется с динамической моделью формирования Луны из газопылевой туманности (*Галимов*, 2004a; *Галимов и др.*, 2005), согласно которой в результате процессов испарения первичное вещество теряет летучие элементы (K, Na, Rb, Pb и др.), железо, частично кремний и магний, в то время как потеря труднолетучих оксидов (CaO, Al₂O₃, TiO₂) не происходит.

Химический состав мантии, выведенный из модели частичной дифференциации Луны. Выше в результате решения обратной задачи были получены модели Луны (модели I и II — табл. 12.1, 12.6; рис. 12.1, 12.4, 12.5), наилучшим образом отвечающие геофизическим ограничениям (12.1)–(12.4) на массу и момент инерции Луны и сейсмическим данным (12.5) из модели Nakamura (1983).

Значения плотности, радиуса и момента инерции Луны остались прежними, а сейсмические модели претерпели определенные изменения в связи с повторной математической обработкой времен пробега P - и S -волн, зарегистрированных сейсмическими станциями КА «Аполлон» (*Lognonné et al.*, 2003; *Gagnepain-Beyneix et al.*, 2006; *Khan et al.*, 2006, 2007). Представляет интерес вывести состав Луны, используя модифицированные сейсмические модели, дополнив их некоторыми новыми соображениями и петрологическими ограничениями.

Будем полагать, что первоначально однородное вещество Луны в результате процессов химической и магматической дифференциации расслоилось на оболочки. Поэтому, как и ранее, модель внутреннего строения Луны можно представить состоящей из пяти сферических оболочек: коры, трехслойной (верхней, средней и нижней) мантии и ядра. В этом разделе в рамках системы $\text{CaO—FeO—MgO—Al}_2\text{O}_3\text{—SiO}_2$ выведем модель состава Луны, опирающуюся на сейсмические данные, согласно которым внешняя оболочка претерпела частичную дифференциацию (возможно, в результате образования магматического океана). В соответствии с геофизическими и петролого-геохимическими данными постулируем, что образование коры, верхней и средней мантии происходило при химической дифференциации внешней оболочки до глубин порядка 500–600 км. При этом предполагается, что состав нижней (недифференцированной) мантии, не затронутой процессами плавления, должен быть идентичен составу вышележащих оболочек и отражать валовый состав силикатной Луны. С этой целью, помимо геофизических данных, введем дополнительные петрологические ограничения на состав мантии в виде балансовых соотношений; методология и детали подхода описаны в работе (*Кусков, Кронрод, 1998а*).

Условия, характеризующие баланс концентраций породообразующих оксидов для модели дифференциации первоначально однородной по составу Луны на кору, верхнюю и среднюю зоны мантии записываются следующим образом:

$$\delta_C = C_l - \frac{\rho_{cr}V_{cr}C_{cr} + \rho_mV_mC_m + \rho_uV_uC_u}{\rho_{cr}V_{cr} + \rho_mV_m + \rho_uV_u} < \delta_{\max} \quad (12.17)$$

($C = \text{MgO, FeO, Al}_2\text{O}_3, \text{CaO, SiO}_2$).

Здесь ρ, V, C — плотность, объем, концентрации оксидов (мас. %). Индексы cr, u, m, l соответствуют коре, верхней, средней и нижней мантии. δ_C — отклонение от выполнения балансовых уравнений, δ_{\max} — максимально допустимые отклонения для C -го оксида. Например, если все $\delta_C = 0$, то это означает, что валовый состав современной нижней мантии должен быть равен составу равномерно перемешанных недр Луны.

Задача формулируется следующим образом. Требуется найти такие распределения концентраций оксидов и физических свойств в мантийных резервуарах, которые удовлетворяют балансовым соотношениям на валовый состав, уравнениям сохранения массы и момента инерции Луны

(12.2)–(12.4), а также ограничениям по скоростям P -, S -волн модели Gagnerain-Beuneix et al. (2006) на глубинах до 500–600 км (табл. 12.3). На более глубоких горизонтах мантии возникают существенные скоростные различия между сейсмическими моделями. Кроме того, погрешности в значениях скоростей в нижней мантии (глубже 500–600 км) вдвое больше, нежели в верхней и средней мантии.

Решение многопараметрической задачи по определению химического состава и физических свойств в каждой зоне мантии, а также размеров ядра находилось поиском решений, удовлетворяющих условиям $Q < Q_{\max}$, где

$$Q = \sqrt{\frac{1}{5} \sum_C \delta_c^2} \quad (12.18)$$

($C = \text{MgO}, \text{FeO}, \text{Al}_2\text{O}_3, \text{CaO}, \text{SiO}_2$).

Величина Q характеризует степень отклонения состава недифференцированной нижней мантии от среднего состава кора + верхняя + средняя мантия.

При решении используется статистический метод Монте-Карло (выборка по равномерному распределению). В результате получаем не одно оптимальное решение, а спектр возможных решений, что позволяет найти вероятные распределения профилей концентраций породообразующих оксидов в резервуарах мантии, средние значения распределений и их девиации (рис. 12.8).

Результаты расчетов показывают, что и в таком подходе мантия Луны должна быть стратифицирована по химическому составу (рис. 12.8). Для нижней (недифференцированной) мантии, предположительно отвечающей валовому составу силикатной Луны, получены следующие наиболее вероятные интервалы концентраций (мас. %): 3,5–5,5 % Al_2O_3 , 11–13 % FeO , 28–31 % MgO , 50–52 % SiO_2 , согласующиеся с моделями состава силикатной Луны, обогащенного тугоплавкими оксидами (табл. 12.6).

Метод обращения современных геофизических данных в термины концентрации, дополнительно опирающийся на гипотезу частичной дифференциации внешней оболочки, также подтверждает зональную расслоенность мантии Луны. Из этой модели следует, что «500-км» сейсмическая граница маркирует разные по составу резервуары мантии. Она объясняется изменением химического состава на этих глубинах, отделяющих нижнюю первичную мантию, обогащенную Al и Ca, от внешних слоев дифференцированной мантии. Если такую модель соотносить с гипотезой магматического океана, то эта граница соответствует проплавлению Луны до максимальных глубин 500–600 км. С такой интерпретацией согласны авторы обзора (Wieczorek et al., 2006, с. 339). Вместе с тем они приводят также и альтернативные варианты. Так, если магматический океан был глобальным, то 500-километровая граница разделяет ранние оливин-обогащенные и более поздние ортопироксен-обогащенные кумулаты. Однако

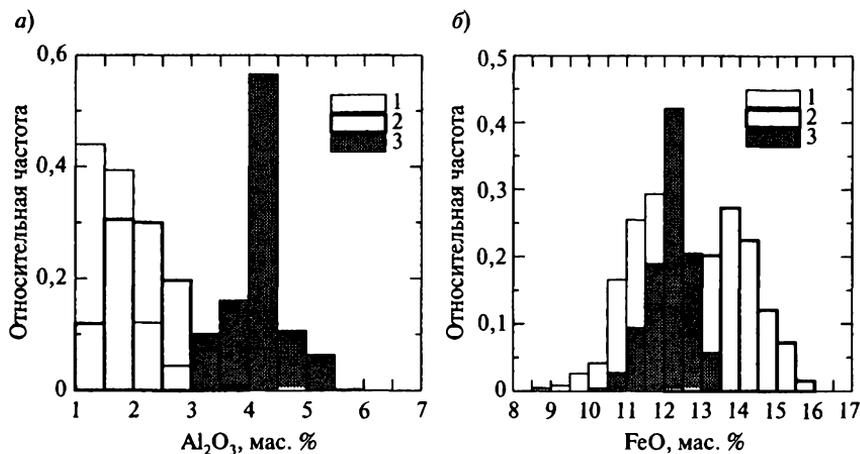


Рис. 12.8. Распределение концентраций Al_2O_3 (а) и FeO (б) в зональной мантии Луны, выведенное из модели дифференциации внешней оболочки (магматического океана) на глубинах до 500–600 км. Дифференциация по составу внешних оболочек относительно нижней (первичной) мантии определяется из условий сохранения баланса масс оксидов в системе $\text{CaO}-\text{FeO}-\text{MgO}-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{SiO}_2$, геофизических ограничений на момент инерции (Konopliv et al., 1998) и скорости сейсмических волн в верхней и средней мантии (Gagnepain-Beyneix et al., 2006). 1, 2, 3 — верхняя, средняя, нижняя мантия

в свете имеющихся сейсмических данных их предположение о локальном характере границы в районе Procellarum KREEP Terrane представляется маловероятным.

Таким образом, настоящие результаты (рис. 12.7, 12.8, табл. 12.6, 12.7) говорят о том, что состав Луны существенно отличается от вещества земной мантии в отношении концентраций петрогенных элементов (обедненность MgO , обогащенность SiO_2 и значительная обогащенность FeO , Al_2O_3 и CaO). Так как Al_2O_3 и CaO — наименее летучие компоненты допланетного облака, а MgO — более труднолетучий оксид по сравнению с FeO , то процессы, приводящие к обеднению Mg и обогащению FeO , Al и Ca , трудно связать с процессами конденсации протолунного диска по сценарию мегаимпакта. Железо, как показывают эксперименты по испарению расплавов и модельные расчеты (Галимов, 2004а; Шапкин, Сидоров, 2004), обладает более высокой летучестью по сравнению с тугоплавкими оксидами Al_2O_3 и CaO , что позволяет объяснить дефицит металлического железа в лунном веществе. С другой стороны, обогащенность мантии Луны закисным железом может быть связана с преимущественным удержанием его паров в пределах гравитационного поля спутника (Яковлев и др., 1987).

12.3. Геохимические характеристики Ио и Марса

На рис. 12.8, 12.9 и в табл. 12.8 приведено сопоставление моделей химического состава силикатных оболочек, элементных отношений (Fe_{tot}/Si) и массы ядер ($M_{ядро}/M^*$) для Ио, Луны и Марса. Напомним, что отношение Fe_{tot}/Si означает отношение общего содержания железа к кремнию, а $M_{ядро}/M^*$ — отношение массы Fe- или Fe—FeS-ядра к массе планетарного тела. Модели внутреннего строения Луны, построенные по геофизическим данным, приводят к уверенному выводу о существовании ядра с массой около 1,5–2 % для железного и 3–4 % для железо-сульфидного Fe—FeS-ядра. Можно видеть, что величины отношений Fe_{tot}/Si для L/LL-хондритовых моделей Ио более чем вдвое превосходят таковые для Луны, а отношение $M_{ядро}/M^*$ для Ио в пять раз превышает лунное. Несмотря на то что размеры и плотности Луны и Ио близки, отношения Fe_{tot}/Si и массы ядер указывают на кардинальные различия в механизмах формирования и геохимии спутников в системах Земля—Луна и Юпитер—спутники.

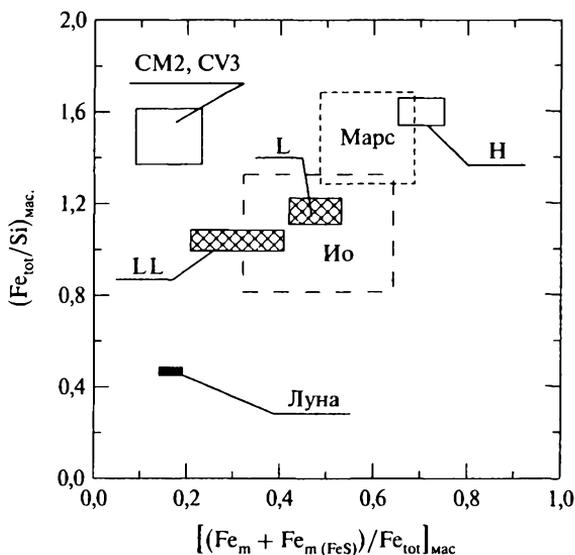


Рис. 12.9. Элементные отношения (Fe_{tot}/Si) и (Fe_m/Fe_{tot}) для хондритов, Луны, Ио и Марса. Квадрат (штриховая линия) означает геофизически допустимые интервалы (максимальные и минимальные) элементных отношений для Ио, перекрывающие соответствующие интервалы отношений в L-хондритах ($Fe_{tot}/Si = 1,18 \pm 0,06$, $Fe_m/Fe_{tot} = 0,49 \pm 0,05$) и LL-хондритах ($Fe_{tot}/Si = 1,03 \pm 0,04$, $Fe_m/Fe_{tot} = 0,31 \pm 0,1$), табл. 6.4. Ограничения для модели Марса приняты по (Dreibus, Wänke, 1990; Lodders, Fegley, 1997; Жарков, Гудкова, 1998; Sohl, Spohn, 1997)

Таблица 12.8

Модели химического состава и размеры ядер Ио, Луны и Марса

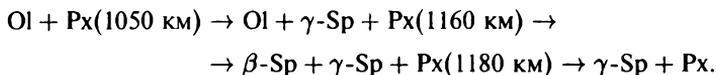
Состав силикатной фракции хондритов и мантии (мас. %), элементные отношения, размеры и массы ядер	Хондритовые модели Ио (Настоящая работа)		Марс		Луна
	LL	L	<i>Dreibus, Wänke</i> (1990)	<i>Lodders, Fegley</i> (1997)	(Настоящая работа)
SiO ₂	45,90	47,25	44,4	45,4	48,5–50
FeO	19,66	17,20	17,9	17,2	10,4–11,7
MgO	28,52	29,41	30,2	29,7	28,5–29,6
Al ₂ O ₃	2,53	2,68	3,0	2,9	5,9–6,3
CaO	2,17	2,20	2,45	2,4	4,3–4,8
Na ₂ O	1,07	1,12	0,5	1,0	
TiO ₂	0,15	0,14	0,14	0,14	
MG#	72	75	74	75	82–83
<i>R</i> (Fe-ядро), км	590–640				290–350
<i>R</i> (Fe–FeS-ядро), км	825–890				450–500
(Fe ₁₀₀ /Si) _{мас} , Fe-ядро	1,02–1,11				0,41–0,46
(Fe ₁₀₀ /Si) _{мас} , Fe–FeS-ядро	1,12–1,30		1,7		0,41–0,47
<i>M</i> _{Fe-ядро} / <i>M</i> [*] , %	7,8–10				1,3–2
<i>M</i> _{Fe–FeS-ядро} / <i>M</i> [*] , %	13,5–17		13–22		2,8–3,7
<i>I</i> / <i>M</i> <i>R</i> ² (расчет)	0,376–0,382				0,3931 ± 0,0002
<i>I</i> / <i>M</i> <i>R</i> ² (эксперимент)	0,37685 ± 0,00035		0,3662 ± 0,0017		0,3931 ± 0,0002

Среди работ, посвященных оценке валового состава Марса, можно выделить два этапа — до и после обнаружения признаков сходства между SNC-метеоритами и Марсом. Современные модели состава и внутреннего строения Марса основаны на гравитационных данных, из которых выводится соотношение масс оболочек, и геохимических исследованиях

SNC-метеоритов (*Dreibus, Wänke, 1990; Longhi et al., 1992; Schubert, Spohn, 1990; Wood, Holloway, 1982; Кусков, Панферов, 1993; Bertka, Fei, 1997; Folkner et al., 1997*). Геохимические данные включают изотопные и элементные соотношения (FeO/MnO, K/La, K/U, W/La, Ti/Br, Ca/Al/Na, Ti/Na/Sc и др.) SNC-метеоритов, родительским телом которых мог бы быть Марс (*McSween, 1994*), причем Mg, Si и все оксифильные тугоплавкие элементы присутствуют в количествах, соответствующих CI-хондритам. Исходя из космохимических и геофизических представлений, предполагается обогащение ядра сульфидом железа, а мантии Марса закисным железом.

В работе (*Dreibus, Wänke, 1990*) использованы элементные корреляции в хондритах и SNC-метеоритах с априорно принятым валовым отношением $(\text{Fe}_{\text{tot}}/\text{Si})_{\text{mac}} = 1,7$, характерным для углистых хондритов CI. Bertka, Fei (1997) при моделировании минералогии Марса приняла модель валового состава, близкую к модели *Dreibus, Wänke (1990)*, с хондритовыми отношениями Mg/Si, Ca/Al и MG# 75. В модели (*Lodders, Fegley, 1997*), несмотря на предположение, что мантия сложена смесью хондритового вещества (85% H, 11% CV, 4% CI или 81,2% L, 18,1% CV, 0,7% CI), по изотопному составу кислорода отвечающего изотопному составу SNC-метеоритов, получена по существу модель, близкая к L/LL-хондритам. Основанные на этих допущениях оценки валового состава Марса согласуются с представлениями об обогащении мантии закисным железом (MG# 75), а его ядра серой (табл. 12.8).

Кусков и Панферов (1993), построив фазовые диаграммы, показали, что в верхней мантии Марса отсутствуют резко выраженные скачки скоростей и плотности в интервале давлений 120–140 кбар. Этот интервал давлений соответствует глубинам 1000–1200 км для мантии Марса, на которых происходят фазовые превращения в системе оливин—пироксен—шпинель:



Следовательно, в верхней мантии Марса отсутствует резкая граница разрыва физических свойств, подобная той, которая существует в Земле на глубине 400 км при тех же давлениях 120–140 кбар. Можно предположить, что в Марсе отсутствует отчетливое подразделение на верхнюю мантию и переходную зону. Вместо этого можно говорить о верхней мантии Марса как состоящей из трех достаточно протяженных зон: кора — 1000 км — первая зона; 1000–1200 км — вторая (градиентная) зона; 1200 км — нижняя мантия — третья зона.

Модели Марса, дополненные геофизическими ограничениями на момент инерции (*Folkner et al., 1997; Khan, Connolly, 2008*), приводят к радиусу Fe—FeS-ядра в интервале 1450–1700 км при MG# 75. Жарков и Гудкова (1998), взяв за основу цитированные выше хондритовые модели, получили, что валовое отношение $(\text{Fe}_{\text{tot}}/\text{Si})_{\text{mac}} = 1,27\text{--}1,7$ соответствует моменту

инерции Марса и согласуется с величиной 1,35 (Sohl, Spohn, 1997 — модель Марса-А).

Сравнение показывает, что модели силикатной оболочки Марса, существенно отличные по химическому составу от моделей Земли и Луны, оказываются очень близки к L/LL-хондритовым моделям мантии Ио (рис. 12.9, табл. 12.8). Силикатные оболочки Ио и Марса содержат 17–20 мас. % FeO (MG# 72–75), существенно превышающие концентрации FeO в мантии Земли (7–8 %) и Луны (10–13 %). Массовые доли ядер оказываются также близкими: 13,5–17 % для эвтектического Fe—FeS-ядра Ио (22,5 мас. % S) и 13–22 мас. % для Fe—FeS-ядра Марса с 10–14 мас. % S (Dreibus, Wänke, 1990; Lodders, Fegley, 1997; Жарков, Гудкова, 1998; Sohl, Spohn, 1997).

Таким образом, элементные отношения и массы ядер отражают сходство валового состава Марса с валовым составом обыкновенных хондритов, но не согласуются с составом углистых хондритов. Этот вывод согласуется с независимыми оценками состава Марса по данным (Lodders, Fegley, 1997; Khan, Connolly, 2008), но противоречит Н/ЕН-хондритовой модели (Sanloup et al., 1999). Тем не менее окончательный выбор между моделями валового состава Марса (т. е. количественные пропорции вещества обыкновенных хондритов) в настоящее время не представляется возможным, поскольку зависит от ряда причин: степени окисления марсианской мантии и ее плотности, состава, плотности и мощности коры, состава, размеров и плотности ядра.

12.4. Заключение и выводы

В главе проведен сравнительный анализ геохимических характеристик Земли, Луны, Марса, галилеевых спутников (на примере Ио) и метеоритного вещества из пояса астероидов. Наиболее радикально перечисленные планеты и спутники отличаются по концентрации закисного железа в их силикатных оболочках, по содержанию металлического железа в их ядрах и отношению суммарного количества железа к кремнию (Fe_{tot}/Si). Состав их силикатных оболочек также различен по содержанию ряда главных элементов. Поэтому при исследовании проблемы формирования тел Солнечной системы их химический состав должен рассматриваться в качестве фундаментального геохимического ограничения. В противном случае все космогонические сценарии будут иметь лишь качественный характер, а их прогностическая ценность будет оставаться спорной.

Система Земля—Луна принципиально отличается от систем Юпитера и Сатурна, как по механизму формирования, так и по массе и моменту количества движения. Масса Луны сопоставима с массами галилеевых спутников, но ее отношение к массе Земли на два порядка превосходит отношение масс галилеевых спутников к центральной планете. Луна не обладает собственным магнитным полем. Нет данных о составе глубинных

пород Луны, равно как отсутствуют и прямые сейсмические данные в центральной области из-за сильного затухания сейсмических волн. Поэтому вопросы о существовании и размерах металлического ядра Луны и ее валовом составе до сих пор остаются предметом многочисленных дискуссий. Мы согласны с мнением Э. М. Галимова (Галимов, 1995, 2004а) и С. Р. Тэйлора и др. (Taylor et al., 2006), что состав Луны является необычным даже по стандартам Солнечной системы. Полученные результаты позволяют сделать следующие выводы.

- (1) Изложены постановка задачи, исходные данные и основные соотношения модели внутреннего строения Луны. Реконструкция химического состава мантии и размеров ядра Луны, профилей физических свойств и температуры проведена на основе совместного обращения гравитационных и сейсмических данных методом градиентного спуска с привлечением метода минимизации свободной энергии Гиббса и уравнения состояния мантийного вещества в приближении Ми—Грюнайзена—Дебая. Профили скоростей сейсмических волн и плотности рассчитаны с учетом фазовых превращений и эффектов ангармонизма. Выведены петрологически допустимые области скоростей P -, S -волн и плотности в мантии Луны, удовлетворяющие геофизическим ограничениям на момент инерции и массу. Дан анализ геофизических и геохимических моделей состава Луны. На этой основе сделаны сравнительные оценки состава мантии Земли и ее спутника.
- (2) В результате решения обратной задачи по геофизическим данным, включающим массу, момент инерции, скорости продольных и поперечных волн, получены ограничения на химический состав и размеры ядра Луны. Валовый состав силикатной Луны существенно отличается от вещества земной мантии в отношении концентраций петрогенных элементов (обедненность MgO , обогащенность SiO_2 и значительная обогащенность FeO , CaO , Al_2O_3), т. е. химический состав Луны не имеет генетического сходства с пиrolитовым веществом мантии Земли. Содержание FeO (10–13 %) хорошо согласуется со всеми геохимическими и геофизическими оценками и превышает общепринятые концентрации для пиrolитовой мантии Земли (~ 8 %). Величина $MG\#$ 82–83 для силикатной Луны резко контрастирует с $MG\#$ 89 для Земли. Концентрации CaO , Al_2O_3 в силикатной Луне (4,5–6 %) в 1,5–2 раза выше их распространенности в земной мантии и хондритах. Имеющиеся сейсмические данные позволяют выдвинуть предположение о сильной стратификации мантии по химическому составу. До глубин порядка 500 км мантия состоит в основном из оливина и пироксенов; ортопироксен — доминирующая фаза верхней мантии. Нижняя мантия обогащена труднолетучими оксидами (4,5–6 мас. % CaO и Al_2O_3). Фазовый состав нижней мантии представлен модельной ассоциацией оливин + клинопироксен + гранат. Распределение температур в мантии Луны очень сильно зависит от надежности

сейсмической модели. Влияние химического и модаьного состава породы становится определяющим при конверсии скоростей в температурные эффекты. Выведены петрологически допустимые области скоростей P -, S -волн и плотности в мантии Луны, удовлетворяющие геофизическим ограничениям на момент инерции и массу и согласующиеся с имеющимися сейсмическими данными:

60–300 км	$4,33 \leq V_S \leq 4,69$ км/с;
	$7,41 \leq V_P \leq 8,21$ км/с;
	$3,22 \leq \rho_1 \leq 3,34$ г/см ³ ;
300–500 км	$4,23 \leq V_S \leq 4,61$ км/с;
	$7,45 \leq V_P \leq 8,24$ км/с;
	$3,29 \leq \rho_2 \leq 3,44$ г/см ³ ;
500 км – ядро	$4,24 \leq V_S \leq 4,64$ км/с;
	$7,63 \leq V_P \leq 8,39$ км/с;
	$3,34 \leq \rho_3 \leq 3,52$ г/см ³ .

- (3) Модель внутреннего строения Луны, построенная на основе совместного обращения геофизических параметров, приводит к уверенному выводу о существовании ядра с массой около 1,5–2 % для железного и 3–4 % для железо-сульфидного Fe–FeS-ядра. Минимальный радиус лунного ядра составляет около 300 км для Fe-ядра, а максимальный — 460–530 км для троилитового FeS-ядра. Размеры ядра зависят не только от его состава и плотности, но и от мощности коры и распределения плотности в мантии. Для лунного ядра, содержащего порядка 10 % серы, наиболее вероятный радиус составляет 340 ± 30 км (~ 2 % от массы Луны). Исходя из этих значений и распространенности FeO в мантии (10–13 %), количество общего железа оценено на уровне 10–12 % от общей массы Луны. Величина важнейшего космохимического параметра — отношения суммарного железа к кремнию для Луны в целом (кора + мантия + ядро) составляет $(\text{Fe}_{\text{tot}}/\text{Si})_{\text{ат}} \sim 0,20\text{--}0,24$ или $(\text{Fe}_{\text{tot}}/\text{Si})_{\text{мас}} \sim 0,4\text{--}0,5$, что представляет собой одну из наиболее низких величин среди всех известных тел Солнечной системы — планет земной группы, спутников, хондритов и ахондритов.
- (4) Модели силикатной оболочки Марса, существенно отличные по химическому составу от моделей Земли и Луны, оказываются близки к L/LL-хондритовым моделям. Силикатные оболочки Ио и Марса содержат 17–20 мас. % FeO (MG# 72–75), что превышает концентрации FeO в мантии Земли и Луны. Массовые доли ядер оказываются также близкими: 13–17 % для эвтектического Fe–FeS-ядра Ио (22,5 мас. % S) и 13–22 мас. % для Fe–FeS-ядра Марса, содержащего 10–14 мас. % S. Интервал элементных отношений $(\text{Fe}_{\text{tot}}/\text{Si})$, $(\text{Fe}_m/\text{Fe}_{\text{tot}})$ и массы ядра указывает на сходство валового состава Марса и обыкновенных хондритов.

В заключение этой главы хотелось бы еще раз подчеркнуть, что система Земля—Луна занимает особое место среди тел Солнечной системы. Ее происхождение и динамическая история — одна из фундаментальных проблем естествознания, а проблема образования Луны играет центральную роль в современных сценариях формирования спутников Солнечной системы. Для выяснения закона распределения температуры с глубиной, уточнения состава и внутреннего строения коры и мантии, установления размеров и агрегатного состояния ядра необходимы новые космические эксперименты по измерению теплового потока, сейсмо- и электротзондированию лунных недр, а также лабораторные эксперименты по фазовым соотношениям и сейсмическим свойствам пород при высоких P – T -параметрах.

В начале XXI в. Луна снова становится объектом пристального внимания со стороны ученых разных стран мира, что находит отражение в работах различных международных комиссий и симпозиумов, на которых обсуждаются дальнейшие перспективы космических исследований. Уже осуществлены новые запуски искусственных спутников Луны и планируются дальнейшие космические эксперименты в Японии (SELENE, ILOM (In situ Lunar Orientation Measurement)), Индии (Chandrayaan), Китае (CHANG'E), США (South Pole Aitken Basin Sample Return Mission, Lunar Reconnaissance Orbiter), и России (проект «Луна-Глоб»). Эти проекты должны реализовать многие научные задачи: получение трехмерных изображений лунной поверхности, составление карты распространенности химических элементов и уточнение минералогического состава лунной коры, решение фундаментальных проблем небесной механики, селенодезии и геофизики Луны.

Можно надеяться, что запланированные лунные экспедиции существенно расширят наши представления по проблемам динамики и внутреннего строения Луны с помощью более точных определений гравитационного, электромагнитного, сейсмического и теплового полей и топографии обратной стороны, что должно привести к новым достижениям в области исследования Луны и сравнительной планетологии.

Фракционирование вещества в Солнечной системе

13.1. Общая характеристика процессов фракционирования

Геохимические и космохимические критерии свидетельствуют о существенном различии вещества планет земной группы, Луны, спутников Юпитера и метеоритов. Обсуждение, проведенное в предыдущих разделах, показывает, что составы силикатных оболочек Земли, Марса, Луны и галилеевых спутников резко отличаются друг от друга по содержанию главных элементов. Наиболее радикально планеты и спутники отличаются по содержанию металлического железа и отношению $(Fe_m + Fe_{m(FeS)})/Fe_{tot}$, и по валовому составу в целом из-за разного отношения суммарного количества железа (в коре, мантии и ядре) к кремнию — Fe_{tot}/Si . Эти отношения являются важнейшими космохимическими индикаторами, определяющими степень фракционирования металл/силикат и зависящими от окислительно-восстановительного режима и процессов аккреции в Солнечной системе. Дж. Вуд (Вуд, 1971) отмечает, что отношение Fe_{tot}/Si выявляет более принципиальные различия в составе хондритов, которые не могут быть следствием лишь окислительно-восстановительных процессов. Различия в плотности планет и спутников объясняются главным образом разным обилием железа и отношением металл—силикат.

Процессы фракционирования вещества могли происходить на разных этапах формирования планетных тел в Солнечной системе, представляющих собой ряд самостоятельных процессов, имеющих свои пространственно-временные масштабы:

- (1) формирование газовой фазы солнечной туманности (небулы, газопылевого диска протопланетного или допланетного облака (для сокращения можно воспользоваться термином — ДПО));
- (2) конденсация и формирование вещества мелкодисперсных частиц (пыли), гравитационная неустойчивость слоя частиц, образование и уплотнение пылевых сгущений;
- (3) коагуляция (аккреция) частиц и формирование вещества космических тел (планетезималей);

- (4) постаккреционная эволюция (крупных) планетезималей, включающая их дифференциацию и ударные взаимодействия;
- (5) аккреция допланетных тел, формирование вещества планет;
- (6) физико-химическая и геологическая эволюция планетного вещества.

Эти процессы не являются хронологически строго последовательными и могут быть частично совмещенными. В современных сценариях формирования внеземного вещества обычно предполагается, что процесс остывания околосолнечного газопылевого диска завершился образованием конденсированного вещества, крайними членами которого были низкотемпературные, окисленные и обогащенные летучими конденсаты (типа хондритов CI), и в сильной степени восстановленные и практически лишённые летучих высокотемпературные конденсаты.

Некоторые аспекты этого процесса можно исследовать в рамках равновесной термодинамики, основываясь на результатах расчетов последовательности конденсации твердых фаз и образования минералов из высокотемпературной газовой фракции околосолнечного диска при давлениях 10^{-3} – 10^{-7} бар в замкнутой системе, валовый элементный состав которой отвечает солнечному (*Grossman, Larimer, 1974; Кусков, Хитаров, 1982a; Lewis, Prinn, 1984; Saxena, Eriksson, 1986; Шапкин, Сидоров, 1994, 2004; Petaev, Wood, 1998*).

Из этих работ следует, что первые конденсаты состоят из группы труднолетучих элементов Os, Re, Zr. Они конденсируются при температуре значительно выше температуры конденсации корунда. При давлении 10^{-3} бар и высоких температурах (~ 1500 – 1700 К) происходит образование труднолетучих (тугоплавких) соединений Al_2O_3 , $CaTiO_3$, $Ca_2Al_2SiO_7$, $MgAl_2O_4$, затем Fe–Ni и магнезиальных силикатов (~ 1450 К), троилита (ниже 700 К в результате взаимодействия газообразного H_2S с металлическим железом), сравнительно летучих металлов Pb, Bi, In и Tl (ниже 600 К), окисление Fe^0 и образование железосодержащих силикатов, образование водосодержащих минералов (ниже 350 К). Ниже 300 К происходит образование льда H_2O , а при еще более низких температурах твердых гидратов NH_3 и CH_4 , льдов CO_2 , CH_4 , N_2 , Ar и др. (рис. 3.3).

В рамках термодинамического подхода обычно рассматриваются следующие конденсационные модели. Равновесная модель — при любой температуре конденсирующиеся фазы находятся в равновесии с газовой фазой ДПО, химический состав которой считается идентичным составу современной фотосферы Солнца. Эта модель отражает ситуацию, когда установление равновесия между компонентами газовой фазы протопланетного диска и образующимися конденсированными фазами происходит быстрее, чем аккумуляция последних. Поэтому она достаточно корректно описывает конденсацию высокотемпературных фаз. При всей стройности модели равновесной конденсации многие авторы отмечали в числе основных ее ограничений предположение о термодинамическом равновесии

между газовой и твердой фазами, которое становится все более проблематичным по мере понижения температуры. Крайняя точка зрения высказана в монографии Х. Альвена и Г. Аррениуса — предположение о том, что конденсация вещества в протопланетном диске протекала в состоянии термодинамического равновесия, эти авторы называют мифическим (Альвен, Аррениус, 1979). Неравновесная модель — в процессе охлаждения конденсирующиеся фазы полностью изолируются от газа и в дальнейших химических реакциях не участвуют. Следовательно, эта модель полностью исключает взаимодействие образовавшихся твердых фаз с газом. История вопроса, более детальное обсуждение моделей равновесной и неравновесной конденсации, моделей гомогенной и гетерогенной аккреции, а также сопоставление температур конденсации минеральных фаз из газа солнечного состава описаны в монографиях (Кусков, Хитаров, 1982а; Витязев и др., 1990; Шапкин, Сидоров, 2004).

Эти космохимические модели легли в основу представлений о процессах аккреции или аккумуляции (здесь эти слова — синонимы) планетарных тел, среди которых наибольшее распространение получили модели гомогенной и гетерогенной аккреции. Модель гетерогенной аккреции опирается, по существу, на те же положения, что и равновесная модель. Различие заключается в том, что вновь сконденсировавшийся материал быстро аккрецируется, что приводит к первоначальному формированию металлических ядер планет, на которые затем аккумулируется силикатная оболочка, практически не содержащая железа. На этой ранней стадии сидерофильные элементы (Ni, Co, Pt группа) должны полностью экстрагироваться в ядро. Эти взгляды явно не согласуются с геохимическими наблюдениями (Wood et al., 2006) и нашими представлениями о внутреннем строении планетарных тел.

Петаяев и Вуд (Petaev, Wood, 1998) предложили вариант конденсационной модели с частичной изоляцией конденсата в закрытой системе, обусловленной наслоением образующихся фаз на ранее сконденсированные или агломерацией минеральных частиц в более крупные, в то время как химически активный конденсат остается в виде мелких пылевых частиц. Авторы исследовали промежуточные случаи: от чисто равновесной до фракционной конденсации. То есть рассматривали изоляцию продуктов конденсации от 0 до 100 %. Степень изоляции характеризует изменение валового состава системы, обусловленного изоляцией конденсата от оставшегося в системе газа, и определяется как доля конденсированных фаз, которая должна быть вычтена из валового состава реакционной системы при понижении температуры.

Конденсационные модели (разработанные Лордом, Льюисом, Ларимером, Гроссманом и др.) заложили теоретическую основу для понимания многих физико-химических процессов эволюции Солнечной системы, химическое фракционирование в которой начинается с появления первых кристаллических фаз. Сильная сторона этого подхода — строгость аппарата химической термодинамики, что позволяет широко использовать

эти модели при обсуждении особенностей состава планет земной группы и метеоритов. Слабая сторона — значительное несоответствие модельных представлений с реально наблюдаемым составом хондритов (даже с учетом протекания вторичных процессов в их родительских телах).

Минеральные равновесия при фракционировании вещества Солнечной системы рассмотрены в работе (Wood, Hashimoto, 1993). Следует отметить важную роль ударно-испарительной дифференциации вещества на стадии аккреции планетарного вещества. В работах (Яковлев, 1989; Яковлев и др., 1995; Gerasimov et al., 1999) показано, что при ударных событиях происходит селективное испарение вещества, а при разлете и охлаждении газо-парового облака — селективная конденсация, вносящая дополнительный вклад в дифференциацию планетарного вещества, т. е. ударная аккреция сопровождается глубоким изменением химического состава вещества. На заключительной стадии формирования планет высокоскоростные столкновения планетезималей размером в тысячи километров (ударный метаморфизм) осуществлялись уже в отсутствие газовой фазы ДПО (Витязев и др., 1990). При этом происходил их локальный разогрев и частичное испарение вещества, которое затем частично терялось (летучие), а частично вновь конденсировалось (Дорофеева и др., 1993).

В разделе 6.6 отмечалось, что для объяснения существующей распространенности элементов в оболочках Земли исходят из предположения двухкомпонентной гетерогенной аккреции, согласно которому допланетное вещество состояло из восстановленных и окисленных конденсатов (Пингвуд, 1982; Wänke, 1981; Dreibus, Wänke, 1987). Аккреция начинается с накопления сильно восстановленного компонента, содержащего все железо (и, возможно, часть кремния) в металлической фазе, и продолжается с накоплением все более окисленных и обогащенных летучими конденсатов, близких к CI.

Из-за проблемы с распределением сидерофильных элементов эта гипотеза была модифицирована. В ее измененном варианте (late veneer hypothesis) предполагается, что на завершающей стадии аккреции Земли (после удаления Fe—Ni—S(Si)-сплава в ядро) произошло добавление последней оболочки — небольшого количества хондритового материала (~ 0,5%), содержащего сидерофильные элементы и серу в количестве, удовлетворяющем современным геохимическим данным (Dreibus, Wänke, 1987; O'Neill, Palme, 1998). По данным отношений $^{187}\text{Os}/^{188}\text{Os}$ этот материал был скорее ближе к обыкновенным, чем к углистым хондритам. Модифицированная гипотеза решает проблему избытка сидерофильных элементов, но не поддается проверке (Wood et al., 2006).

Отдельно следует сказать о конденсационном механизме формирования лунного вещества. Д. Андерсон (Андерсон, 1975), базируясь на этой гипотезе и аналогии с белыми включениями в метеорите Allende, предположил, что Луна состоит почти целиком из высокотемпературных конденсатов. Она обогащена по сравнению с Землей тугоплавкими элементами, по-

скольку в ранних конденсатах доминируют минералы, обогащенные Al и Ca, которые одними из первых конденсируются из газа солнечного состава.

Конденсационный механизм формирования вещества Луны, обогащенного труднорастворимыми оксидами, сталкивается с парадоксом — одновременным обогащением мантии Луны закисным железом (11–13 % FeO) и тугоплавкими оксидами Al_2O_3 и CaO (4–6 %), см. гл. 12. Так как Al_2O_3 и CaO — наименее летучие компоненты ДПО, то процессы, приводящие к обогащению как FeO, так Al_2O_3 и CaO, трудно связать с традиционно обсуждаемыми космохимическими процессами конденсации, поскольку FeO обладает более высокой летучестью, нежели тугоплавкие оксиды.

Трудность образования FeO-содержащих силикатов путем их прямой конденсации неоднократно обсуждалась в литературе (Фегли, Пальме, 1991; *Palme, Fegley, 1990; Ebel, Grossman, 2000; Zolotov et al., 2006*). Дело в том, что термодинамические расчеты показывают, что из газа солнечного состава обогащенные железом оливины и пироксены конденсационным путем при высоких температурах не образуются из-за низкой величины отношения H_2O/H_2 (в восстановительной обстановке Fe начинает конденсироваться в виде металла). При конденсации из газа солнечного состава содержание фаялита в оливине составляет менее 1 % при 1000 К. Чтобы избежать этого затруднения, необходимо представить такой физико-химический процесс, который мог бы привести к существенному увеличению летучести кислорода в облаке, обусловленному возрастанием величины отношения H_2O/H_2 от $\sim 5 \times 10^{-4}$ (каноническое солнечное отношение; $f(O_2) \sim 10^{-17}$ бар при 1600 К и общем давлении 10^{-3} бар, что примерно на 6 порядков ниже летучести кислорода для буфера железо — вюстит) до $\geq 0,1$ (*Rubin et al., 1988; Kong, Ebihara, 1997; Ebel, Grossman, 2000*). При этом условии содержание фаялита в оливине возрастает от почти нулевых значений до 10 и более мол. % при $T > 1400$ К.

Конкретные физические механизмы, обеспечивающие более высокое состояние окисления небулярного газа, до сих пор неясны (*Krot et al., 2000*). Одним из них (*Ebel, Grossman, 2000*) является обогащение локальных зон ДПО пылевой компонентой (исходно содержащей почти всю массу химических элементов и их соединений) по отношению к водороду за счет, например, седиментации пыли к экваториальной плоскости протопланетного диска и ее испарения из-за более высокой экваториальной температуры. При испарении твердого вещества образующийся газ будет обогащен кислородом, а отношение O/N и летучесть кислорода будут существенно превышать солнечные значения. В этом случае отношения элемент/N возрастают больше, нежели O/N, так как пыль содержит почти 100 % петрогенных элементов и лишь 20–30 % кислорода; оставшаяся доля кислорода приходится на H_2O и CO.

Возрастание отношения твердое вещество / газ в 100 раз по отношению к солнечному значению (принятому за единицу) приводит к повышению парциальных давлений породообразующих компонентов и вследствие

этого повышению температур конденсации Fe—Ni сплава на 150–230 К и оливина на 250–340 К при общем давлении 10^{-3} – 10^{-6} бар; возрастание этого отношения в 500–1000 раз способствует конденсации жидких фаз, стабилизация которых невозможна из газа солнечного состава даже при высоком $P_{\text{общ}} = 10^{-3}$ бар (Ebel, Grossman, 2000).

Проблема заключается в том, что обогащение пылью в сотни раз означает практическое отсутствие водорода, но в таком случае подобную систему уже нельзя рассматривать как ДПО. Более реалистичное предположение связано с обогащением областей ДПО льдом, а там, где лед испарится, — газом H_2O , что позволяет увеличивать летучесть кислорода или отношение $\text{H}_2\text{O}/\text{H}_2$ без существенного увеличения парциальных давлений катионных элементов, что делает расплавы неустойчивыми. Но этот случай скорее применим к субнебулам планет-гигантов, нежели к процессам формирования планет земной группы и Луны.

Существующая обширная литература в области теоретической космохимии и экспериментальной метеоритики свидетельствует о том, что конденсация вещества протопланетного диска сопровождалась процессами химического фракционирования, но одновременно показывает, что трудно ожидать формирование какого-либо более или менее крупного объекта, образовавшегося в какой-то одной закрытой системе по механизму равновесной конденсации. Примеры исследования зональных зерен металла из так называемых СН и СВ хондритов, которые почти наверняка являются небулярными конденсатами, претерпевшими минимальный метаморфизм, показывают, что хондриты содержат смесь конденсатов (или продуктов их переработки) (Meibom et al., 2000; Campbell, Hutayun, 2004). Так, например, уникальный метеорит Kaidun содержит обломки разных типов метеоритов (в том числе материал обычных хондритов), образовавшихся при разных физико-химических условиях и окислительно-восстановительных режимах (Иванов, 2003; Ivanova et al., 2005). Процессы фракционирования вещества Солнечной системы в глобальном масштабе мало изучены (Wood, Hashimoto, 1993; Cassen, 2001; Wang et al., 2001). Ниже мы рассмотрим некоторые проблемы фракционирования летучих и нелетучих элементов на примере галилеевых спутников.

13.2. Содержание H_2O в галилеевых спутниках

Как уже отмечалось, по мере удаления от Солнца водяной лед становится главной составляющей таких планетарных тел, как спутники планет-гигантов, Уран и Нептун, а также ядра комет. Отношение водяной лед / железокаменная составляющая (для краткости «лед/порода») в ледяных спутниках является важным космохимическим индикатором их происхождения, поскольку может отражать как состав протопланетного диска, так и аккреционного протоспутникового диска Юпитера (Prinn, 1993;

Дорофеева, Макалкин, 2004) и самого Юпитера. Под породой обычно понимается модельная смесь порообразующих оксидов и сульфида железа $\text{SiO}_2 + \text{MgO} + \text{FeO} + \text{FeS}$.

Считается, что термодинамическое равновесие газофазных реакций типа $\text{CO} + 3\text{H}_2 = \text{CH}_4 + \text{H}_2\text{O}$ и $\text{N}_2 + 3\text{H}_2 = 2\text{NH}_3$ в дисках планет-гигантов сдвигается вправо, и при их охлаждении аммиак и метан становятся доминирующими газами субнебулы (рис. 3.2). Предполагается, что в водном океане Титана содержится растворенный аммиак. В то же время вхождение NH_3 в состав ледяных спутников Юпитера дискуссионно и зависит от модели субнебулы Юпитера (Prinn, Fegley, 1981; Макалкин и др., 1999; Canup, Ward, 2002; Mousis, Gautier, 2004).

Количество водяного льда, которое может образоваться в газе солнечного состава без учета кинетических ограничений, зависит от P , T и отношения $C_{\text{газ}}/\text{O}$ в той или иной зоне солнечного протопланетного диска (небулы) и определяется реакцией $\text{CO} + 3\text{H}_2 = \text{CH}_4 + \text{H}_2\text{O}$, согласно которой в обогащенном H_2 газе кислород может быть связан в виде CO и H_2O , а углерод может входить в состав CO и CH_4 . Величина солнечного отношения C/O по разным данным варьирует от 0,4 до 0,6, причем предпочтительным принимается значение $\sim 0,5$ (Lunine, Tittemore, 1993; Lodders, 2003); см. также гл. 1. По данным (Krot et al., 2000) в газе солнечного состава кислород распределен между CO (48 ат. %), H_2O (37 ат. %) и порообразующими минералами (15 ат. %).

Термодинамические расчеты (Дорофеева, Макалкин, 2004) показывают, что на разных радиальных расстояниях от Солнца при давлениях солнечной небулы $P = 10^{-3} - 10^{-7}$ бар и $T > 500 - 650$ К основным углеродсодержащим соединением становится CO и, следовательно, остается гораздо меньше свободного кислорода для образования H_2O . Напротив, при $T < 500 - 650$ К содержание CO резко падает, поскольку основной углеродсодержащей фазой становится метан, а весь кислород связан в виде H_2O . Однако оценка количества водяного льда в ледяных спутниках Юпитера на основе масс-балансовых соотношений остается довольно неопределенной (Lewis, 1997) как из-за большой чувствительности отношения лед/порода к величине отношения C/O , так и кинетических ограничений на реакции $\text{CO} + 3\text{H}_2 = \text{CH}_4 + \text{H}_2\text{O}$ и $\text{N}_2 + 3\text{H}_2 = 2\text{NH}_3$.

H_2O -фазы (лед/вода, водосодержащие силикаты) в ледяных спутниках могут находиться в водно-ледяной оболочке и в каменно-ледяной области (Schubert et al., 2004; Kuskov, Kronrod, 2001, 2005). Температуры поверхности спутников близки к составяют 100–130 К. Schubert et al. (2004) полагают, что аккреционная энергия и последующий радиоактивный нагрев сыграли решающую роль в дифференциации Европы и Ганимеда в результате чего произошла сепарация льда, скального материала и металлического сплава. Поэтому Европа и Ганимед состоят из водно-ледяной оболочки, мантии и железо-сульфидного ядра. Эти же авторы отмечают, что аккреционный нагрев был недостаточно эффективным для разделе-

ния льда и железокремнистой компоненты в Каллисто. Как было показано в гл. 10, ограничения на массу и момент инерции Каллисто не позволяют этому спутнику иметь строение, подобное Ганимеду. Каменно-ледяная мантия Каллисто состоит из гомогенной смеси льдов высокого давления и скального материала. Наличие такой недифференцированной мантии, в состав которой входят водосодержащие минералы, является специфической характеристикой Каллисто, что приводит к кардинальным различиям в строении Каллисто и Ганимеда, но мало сказывается на валовом содержании H_2O в их оболочках. Несмотря на отличия в строении ледяных спутников и их внешних оболочек, данные магнитометрических исследований «Галилео» довольно уверенно указывают на существование внутренних океанов на Европе, Ганимеду и Каллисто.

Содержание H_2O в галилеевых спутниках иллюстрируется рис. 13.1, который показывает возрастание доли H_2O с увеличением расстояния от Юпитера — от нуля в безводной Ио, до 6–9% в Европе и 46–48% в Ганимеду, и до 49–55% в Каллисто (Kuskov, Kronrod, 2001, 2005). Суммарная концентрация H_2O в Каллисто оценена с учетом нахождения H_2O в твердой и жидкой фазах и химически связанной H_2O в водосодержащих минералах. Из рис. 13.1 следует, что массовые отношения лед/порода для Ганимеда и Каллисто близки к единице.



Рис. 13.1. Концентрация H_2O в галилеевых спутниках в зависимости от расстояния от Юпитера (R_J)

Фанейл, 1986) и диссипацией энергии внутри аккреционного протоспутникового диска (Сапир, Уорд, 2002; Дорофеева, Макалкин, 2004). Это объясняет резкое различие в плотности внутренних и внешних спутников, которое связано с тем, что при охлаждении диска концентрация конденсирующихся петрогенных элементов должна или оставаться почти постоянной, или уменьшаться, а концентрация летучих элементов и льдов возрастать с орбитальным расстоянием.

Внутренний нагрев аккреционного диска и высокая светимость протояпитера препятствовала конденсации льда на близких орбитах, но не на расстояниях орбит ледяных спутников, где конденсация льда из диска происходила при $T < 200$ К. Температура конденсации $H_2O_{(газ)} \approx H_2O_{(лед)}$ зависит от общего давления и изменяется от ~ 150 К при 10^{-7} бар до ~ 190 К при 10^{-3} бар (Krot et al., 2000). В той части диска, в которой аккумулировалась Ио, температуры были более высокими и конденсация льда

возрастание доли H_2O с расстоянием от центрального тела (рис. 13.1) подтверждает модель прогрева внутренних частей спутникового роя горячей планетой-гигантом (Сафронов, Рускол, 1982; Рускол, 2006; Поллак,

не происходила, т. е. физико-химические условия в аккреционном диске Юпитера подтверждают формирование Ио из безводного железокаменного вещества. Определенную роль в потере летучих, в частности воды, могли сыграть ударные процессы, сопровождавшие рост спутников, так как скорости соударений, а следовательно, и нагрев тел, в них участвующих, были выше во внутренней части субдиска, нежели на его периферии.

Количество водяного льда в Европе на уровне 6–9 % соответствует содержанию H_2O в СМ-хондритах и поэтому не требует дополнительного источника, связанного с привносом льда. Но следует заметить, что сейчас доминируют представления, согласно которым вещество углистых хондритов представляет собой продукт вторичного химического взаимодействия в родительских телах между безводным небулярным материалом и жидким водным флюидом, образовавшимся, разумеется, при таянии небулярного льда. Но образование внешних спутников, содержащих около 50 % H_2O (рис. 13.1), только из вещества углистых хондритов невозможно объяснить из-за недостатка соответствующего количества воды в последних. Это очевидное замечание.

Менее очевидно, но важно, другое. Из вещества углистых хондритов, содержащего как пороодообразующую, так и ледяную компоненты, в родительских телах С1-хондритов могло сохраниться максимальное количество H_2O , вошедшее в химическое соединение с силикатами. Вся остальная вода была потеряна при нагреве диска из-за вычерпывания пыли и рассеяния газа. Углистые хондриты других петрологических типов, по ряду признаков, потеряли часть или почти всю связанную воду в ударных или иных процессах (сопровождавших образование хондр).

Следует заметить, что процесс роста Юпитера мог приводить к забросу ледяных и каменно-ледяных планетезималей в зону астероидов, что подтверждается развитием гидратированных силикатов на поверхности ряда астероидов. Обзор астрономических данных приводится в работе В. В. Бусарева (*Бусарев, 2002*). Автор полагает, что на ранней стадии эволюции Солнечной системы действовал механизм, который обеспечивал привнос водяного льда в зону пояса астероидов. Тогда присутствие водосодержащих минералов на астероидах отражает следы столкновений с телами из зоны роста Юпитера, роль и воздействие которого на процессы планетообразования и аккумуляции тел астероидного пояса обсуждались в литературе (*Рускол, Сафронов, 1998*). Существуют определенные сведения, что крупнейший астероид Церера диаметром около 1000 км имеет внешнюю оболочку, состоящую из водяного льда. В сентябре 2007 г. американская межпланетная станция «Dawn» отправлена на исследование Цереры и Весты (*Russell et al., 2007*). Не исключено, что некоторые тела астероидных размеров также представляли собой каменно-ледяные тела, ледяная оболочка которых была впоследствии испарена в результате внутреннего нагрева (^{26}Al) и коллизионных процессов.

13.3. Отношение Fe_{tot}/Si и обедненность галилеевых спутников железом

Средние плотности галилеевых спутников уменьшаются с увеличением расстояния от Юпитера, что указывает на более высокое содержание H_2O в составе внешних спутников (рис. 13.1). Но этот факт ничего не говорит о валовом химическом составе Ио и железозакаменных ядер Европы, Ганимеда и Каллисто, средняя плотность которых зависит не только от количества H_2O и металлического железа, но и от величины металл-силикатного отношения Fe_{tot}/Si .

$P-T$ -условия и космохимические процессы в аккреционном диске Юпитера могли заметно отличаться от таковых в солнечной туманности (Lewis, Prinn, 1984; Fegley, 1993; Prentice, 2001; Дорофеева, Макалкин, 2003, 2004). Состав спутников характеризует последние порции вещества, захваченного в протоспутниковый диск на заключительной стадии аккреции Юпитера. Поверхностная плотность и масса диска оцениваются из современной массы спутников с добавлением легких газов. $P-T$ -условия в центральной плоскости диска, где формировалось вещество регулярных спутников, также оцениваются. Однако химический состав и окислительно-восстановительные условия диска (H_2O/H_2 , C/O , Fe_{tot}/Si , Fe_m/Fe_{tot}) не определяются из динамических соображений. Некоторые из этих параметров могут быть реставрированы лишь по составу галилеевых спутников. Следовательно, состав спутников становится одним из наиболее фундаментальных ограничений при построении моделей субнебулы Юпитера.

Преобразования вещества в протоспутниковом диске связаны с двумя основными процессами: (1) нагревом и фракционным испарением вещества при его приближении к Юпитеру и (2) с импактными процессами, сопровождавшимися частичным испарением и реконденсацией протоспутникового вещества. Поскольку средняя плотность безводной Ио и железозакаменных ядер Европы, Ганимеда и Каллисто (т. е. спутников без ледяной оболочки) определяется главным образом отношением металл—силикат, рассмотрим альтернативные возможности изменения этого отношения в зависимости от орбитального отношения.

Ио и железозакаменные ядра ледяных спутников могут обладать либо почти одним и тем же составом и отношением Fe_{tot}/Si (изохимическим составом), либо проявлять такой же композиционный тренд с расстоянием от Юпитера, который наблюдается среди планет земной группы с расстоянием от Солнца. Имеется в виду уменьшение средней плотности и отношения Fe_{tot}/Si от Меркурия (хотя это отношение у Меркурия может быть аномальным) до Марса.

В первом случае галилеевы спутники должны различаться по содержанию воды, но не по содержанию петрогенных элементов (валовому составу), т. е. элементные отношения Fe_{tot}/Si и другие должны быть примерно постоянными. Во втором — плотность железозакаменных ядер спутников и отношения Fe_{tot}/Si должны уменьшаться с расстоянием от Юпитера.

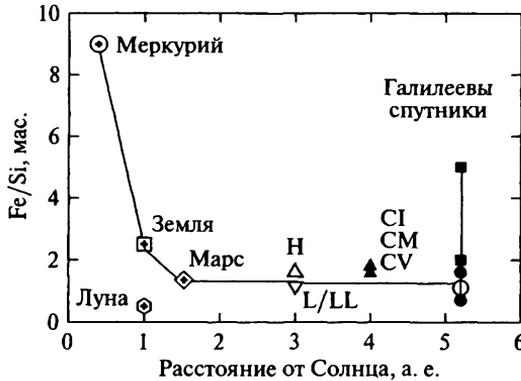


Рис. 13.2. Зависимость отношения $(Fe_{tot}/Si)_{\text{мас}}$ от орбитального расстояния. Для галилеевых спутников получены следующие значения Fe_{tot}/Si : 0,9–1,3 для хондритового L/LL-состава — пустой кружок (Kuskov, Kronrod, 2000, 2001, 2005); 0,7–1,6 для Ио и Европы — заливные кружки (Sohl et al., 2002); 2–5 для Ганимеда и Каллисто — заливные квадраты (Sohl et al., 2002). Отношения Fe_{tot}/Si для обыкновенных и углистых хондритов из табл. 12.6 и работ (Дьяконова et al., 1979; Jarosewich, 1990; McSween et al., 1991); положение хондритов в поясе астероидов показано условно

Реализация того или иного сценария образования регулярных спутников тесно связана с механизмом формирования планеты-гиганта, а их состав зависит от физико-химической эволюции твердой (пылевой) компоненты протопланетного и протоспутникового вещества.

На рис. 13.2 приведены оценки массовых отношений Fe_{tot}/Si для планет земной группы, хондритов и спутников. Приведенный график схематически иллюстрирует металл-силикатное фракционирование и общий тренд уменьшения отношения $(Fe_{tot}/Si)_{\text{мас}}$ с расстоянием от Солнца: от ~ 9 для Меркурия, до $\sim 2,5$ для Земли (табл. 12.6), до $\sim 1,35$ для Марса (Sohl, Spohn, 1997), и до 0,9–1,3 для спутников Юпитера (Kuskov, Kronrod, 2000, 2001, 2005). Г. Юри (Urey, 1967), исходя из плотности планет, оценил, что Fe/Si -отношение для Меркурия должно быть примерно в 3 раза больше, чем для Земли, и в 5 раз больше, чем для Марса. Для сравнения приведем оценки отношения $(Fe_{tot}/Si)_{\text{мас}}$ в HED-метеоритах (серии говардиты — эвкриты — диогениты, 0,5–0,66) и в веществе кометы Галлея (0,56, Lawler et al., 1989; Jessberger, Kissel, 1989).

Луна имеет самую низкую величину $(Fe_{tot}/Si)_{\text{мас}} \sim 0,5$ (табл. 12.6) среди планет, метеоритного вещества и галилеевых спутников. Из рис. 13.2 и табл. 13.1 следует, что лунное отношение Fe_{tot}/Si вдвое меньше, а масса лунного ядра в несколько раз меньше по сравнению с этими же параметрами для железокремнистых ядер галилеевых спутников. Столь сильная обедненность Луны железом говорит о том, что причину фракционирования металл—силикат следует искать в особом механизме образования

Таблица 13.1

Физические характеристики спутников

Спутник	ρ , г/см ³	I/MR^2	$R_{\text{спутник}}$, км	$R_{\text{ядро}}$, км	$M_{\text{ядро}}/M^*$, мас. %	$H_{\text{лед}}$, км	$(\text{Fe}_{\text{tot}}/\text{Si})_{\text{мас}}$
Луна	3,3437 $\pm 0,0016$	0,3931 $\pm 0,0002$	1738	490 350	3,4 2,0	0	0,47 0,46
Ио	3,5278 $\pm 0,0029$	0,37685 $\pm 0,00035$	1821	830–875 590–630	13,8–16,1 8–9,4	0	1,12–1,14 1,04–1,06
Европа	2,989 $\pm 0,046$	0,346 $\pm 0,005$	1565	610–710 420–510	11–17 5,6–10	120–140	1,06–1,39 0,90–1,21
Ганимед	1,936 $\pm 0,022$	0,3105 $\pm 0,0028$	2634	820–900 580–650	15–20 8–12	890–920	1,24–1,60 1,05–1,27

Примечание. $R_{\text{спутник}}$ и ρ — средние радиусы и плотности спутников; $H_{\text{лед}}$ — мощность внешней оболочки (водно-ледяной для Европы и ледяной (модель А) для Ганимеда). Значения I/MR^2 для Луны и галилеевых спутников по данным (Konopliv et al., 1998; Anderson et al., 1996, 1998a, 2001b). Для Луны приведены максимальные радиусы ядра при мощности коры 60 км. Мощность внешней оболочки, радиусы ядер и массовые отношения $(\text{Fe}_{\text{tot}}/\text{Si})_{\text{мас}}$ для галилеевых спутников рассчитаны для L/LL-хондритового состава мантии. $M_{\text{ядро}}$ — масса центрального металлического Fe- или Fe–FeS-ядра, M^* — масса железозаменного ядра Европы и Ганимеда и полная масса Луны и Ио. Верхние и нижние значения радиусов ядра и отношений $M_{\text{ядро}}/M^*$ соответствуют эвтектическому Fe–FeS-ядру и чисто железному Fe-ядру, соответственно.

Луны (Галимов, 2004а). Возможно, то же самое относится и к Меркурию, обладающему аномально высоким отношением $\text{Fe}_{\text{tot}}/\text{Si}$.

Оценки металл-силикатного отношения для галилеевых спутников, основанные на хондритовом составе мантии и массе железо-сульфидных ядер (табл. 13.1, рис. 13.1), показывают, что значения $\text{Fe}_{\text{tot}}/\text{Si}$ для спутников Юпитера с Fe-ядром близки к таковым в L/LL-хондритах (1–1,25), но существенно меньше, чем в обыкновенных H-хондритах (1,6) и углистых хондритах CI (1,78), CM (1,6) и CV (1,48). Для Ганимеда отношения $\text{Fe}_{\text{tot}}/\text{Si}$ с эвтектическим Fe–FeS-ядром находятся между таковыми для обыкновенных (L/LL) и углистых хондритов. Вероятно, количество серы в ядре в этом случае является завышенным. Геохимические параметры Ио, Европы и Ганимеда с ядрами, содержащими разумное количество серы (Fe–10 % S-ядро), при условии изохимичности состава их железозаменной компоненты характеризуются практически одинаковыми значениями $(\text{Fe}_{\text{tot}}/\text{Si})_{\text{мас}} = 0,99 \pm 0,02$ (табл. 11.2), близкими к L/LL-хондритовому веществу.

Другие типы углистых хондритов CR, CH, CB по количеству Fe и FeS (Krot et al., 2002) также не согласуются с полученными содержаниями для галилеевых спутников. Показанные выше отношения Fe_{tot}/Si для наиболее восстановленных H-хондритов и наиболее окисленных углистых хондритов, лежащие в интервале 1,5–1,8 (рис. 13.2), указывают, что формирование галилеевых спутников из вещества хондритов этих типов крайне маловероятно и наиболее вероятно их происхождение из вещества родительских тел типа L/LL-хондритов.

Sohl et al. (2002) оценили Fe_{tot}/Si -отношения для галилеевых спутников, базируясь на простейшем (оливиновом) составе мантии и плотности железо-сульфидного ядра. Авторы пришли к удивительному для них самим результату — росту Fe_{tot}/Si -отношения с расстоянием от Юпитера: от $(Fe_{tot}/Si)_{max} \sim 0,7-1,6$ для Ио и Европы до $\sim 2-5$ для Ганимеда и Каллисто (рис. 13.2). Для внешних спутников эти авторы получили значения, в 2-3 раза превышающие значения Fe/Si -отношения в углистых хондритах; иначе говоря, сверхсолнечные значения (Schubert et al., 2004). Оставляя в стороне комментарии к этим оценкам и способу их определения, заметим, что крайне трудно найти разумное объяснение столь высоким значениям Fe_{tot}/Si для Ганимеда и Каллисто, сформировавшихся на более далеких расстояниях от Юпитера. Подобная зависимость не подкрепляется фактическим метеоритным материалом и не укладывается в рамки современных представлений о процессах Fe/Si фракционирования и формирования планетарных тел Солнечной системы, рис. 13.2.

Ранее было показано, что химический состав Ио и валовый состав железокремнистых ядер Европы и Ганимеда несовместим ни с веществом H-хондритов, ни с веществом C-хондритов из-за несоответствия ограничениям как на количество металлического железа, так и сульфида железа. Результаты реконструкции химического состава этих трех спутников по геохимико-геофизическим данным привели нас к заключению, что их формирование происходило из вещества, подобного обычным L/LL-хондритам. Исходя из принципа бритвы Оккама, а также естественного предположения о едином резервуаре исходного протовещества для всех регулярных спутников Юпитера, нет оснований полагать, что железокремнистый материал Каллисто отличен от состава трех других спутников.

Сейчас появились новые наблюдения, согласно которым вещество протопланетных дисков молодых звезд и некоторые астероиды по составу могут быть близки обычным хондритам. Спектральные определения поверхностного слоя астероида 433 Эрос и астероида 243 Ида показали, что отношения Fe, Mg, Ca, Al к кремнию и Cr/Fe, Mn/Fe, and Ni/Fe, а также ортопироксен/(ортопироксен + оливин) соответствуют обычным L/LL-хондритам (Trombka et al., 2000; Granahan, 2002; Foley et al., 2006). В работе (van Boekel et al., 2004) впервые приведены спектральные данные по градиенту химического состава пыли протопланетных дисков трех звезд Ae Хербига на расстояниях от 1 до 20 а. е. от центрального тела.

Авторы сообщают, что отношение оливин/пироксен изменяется от ~ 2 (1–2 а. е.) до ~ 1 (2–20 а. е.), что близко к отношениям в обыкновенных хондритах (Додд, 1986).

Если рассматривать L/LL-хондритовое вещество в качестве строительного материала галилеевых спутников, то возникает вопрос о дефиците железа в аккреционном диске Юпитера и в веществе спутников относительно солнечного отношения $(\text{Fe}_{\text{tot}}/\text{Si})_{\text{ат}} \sim 0,89$ (Krot et al., 2000).

Как отмечалось выше, конкретные механизмы процессов конденсации и ударно-испарительной дифференциации вещества на стадии аккреции планетарного вещества, приводящие к изменению окислительно-восстановительной обстановки допланетного облака, до сих пор неясны. В работе (Ebel, Grossman, 2000) показано, что при обогащении локальных зон облака пылевой компонентой (в этом случае отношение O/N и летучесть кислорода будут существенно превышать солнечные значения) распределение Fe между металлом, сульфидом и силикатом оказывается близким к таковому в обыкновенных хондритах. Другим механизмом, приводящим к повышению отношения $\text{H}_2\text{O}/\text{H}_2$, является испарение водяного льда. Его преимущество состоит в возрастании летучести кислорода без увеличения парциальных давлений петрогенных элементов.

Из работ (Макалкин и др., 1999; Дорофеева, Макалкин, 2004) следует, что в рамках одной из построенных авторами моделей термической структуры диска Юпитера на протяжении $\sim 0,1$ млн лет на радиальных расстояниях орбит Ио, Европы и Ганимеда (при $P > 0,01$ бар) существовали условия для образования тел, обедненных металлом, но имеющих Mg/Si отношение, эквивалентное солнечному. В этом случае температуры на указанных радиальных расстояниях были равны температуре конденсации никелистого железа и превышали температуру конденсации основных магнезиальных силикатов (изменение порядка конденсации железа и магнезиальных силикатов). Разница между температурами могла достигать ~ 100 К (см., например, Ebel, Grossman, 2000; Шапкин, Сидоров, 2004). Сконденсировавшиеся железные частицы, благодаря пластическим свойствам, быстро росли, достигая размеров ~ 1 см, и в результате выпадали на Юпитер, не успевая осесть в экваториальной плоскости и образовать там плотный гравитационно неустойчивый пылевой слой, необходимый для образования крупных тел, которые уже не могли быть вынесены на Юпитер. Таким образом, за счет процесса фракционирования конденсат, вошедший в состав Ио и Европы, оказался обедненным железом и другими тугоплавкими элементами, но сохранившим Mg/Si отношение в солнечной пропорции (Дорофеева, Макалкин, 2003).

С другой стороны, примерное постоянство $\text{Fe}_{\text{tot}}/\text{Si}$ -отношения (см. табл. 11.2, 13.1) подразумевает изохимичность железозакаменного материала, из которого формировались галилеевы спутники. Это означает, что в условиях аккреционного диска Юпитера не происходила химическая дифференциация железозакаменного Fe—Si-материала по радиусу диска и,

следовательно, формирование регулярных спутников происходило при температурах, которые были существенно ниже температур испарения железа и Fe—Mg-силикатов. Такая ситуация отражена в альтернативной маломассивной модели (Макалкин и др., 1999; Canup, Ward, 2002). В этом случае железокремнистый материал, из которого формировались спутники, должен отражать химический состав околосолнечного протопланетного диска на орбите Юпитера.

Существуют различные сценарии формирования регулярных спутников Юпитера, подробно обсуждаемые в первой части. Реализация того или иного сценария тесно связана с механизмом формирования планеты-гиганта. Обычно рассматриваются модели образования спутников из протоспутникового диска, который существовал в экваториальной плоскости центральной планеты. Но способы образования диска могут быть различными (Safronov, Ruskol, 1986; Lunine, Tittlemore, 1993; Pollack et al., 1996). Одна из моделей связана с гипотезой формирования Юпитера и образованием диска из внешней части оболочки сжимающейся и вращающейся протопланеты (*spin-out disk model*). Здесь газ представляет собой смесь газа солнечного состава и испаренного твердого материала, прошедшего химическую переработку в оболочке протопланеты. В этой модели элементный состав газа может заметно отличаться от солнечного состава.

Наиболее популярна модель образования спутников из газопылевого диска, материал которого состоит из двух компонент — твердого вещества и газа. Каждая из компонент в отдельности имеет солнечный состав, но отношение масс (содержаний) одной и другой компонент может заметно отличаться от солнечной пропорции. Состав и условия формирования спутников зависят от физико-химических параметров протоспутникового диска Юпитера (температуры, давления, отношения H_2O/H_2 , термического состояния, вязкости и массы диска) и условий аккреции (столкновения и дробления тел, их частичного или полного испарения, реконденсации). В этом подходе предполагается, что протоспутниковый диск Юпитера, подобно солнечному, был аккреционным, т. е. основной поток массы газопылевого вещества, выпадавший на юпитерианский диск, двигался в радиальном направлении через диск и выпадал затем на центральное тело — Юпитер.

Аккреционный диск имел существенно меньшие размеры и массу, нежели солнечное допланетное облако. Рассматривались как массивные (горячие), так и маломассивные (и относительно холодные) модели диска (Макалкин и др., 1999; Canup, Ward, 2002). В процессе исследований выяснилось, что трудно построить модель аккреционного диска, одновременно удовлетворяющую ограничениям на распределение температуры в диске (в соответствии с содержанием воды в каждом из галилеевых спутников) и на массу диска, определяемую по массе галилеевых спутников. Диск, удовлетворяющий ограничению по температуре, оказывается маломассивным, а удовлетворяющий ограничению по массе — слишком теплым

(Макалкин и др., 1999; Дорофеева, Макалкин, 2004). Туманность солнечного состава предполагается в модели массивного диска, но не в маломассивной модели (в частности, «gas-starved accretion disk» по *Canup, Ward, 2002*).

Массивные модели характеризуются высокой плотностью (давление в средней плоскости диска варьирует от 10^{-2} до нескольких бар) и высокой температурой в диске. В работе (*Mosqueira, Estrada, 2003b*) оценено время образования Каллисто за $\sim 10^6$ лет, а Ганимеда за $10^3 - 10^4$ лет. Следует отметить, что в модели этих авторов протоспутниковый диск предполагается состоящим из 2-х частей, из внутренней, до 20 радиусов Юпитера, где формируются три спутника, включая Ганимед, и внешней, на два порядка более разреженной, где с большим отрывом по времени, т. е. в 100–1000 раз медленнее, формируется Каллисто. Резкое деление диска на две части, вероятно, не оправдано. Оно получилось у цитированных авторов из-за того, что они взяли для диска радиус, близкий к $1/48$ радиуса сферы Хилла. Последняя величина, найденная в работе Е. Л. Рускол (*Рускол, 1982*) для аккреционного диска планеты (в случае Юпитера это 15 его радиусов), представляет собой минимальную оценку радиуса диска.

В «стандартных» моделях образования спутников из аккреционного диска, окружавшего Юпитер, масса диска определяется суммарной массой четырех галилеевых спутников ($39,2 \times 10^{25}$ г (табл. 6.1) или $2,05 \times 10^{-4} M_{\text{Юп}}$). Минимальная масса диска должна обеспечить существующую суммарную массу скальной компоненты вещества спутников (без H_2O). За вычетом ледяной компоненты масса железо-каменного материала спутников составляет $(26,5 \div 27) \times 10^{25}$ г. К массам спутников добавляются массы водорода, гелия и льда до совпадения химического состава с солнечным. С учетом их относительного содержания ($\sim 5 \times 10^{-3}$), минимальная масса вещества, необходимая для формирования галилеевых спутников, составит $\sim 6 \times 10^{28}$ г, т. е. 10 масс Земли или 0,03 современной массы Юпитера.

В маломассивной модели масса 6×10^{28} г равна полной массе вещества, протекающего через диск на стадии образования спутников. В массивной модели та же величина 6×10^{28} г представляет собой наибольшую единовременную массу диска, достигаемую к концу стадии аккреции вещества на Юпитер и диск из солнечной туманности. В первой модели масса спутников аккумулируется из вещества, протекающего через аккреционный диск за все время образования спутников, тогда как во второй — эта масса аккумулируется спутниками из вещества, единовременно находящегося в диске (*Макалкин и др., 1999; Canup, Ward, 2002*). Отсюда следует, что эти модели, альтернативные в динамическом отношении, должны резко отличаться по поверхностной плотности диска (см. детали в первой части).

Кануп и Вард (*Canup, Ward, 2002*) полагают, что формирование галилеевых спутников из субнебулы Юпитера солнечного состава (массивная горячая модель) представляет большие трудности. Это связано с тем, что в массивном диске должна происходить быстрая аккреция и спутники долж-

ны формироваться за время $\leq 10^3$ лет, что вступает в неразрешимое противоречие со временем образования Каллисто, которое требует более 10^5 лет.

Расчеты P - T -условий для массивной модели показали, что во внутренней области диска с $\rho < 17R_{Jup}$ (т. е. на орбитах Ио, Европы и Ганимеда) могло происходить частичное испарение железа и магнезиальных силикатов, которое в последующем могло бы привести к металл-силикатному фракционированию с расстоянием от Юпитера (*Дорофеева, Макалкин, 2003*). Напротив, при P - T -условиях маломассивной (холодной) модели металлы и силикаты не проходят через процесс испарения и селективного фракционирования. В этом случае особенности химического состава спутников Юпитера должны быть связаны с составом каменно-ледяных планетезималей и пылевых частиц, захваченных в диск и подвергшихся в нем высокоскоростным соударениям (*Макалкин и др., 1999; Дорофеева, Макалкин, 2004; Canup, Ward, 2002*). Чисто ледяной состав пылевых частиц, тем более планетезималей, противоречит интерпретации данных о составе межзвездных пылевых частиц и комет.

В рамках подобных моделей протодиска Юпитера вполне возможен изохимический состав железокремнистых ядер спутников. В этом случае Ио, Европа, Ганимед и Каллисто имеют одинаковые по составу железокремнистые ядра и отличаются друг от друга лишь количеством H_2O и мощностью и строением внешней водно-ледяной оболочки. Эта изохимическая модель спутников, подробно обсуждаемая в гл. 11, реализуется в альтернативной маломассивной модели диска.

В маломассивном, обедненном газом, диске аккумуляция водяного льда и железокремнистого материала галилеевых спутников происходила из вещества, слабо измененного в условиях низких давлений и температур, характерных для маломассивной субнебулы Юпитера, в отличие от плотной субнебулы. Различия в химических следствиях той и другой модели вызваны тем, что в диске малой массы из-за низких P и T существуют гораздо большие химические и кинетические ограничения на преобразование исходного вещества, чем в массивном диске.

При этом спутники формируются за время $\geq 10^5$ лет, что согласуется со строением частично дифференцированной Каллисто. Маломассивные модели предполагают плотность, близкую к фоновой плотности солнечного диска (давление в средней плоскости диска менее 10^{-4} бар), и низкую температуру (менее 200–300 К); т. е. маломассивный диск вокруг Юпитера, несмотря на вязкий нагрев, оставался достаточно холодным из-за своей малой поверхностной плотности и оптической толщины. Из-за столь низких температур лед становится устойчивым уже на орбитах внешних спутников. Состав Ганимеда и Каллисто, состоящих из смеси льда и нелетучего железо-каменного материала в массовой пропорции $\sim 50 : 50$, согласуется с их образованием в маломассивном аккреционном диске. Подтверждением этой модели диска служит и недифференцированный

характер каменно-ледяной мантии Каллисто, в которой не происходило разделение льда и скального материала.

В работе (Canup, Ward, 2002) приведены веские аргументы против ранее распространенной модели массивного протоспутникового диска и показано, что маломассивные модели диска более предпочтительны. К такому же выводу приходят А. Б. Макалкин и Е. Л. Рускол (Макалкин, Рускол, 2003) на основании анализа времени диссипации газа из протоспутникового диска. Время диссипации газа для массивных моделей диска превышает время существования Солнечной системы, в то время как для маломассивных моделей время диссипации на орбитах галилеевых спутников составляет порядка 10^7 лет. Эти теоретические разработки подтверждают возможность существования маломассивной низкотемпературной модели диска Юпитера и, как следствие, — возможность изохимического состава железокаменной составляющей галилеевых спутников.

13.4. Заключительные замечания

Результаты реконструкции внутреннего строения и химического состава регулярных спутников Юпитера по геохимико-геофизическим данным позволяют сделать вывод, что их формирование, вероятно, произошло из вещества, близкого по составу к родительским телам обыкновенных L/LL-хондритов, при относительно низких температурах, не превышающих температуры испарения железа и Fe-Mg-силикатов. P - T -условия аккреционного диска Юпитера в зонах формирования спутников не приводили к фракционированию Fe-Si-материала по радиусу диска, что находит отражение в изохимичности валового состава безводной Ио и железокаменных ядер Европы, Ганимеда и Каллисто.

Следовательно, железокаменный материал, из которого формировались спутники, должен отражать химический состав околосолнечного протопланетного диска на орбите Юпитера на стадии образования регулярных спутников. Аккреция галилеевых спутников могла происходить из восстановленного безводного материала, водяного льда и органического вещества. Основные компоненты строительного материала, слагающего безводное вещество спутников, — Fe-Ni сплав, сульфид железа, силикаты и досолнечные пылевые частицы.

В то же время сопоставление отношений Fe_{tot}/Si в планетах земной группы, спутниках и метеоритах говорит о фракционировании металл/силикат на ранних стадиях эволюции Солнечной системы. Механизмы этого процесса, неоднократно обсуждавшегося в литературе (Pungvod, 1982; Dodd, 1986; Weidenschilling, 1977; Wood, Hashimoto, 1993; Krot et al., 2000; Дорофеева, Макалкин, 2004), остаются не до конца выясненными.

В процессе эволюции дисков вокруг Юпитера и Сатурна под воздействием интенсивной импактной переработки их вещество, вероятно, обеднялось металлом. После переработки такого рода вблизи планеты очень

большое количество тел, которые не попали в протоспутниковый диск и не упали на планету, гравитационным полем планеты-гиганта (в три раза большим у Юпитера, чем у Сатурна) были выброшены из сферы Хилла. Значительное их количество попало на орбиты, проходящие через область астероидного пояса, где при столкновениях с местными телами ударная переработка вещества продолжалась. При этом тела из зоны Юпитера, пролетавшие через зону астероидов, гравитационным воздействием на местные тела при тесных сближениях с ними возмущали их орбиты и выбрасывали из астероидной зоны. Часть тел при соударениях с местными телами могла застрять в поясе астероидов, а другая осуществляла ударную переработку вещества местных тел (мишеней) и продолжала переработку своего вещества (тел-ударников) в том же направлении — к L/LL-хондритовому веществу. Все это значительно увеличивает вероятность ударного генезиса такого вещества.

В результате этих процессов образовывались планетезимали, из которых происходила аккреция спутников Юпитера и Сатурна и в которых значения Fe/Si отношения были существенно ниже солнечных. В дальнейшем эти тела могли быть аккрецированы центральными планетами, могли войти в состав их спутников, а также попасть на околосолнечную орбиту. Не исключено, что такие обедненные металлом планетезимали, состоящие из относительно восстановленного железозакаменного материала, сформировали родительские тела L- и LL-хондритов.

Разумеется, нет оснований полагать, что неизвестное вещество субнебулы Юпитера может иметь прямую аналогию с известными метеоритами, и тем более что какой-то класс хондритов является единственным представителем вещества, аккумулированного галилеевыми спутниками. Метеориты, вероятно, являются остатками строительного материала, пошедшего на формирование планет. Модели формирования планет земной группы из примитивного материала, идентичного какому-то одному специфическому классу хондритов, были отвергнуты в подавляющем большинстве работ. В связи с этим заслуживает внимания предположение А. П. Виноградова (*Виноградов*, 1965) о том, что «углистые хондриты не могли быть первоначальным веществом, из которого образовались все другие хондриты и ахондриты».

Следует также добавить, что роль строительных блоков планетарного вещества отводится ограниченному набору планетезималей, а не широкому классу хондритов, как это предполагалось в более ранних работах (например, семикомпонентная модель (*Ganapathy, Anders, 1974*)), затем подвергнутых критике А. Рингвудом (*Ringwood, 1979; Pungvod, 1982*), а впоследствии Витязевым и др. (1990). Придерживаясь этой аналогии, можно полагать, что первичное вещество галилеевых спутников представляло собой набор планетезималей, близких по валовому составу к родительским телам обыкновенных L/LL-хондритов.

Разумеется, мы вовсе не утверждаем, что галилеевы спутники сложены веществом L/LL-хондритов. Мы лишь говорим об их образовании

из вещества, близкого к L/LL-хондритовому типу. Было бы наивно ожидать аккумуляцию более или менее крупного объекта из какого-либо единого типа вещества. Любой неравновесный хондрит (включая обыкновенные) содержит смесь конденсатов (или продуктов их переработки), которая вряд ли могла образоваться в единой системе посредством однонаправленного охлаждения. Это свидетельствует о том, что полное равновесие не достигалось, а текстурные компоненты хондритов образовались при разных физико-химических условиях.

Лишенная воды Ио представляет собой материал нелетучей фракции субнебулы Юпитера. На расстояниях орбиты Европы температуры уже были близки, а на расстояниях орбит Ганимеда и Каллисто ниже температуры конденсации водяного пара. Другими словами, к безводному веществу L/LL-хондритового типа добавлялись каменно-ледяные планетезимали. Внешние водно-ледяные оболочки Европы и Ганимеда могли сформироваться в процессе образования и сепарации металлического ядра, в результате которого недра спутников должны были разогреваться до температуры, превышающей температуру плавления льда и дегидратации гидросиликатов. Напротив, источников тепла в Каллисто не хватило для выделения металлического ядра. Дифференцированный характер Ио, Ганимеда и Европы и отсутствие дифференциации Каллисто заставляет склоняться в пользу гомогенной аккреции спутников Юпитера.

Поскольку процессы аккреции спутников еще более сложны, нежели процессы формирования планет, то это предположение требует пояснения. Мы здесь не обсуждаем эту проблему в полной мере, а остановимся лишь на некоторых оценках по поведению планетезималей в аккреционном диске.

Условия существования маломассивного аккреционного диска подразумевают, что существует постоянный приток массы в диск в виде планетезималей или малых космических тел Солнечной системы, захваченных Юпитером. К малым космическим телам (МКТ) относятся астероиды, кометы, метеороиды и межпланетная пыль (Маров, 2005). При вхождении МКТ в диск на эти тела действуют аэродинамические силы взаимодействия МКТ с газовой средой диска. В зависимости от размеров, скорости входа в диск, плотности МКТ, расстояния от Юпитера и плотности газовой среды в диске, поведение МКТ в диске будет различным. МКТ больших размеров могут пройти через диск без существенного торможения и не вернуться в него, в то время как МКТ малых размеров уменьшат скорость и останутся в диске. Вместе с процессами торможения следует учитывать абляцию МКТ в диске и возможное разрушение от аэродинамических нагрузок. После фрагментации МКТ на несколько частей каждый из фрагментов может либо затормозиться и остаться в диске, либо пройти через диск. Все вышеперечисленные процессы существенно зависят не только от материала МКТ, но и от места вхождения МКТ в диск.

Нами решалась многопараметрическая задача по оценке размеров МКТ из различных материалов, которые могут быть заторможены, воз-

можно, фрагментированы и затем захвачены аккреционным диском. Здесь мы не останавливаемся на процедуре решения задачи, а приводим лишь основные результаты полученных оценок.

Максимальные радиусы МКТ, остающихся в диске с плотностью от $0,3$ до 1 г/см^3 , на расстояниях Каллисто составляют от 5 до 20 м, а на расстояниях Ганимеда — 15 – 50 м. МКТ с большими радиусами не остаются в диске. То есть массы тел, тормозящихся в диске на орбите Ганимеда, в ~ 30 раз больше, чем на орбите Каллисто. Если учитывать возможное разрушение МКТ от аэродинамических нагрузок, то на орбите Ганимеда МКТ разрушаются при радиусах, превышающих 80 – 100 м, а на орбите Каллисто — превышающих 600 – 3000 м. Из этих оценок следует, что на орбите Ганимеда тормозятся и остаются в диске или фрагментируются и затем остаются в диске МКТ почти всего спектра размеров, тогда как на орбите Каллисто — МКТ с радиусами не более 20 м.

Это обстоятельство могло привести к значительной разнице в потоке массы в единицу времени между Ганимедом и Каллисто при их аккреции. Приповерхностные области на Ганимеле прогревались до температуры, достаточной для плавления льда и дифференциации железокаменной компоненты, что с учетом последующего радиоактивного разогрева и привело к полной дифференциации спутника. Аккреционный поток массы в единицу времени на Каллисто был существенно меньшим, поверхность в среднем успевала охлаждаться до температуры конденсации льда, поэтому недра Каллисто представляли гомогенную смесь льда и железокаменной компоненты. Последующая тепловая эволюция не привела к дифференциации спутника, поскольку возникшая субсолидная твердотельная конвекция эффективно отводила тепло, поступающее от радиогенных источников, и предотвратила нагрев льда до температуры ликвидуса.

Спутники Сатурна — Титан и Энцелад

14.1. Экспериментальные данные по исследованию Титана космической миссией «Кассини—Гюйгенс»

В обзорах (*Моррисон и др.*, 1990; *Бернс*, 1990) суммированы основные физические характеристики о 17 известных в конце XX столетия спутниках Сатурна. В настоящее время обнаружено более 150 регулярных и нерегулярных спутников планет, а в системе Сатурна — 60. Из всех спутников Титан и Энцелад являются уникальными, поскольку только они обладают собственными атмосферами.

Титан был открыт голландским физиком и астрономом Х. Гюйгенсом в 1655 г. Самый большой спутник Сатурна, Титан по своим размерам (диаметр 5150 км, средняя плотность $1,88 \text{ г/см}^3$) и, возможно, по валовому составу подобен Ганимеду и Каллисто. Температура на поверхности Титана $\sim -180^\circ\text{C}$. Основное различие между этими спутниками состоит в наличии плотной атмосферы, сохранившейся на Титане (открытой голландско-американским астрономом Джерардом Петером Койпером в 1944 г.).

До пролетов КА «Вояджер» рассматривались две крайние модели состава атмосферы Титана: чисто метановая, источником которой служат моря или даже океаны глубиной в сотни метров, состоящие из CH_4 или смеси углеводородов (*Lunine et al.*, 1983) или азотная с малой примесью метана (*Хантен*, 1980; *Моррисон и др.*, 1990). По результатам исследований «Вояджера-1» и «Вояджера-2» стало очевидным, что атмосфера спутника является преимущественно азотной с малым содержанием метана и некоторых других газов (*Coustonis, Bézard*, 1995; *Lellouch et al.*, 1989; *Samuelson*, 2003). В наши дни Титан, который оставался все последующие годы одним из главных объектов изучения, стал основной целью экспедиции «Кассини—Гюйгенс».

14.1.1. Стратосфера и верхняя атмосфера Титана

К этому крупнейшему спутнику Сатурна 15 октября 1997 г. с мыса Канаверал (Флорида, США) ракетоносителем Titan 4B/Centaur был запущен американо-европейский орбитальный аппарат «Кассини—Гюйгенс». Основные задачи этой космической одиссеи — исследование атмосферы,

магнитосферы и колец Сатурна и системы его ледяных спутников. Важнейшая цель экспедиции — изучение атмосферы Титана, которая предположительно подобна атмосфере ранней Земли. «Кассини—Гюйгенс» — международный проект: НАСА построила орбитальный аппарат «Кассини» и управляет полетом, а Европейское космическое агентство разработало зонд «Гюйгенс», названный в честь первооткрывателя Титана; общая стоимость экспедиции — около 3 млрд \$ (Луни, 2004). Орбитальный аппарат «Кассини», созданный в Лаборатории реактивного движения (Калифорния), получил имя в честь франко-итальянского ученого XVII в. Жана-Доминика Кассини, открывшего четыре спутника Сатурна и основной промежуток в его кольцах — деление Кассини.

Спустя семь лет, проделав два гравитационных маневра вокруг Венеры и по одному около Земли и Юпитера, космический аппарат вышел на орбиту вокруг Сатурна, где он выпустил зонд «Гюйгенс», который 14 января 2005 г. совершил мягкую посадку на поверхность Титана. Вся двухсоткилометровая толща его атмосферы была пройдена за два с половиной часа, при этом с помощью газового хроматомасс-спектрометра (GCMS) на разных высотных уровнях анализировался ее состав. Зонд был также оснащен аппаратурным комплексом для измерения ряда физических параметров атмосферы и изучения свойств поверхности Титана.

В результате впервые были получены изображения поверхности Титана, которые ранее путем дистанционных наблюдений получить было невозможно. Дело в том, что в верхней части атмосферы Титана, начиная с высоты ~ 1000 км (Waite et al., 2007) и вплоть до $h \approx 50$ км (Kim et al., 2005), существуют несколько оптически непрозрачных аэрозольных слоев — атмосферная дымка (haze). Они состоят в основном из сложных органических соединений, содержащих углерод (до 7 атомов углерода и более), водород, а иногда и азот. Из-за сложности и многообразия составляющих компонентов, они объединены общим названием толины (от греческого — «грязь»). До этого времени подобные соединения, которые могут свидетельствовать о возможности возникновения органической жизни, находили лишь на Земле. Однако в начале 2008 г. группа астрономов университета Карнеги сообщила, что толины впервые были обнаружены вне пределов Солнечной системы — в созвездии Центавра.

Соединения, входящие в состав толинов, вероятнее всего образуются в результате разложения метана и азота под воздействием ультрафиолетового солнечного излучения. Кроме того, их образование, возможно, связано с воздействием солнечного ветра на верхние слои атмосферы. Образующийся в фотохимических реакциях свободный водород покидает поле тяготения спутника, формируя водородное кольцо вокруг Сатурна.

Состав толинов ранее изучался как по данным «Вояджера», так и по данным наземных наблюдений (Hanel et al., 1981; Coustenis, Bézard, 1995; Coustenis et al., 2003). Но с помощью инфракрасного спектрометра «Кассини» (CIRS — Composite InfraRed Spectrometer) он был изучен наиболее

детально. Измерены вертикальные профили обилий C_2H_2 , C_2H_4 , C_2H_6 , CH_3C_2H , C_3H_8 , C_4H_2 , C_6H_6 и HCN в интервале высот ~ 500 – 100 км (Teanby et al., 2006; Vinatier et al., 2007; Teanby et al., 2007). Показано, что характер распределения по высоте C_2H_2 , C_2H_6 , C_3H_8 и HCN согласуется с моделями их образования в верхней атмосфере.

Помимо углеводородов в стратосфере Титана на высотах ниже 200 км были обнаружены CO — $(4,5 \pm 1,5) \times 10^{-5}$ (Wilson, Atreya, 2004; Baines et al. 2006) и CO_2 — $(1,6 \pm 0,2) \times 10^{-5}$ (de Kok et al., 2007). Там же сообщается, что на этих высотах H_2O не была зафиксирована (с точностью 0,9 ppb). Сухость атмосферы Титана — одна из характерных ее особенностей.

Большое значение имело обнаружение на высотах от 100 км (10 мбар) и ниже, помимо чистых углеводородов, азот-содержащих углеводородов — HCN , HC_3N и C_2N_2 (Kim et al., 2005; Teanby et al., 2006). Установлено, что относительное содержание HCN зависит от широты и составляет в экваториальной области $1,5 \times 10^{-7}$, увеличиваясь к северу до 6×10^{-7} (Teanby et al., 2007). С приближением к северному полюсу увеличивается также относительное содержание HC_3N . Отметим, что присутствием органических соединений, включающих в себя атомы азота, объясняется характерный оранжевый цвет Титана, каким его видно из космоса, а также оранжевый цвет его поверхности. Известно, что цианиды — важнейшие составляющие в добиологической органической химии на ранней стадии развития Земли. Их обнаружение на Титане обусловило огромный интерес к спутнику экзобиологов как к одному из самых перспективных объектов.

Были изучены динамические процессы, протекающие в атмосфере Титана. Установлено, что в нижней части его атмосферы постоянно дуют ветры. Их направление совпадает с направлением вращения спутника, а скорость растет с высотой от нескольких метров в секунду на высоте 10–30 км до 30 м/с на высоте 50–60 км. На высотах более 120 км имеет место сильная турбулентность атмосферы — ее признаки были замечены еще в 1980–1981 гг., когда через систему Сатурна пролетали космические аппараты «Вояджер». Однако неожиданностью стало то, что на высоте около 80 км в атмосфере Титана зарегистрирован штиль — сюда не проникают ни ветры, дующие ниже 60 км, ни турбулентные движения, наблюдаемые вдвое выше. Причины такого странного замирания движений пока не удается объяснить.

При изучении температурного профиля атмосферы Титана оказалось, что в верхних слоях $T \sim 150$ К, в то время как на поверхности она составляет 94 К или — $179^\circ C$ (Fulchignoni et al., 2005). Давление атмосферы вблизи поверхности около 1,5 бар, что в полтора раза выше, чем на Земле. При этих термодинамических условиях водяной лед не может испаряться и ведет себя подобно твердой каменной породе (поэтому атмосфера Титана очень сухая). Такие P – T -условия близки к тройной точке метана, т. е. когда CH_4 может находиться в трех состояниях: твердом, жидком

и газообразном. Это обстоятельство позволяет предполагать существование на поверхности спутника жидкого метана.

Действительно, снимки, полученные с высоты 16 км, отчетливо показывают систему канавов, впадающих в огромный темный «бассейн», предположительно содержащий жидкий CH_4 . Кроме того, как отмечается (Оуэн и др., 2005), сразу после посадки аппарата «Гюйгенс» на поверхность Титана газовый хроматомасс-спектрометр (GCMS) зарегистрировал резкий скачок обилия газообразного метана, который означал выброс этого газа, возможно в результате испарения жидкого CH_4 с поверхности или приповерхностных слоев спутника при их нагреве вблизи горячего выпускного отверстия прибора GCMS. Это приблизительно $\sim 30\%$ -е увеличение содержания метана наблюдалось около часа, а затем уменьшилось. Особенно стоит отметить, что содержание азота при этом не изменялось.

Наконец, на полученных изображениях отчетливо виден плотный слой метановых облаков, расположенных на высоте нескольких десятков километров. С помощью спектрометра (GCMS) и радиометра (Descent Imager/Spectral Radiometer) метановый аэрозоль был обнаружен на самых нижних уровнях атмосферы спутника, вплоть до самой его поверхности (Tomasko et al., 2005), что позволяет говорить о метановых дождях, которые идут на Титане (Tokano et al., 2006).

14.1.2. Поверхность Титана

Изучение поверхности Титана проводилось с помощью радиолокационной системы Cassini Radar Mapper во время четырех сближений со спутником в период с октября 2004 г. по октябрь 2005 г. (Elachi et al., 2005; Elachi et al., 2006; Stofan et al., 2006). Полученные изображения свидетельствуют о том, что его поверхность молодая, с несколькими большими ударными кратерами, и имеет сложный рельеф. На поверхности обнаружены различные геологические структуры в виде русел рек, извилистых каналов, дюн и куполов, возможно, вулканического происхождения.

Прямого подтверждения существованию вулканических процессов на Титане пока не обнаружено, хотя надежда на это неоднократно высказывалась (Sotin et al., 2005; Grindrod et al., 2006), но косвенные данные все же существуют. Так, в работе (Roe et al., 2005) сообщается, что расположение и строение облаков, наблюдавшихся над южным полярным регионом, позволяет предположить, что их происхождение связано с извержением метана гейзером или вулканом. Результаты наблюдения за отражательной способностью в ближнем ИК спектре участка поверхности Титана площадью $\sim 2800 \text{ км}^2$, проводившиеся в период с июля 2004 г. по март 2006 г., показали, что она менялась, то увеличиваясь в 2–3 раза, то уменьшаясь до уровня, соответствующего началу наблюдений (Nelson et al., 2006). Эти изменения коррелировали с наблюдаемыми изменениями тропосферного облачного слоя над исследуемым регионом. Полученные результаты интерпретируются как первое прямое свидетельство изменения свойств по-

верхности спутника, связанного с текущей тектонической активностью, а именно, с криовулканизмом.

По оценке (*Lopes et al.*, 2007) криомагма, вероятнее всего, представляла собой подобие глинистой суспензии (slurry), предположительно состоящей из аммиака и воды, а возможно, и метанола. Масштабы криовулканизма пока не определены, так как исследована лишь малая доля поверхности спутника. Тем не менее полученный вывод очень важен, поскольку позволяет предполагать существование внутреннего источника происхождения компонентов атмосферы Титана (*Sotin et al.*, 2005; *Elachi et al.*, 2005; *Porco et al.*, 2005; *Tomasko et al.*, 2005; *West et al.*, 2005; *Elachi et al.*, 2006). Необычны и физические свойства поверхности. Так, в месте посадки зонда «Гюйгенс», по данным (*Zarnecki et al.*, 2005), поверхность оказалась не твердой, и, скорее, по своей консистенции напоминала гидросмесь (slurry) типа мокрого песка, через которую могут просачиваться газы.

Долгое время существовало представление о том, что поверхность Титана целиком покрыта жидкими углеводородами — метаном, возможно, смешанным с этаном (*Griffith et al.*, 2000; *Lellouch et al.*, 2004). Результаты миссии «Кассини—Гюйгенс» (*Sotin et al.*, 2005; *Elachi et al.*, 2005; *Porco et al.*, 2005; *Tomasko et al.*, 2005) и наземных наблюдений (*West et al.*, 2005) свидетельствуют, что исследованная часть поверхности Титана сухая. Однако, согласно недавно опубликованным исследованиям (*Lunine, et al.*, 2006; *Stofan et al.*, 2007), севернее 70-й широты радар «Кассини» обнаружил структуры размером от 3-х до 170-ти километров в диаметре, по отражательной способности и морфологическим признакам идентифицированные как озера. Предполагается, что некоторые из них частично заполнены либо жидкими углеводородами — метаном или этаном, либо твердыми соединениями — льдом CO₂ или клатратами метана. Кроме того, с помощью спектрометра VIMS (Visual and Infrared Mapping Spectrometer) на поверхности Титана были идентифицированы ряд ароматических и алифатических углеводородов, в частности бензол (C₆H₆) и ацетилен (C₂H₂) (*Clark et al.*, 2006). Таким образом, в настоящее время имеются основания полагать, что на поверхности Титана существуют участки, покрытые жидкими углеводородами.

14.1.3. Атмосфера Титана

Весьма подробно с помощью газового хроматомасс-спектрометра был исследован состав атмосферы Титана (*Niemann et al.*, 2005; *Owen*, 2005). Она состоит в основном из молекулярного азота (98–95 %) и метана, содержание которого увеличивается по мере уменьшения высоты. Так, по данным (*Niemann et al.*, 2005) мольная доля CH₄ в стратосфере ($h = 140$ км) составляет $(1,41 \pm 0,07) \times 10^{-2}$, а вблизи поверхности $CH_4/(CH_4 + N_2) = (4,9 \pm 0,25) \times 10^{-2}$. Близкие значения содержания метана были получены и с помощью установленного на борту «Кассини» прибора SSP (Surface

Science Package): $\approx 2\%$ на высоте 10 км и увеличение до $3,5\%$ ниже этого уровня (Hagermann et al., 2007).

Большое значение для понимания происхождения Титана и его атмосферы имеют полученные «Кассини» величины изотопных отношений D/H, $^{14}\text{N}/^{15}\text{N}$ и $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$, содержания радиогенного ^{40}Ar , первичного ^{36}Ar и других нерадиогенных изотопов (Niemann et al., 2005).

Так, значение $^{15}\text{N}/^{14}\text{N} = (5,5 \pm 0,15) \times 10^{-3}$ в молекуле N_2 свидетельствует о значительном (в 2,5 раза) обеднении современной атмосферы Титана легким изотопом ^{14}N по сравнению с атмосферой Юпитера, для которой $^{15}\text{N}/^{14}\text{N}$ в молекуле $\text{NH}_3 = (2,22 \pm 0,52) \times 10^{-3}$ (Fouchet et al., 2004). Такое обеднение могло быть обусловлено целым рядом причин, основная из которых — потеря Титаном значительного количества легкого азота (^{14}N) в результате его диссипации.

Относительное обеднение легким изотопом ^{12}C атмосферы Титана оказалось значительно меньше, чем легким изотопом ^{14}N . В молекуле метана $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 82,3 \pm 1$ (Niemann, 2005), что лишь на $\sim 10\%$ ниже, чем $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 92,6 \pm 4,3$ в атмосфере Юпитера (Niemann et al., 1998). Такое же значение $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ было получено для молекулы дейтерированного метана ($^{13}\text{CH}_3\text{D}$ и $^{12}\text{CH}_3\text{D}$) в верхней атмосфере спутника $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 82_{-18}^{+27}$ (Bezard et al., 2007). Это может свидетельствовать о том, что метан в атмосфере Титана в своей истории не претерпел такого изотопного фракционирования, как N_2 .

В то же время, учитывая скорость фотохимического разложения CH_4 , которая оценивается в 10–20 млн лет (Lebreton et al., 2005), можно полагать, что Титан аккрецировал значительно больше углерода, чем в настоящее время находится в его атмосфере. Есть еще один аргумент, на который обращается внимание Оуэном и др. (2005). Распространенность углерода на Солнце (Grevesse et al., 2007) и в атмосферах Юпитера и Сатурна (табл. 3.2) в 4–6 раз выше, чем азота. В кометах соотношение C/N ≈ 6 (табл. 1.6), при этом до 50% углерода находится в форме твердых органических соединений. Трудно предположить, что это соотношение в ледяных планетезималиях, аккрецированных Титаном, было иным и он изначально аккумулировал углерода меньше, чем азота.

Из этого сравнения, а также с учетом небольшого отклонения значения $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ от юпитерианского значения делается вывод, что на Титане

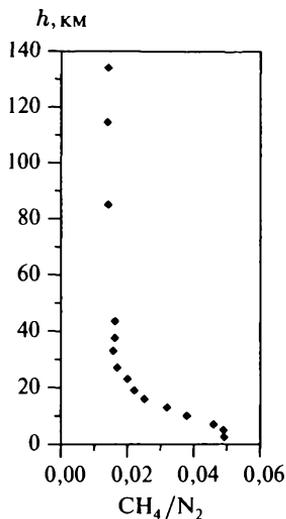


Рис. 14.1. Мольное отношение CH_4/N_2 , экспериментально измеренное зондом «Гюйгенс», на различных высотах атмосферы Титана (Niemann et al., 2005)

существует огромный резервуар углерода, соответствующий по массе его плотной азотной атмосфере. Столько углерода не может находиться в виде аэрозолей и вряд ли находится на поверхности спутника. Скорее всего, Титан обладает внутренним резервуаром углерода, постоянно пополняющим его атмосферу молекулами CH_4 .

Из всех инертных газов в атмосфере Титана количественно определены были лишь первичный легкий изотоп аргона ^{36}Ar , с мольной долей $(2,8 \pm 0,3) \times 10^{-7}$ и радиогенный ^{40}Ar , мольная доля которого составляет $^{40}\text{Ar}/(\text{N}_2 + \text{CH}_4) = (4,32 \pm 0,1) \times 10^{-5}$ (Niemann, 2005). Присутствие в атмосфере Титана радиогенного ^{40}Ar , который образуется при распаде ^{40}K , входящего в силикатную составляющую спутника, свидетельствует о дегазации его глубоких недр. Возможно, она происходила в период формирования спутника, как это предполагается в модели (Tobie et al., 2005c), а возможно и позднее. Что касается остальных инертных газов (^{38}Ar , ^{84}Kr , ^{132}Xe), то газовый хроматомасс-спектрометр зонда «Гюйгенс» не зафиксировал их присутствие в атмосфере Титана при чувствительности прибора 10^{-8} . Необходимо отметить, что эти результаты не были предсказаны ранее ни одной моделью образования Титана и находятся в противоречии с данными по содержанию инертных газов в атмосфере Юпитера (см. табл. 3.2). Космохимические следствия этого результата обсуждаются в следующем разделе.

В ходе эксперимента «Кассини—Гюйгенс» были проведены измерения еще одного важнейшего изотопного соотношения — D/H , с помощью которого можно было бы проверить, например, гипотезу о кометном происхождении воды на Земле. Однако полученные результаты имеют большие расхождения и не согласуются с данными последних по времени наземных измерений.

Так, наземные измерения изотопного состава атмосферы Титана (Penzance et al., 2005) дали значение D/H в молекуле CH_4 $\text{D}/\text{H}_{\text{CH}_4} = (1,25 \pm 0,25) \times 10^{-4}$. Предварительные результаты D/H , полученные «Кассини» также для молекулы метана в верхней атмосфере спутника, несколько ниже: $\text{D}/\text{H}_{\text{CH}_4} = 1,17_{-0,21}^{+0,16} \times 10^{-4}$ (Coustenis et al., 2007). С другой стороны, масс-спектрометр GCMS, находящийся на борту зонда «Гюйгенс», определил более высокое отношение D/H , но в молекуле водорода ($1/2 \text{HD}/\text{H}_2$); происхождение которого связано с фотодиссоциацией все того же метана: $\text{D}/\text{H}_{\text{H}_2} = (2,3 \pm 0,5) \times 10^{-4}$ (Niemann et al., 2005). Близкое значение было получено для молекулы CH_4 в стратосфере Титана $\text{D}/\text{H}_{\text{CH}_4} = (1,32_{-0,11}^{+0,15}) \times 10^{-4}$ с помощью инфракрасного спектрометра (CIRS) «Кассини» (Bezard et al., 2007). Поэтому данные результаты можно считать предварительными. Сравнение полученных изотопных соотношений для атмосферы Титана и Земли приведено в табл. 14.1. То же, но относительно содержания на Солнце — в табл. 14.2.

Таблица 14.1

Значения изотопных отношений в атмосфере Титана

Отношение	Определение	Высота, км	Титан/Земля
$^{14}\text{N}/^{15}\text{N}$ (в N_2) [*]	183 ± 5	40,9–35,9	0,67
$^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ в молекуле CH_4 [*]	$82,3 \pm 1$	18,2–6,14	0,915
$^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ в молекуле CH_3D ^{**}	82^{+27}_{-18}	стратосфера	0,912
$^{36}\text{Ar}/(\text{N}_2 + \text{CH}_4)$ [*]	$(2,8 \pm 0,3) \times 10^{-7}$	75–77	$7,0 \times 10^{-3}$
$^{40}\text{Ar}/(\text{N}_2 + \text{CH}_4)$ [*]	$(4,32 \pm 0,1) \times 10^{-5}$	от 18 до поверхности	$3,61 \times 10^{-3}$
D/H в молекуле H_2 [*]	$(2,3 \pm 0,5) \times 10^{-4}$	124,9–66,8	1,44
D/H в молекуле CH_4 ^{***}	$1,17^{+0,16}_{-0,21} \times 10^{-4}$		0,73
D/H в молекуле CH_4 ^{****}	$(1,25 \pm 0,25) \times 10^{-4}$		0,78
D/H в молекуле CH_4 ^{**}	$(1,32^{+0,15}_{-0,11}) \times 10^{-4}$	стратосфера	0,78

^{*} Масс-спектрометр GCMS зонда «Гюйгенс» (Niemann et al., 2005).

^{**} Bezard et al., 2007.

^{***} Измерения, проведенные с помощью спектрометра CIRS, установленного на борту «Кассини» (Coustenis et al., 2006).

^{****} Наземные наблюдения (Penteado et al., 2005).

Таким образом, состав атмосферы Титана обладает рядом характерных особенностей, связанных как с происхождением спутника и его атмосферы, так и с дальнейшей ее эволюцией. Отметим наиболее существенные из них.

- Титан имеет более плотную атмосферу, нежели превосходящие его по размерам Марс и даже Земля. Кроме того, близкие ему по размеру и плотности спутники Юпитера — Ганимед и Каллисто — не имеют атмосферы. Последнее свидетельствует о существенных различиях в P – T -условиях образования спутников Юпитера и Сатурна в их протоспутниковых дисках, что обсуждалось в гл. 4.
- Процессы фотохимического разложения играли огромную роль в формировании современного состава атмосферы Титана. Происхождение ее основного компонента — молекулярного азота (95–98 %) — связано с фотохимическим разложением NH_3 , а образование сложных органических соединений — с фотолизом CH_4 — второго по значению компонента атмосферы.

Таблица 14.2

Сопоставление значений относительных содержаний элементов на Солнце (по *Lodders, Fegley*, 1998) и в атмосфере Титана (по данным зонда «Гюйгенс»)

Элементы	Солнце	Титан
$^{36}\text{Ar}/\text{H}$	$3,05 \times 10^{-6}$	$(2,8 \pm 0,3) \times 10^{-7}$
$^{38}\text{Ar}/\text{H}$		$< 10^{-8}$
$^{84}\text{Kr}/\text{H}$	$9,20 \times 10^{-10}$	$< 10^{-8}$
$^{132}\text{Xe}/\text{H}$	$4,45 \times 10^{-11}$	$< 10^{-8}$
N/H	$1,12 \times 10^{-4}$	доминирует
C/H	$3,62 \times 10^{-4}$	(CH_4) $1,41 \times 10^{-2}$ стратосфера $4,9 \times 10^{-2}$ поверхность
$^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$	83,3	$82,3 \pm 1,0$
$^{14}\text{N}/^{15}\text{N}$	271,74	183 ± 5
$^3\text{He}/^4\text{He}$	$1,66 \times 10^{-5}$	
D/H	$1,94 \times 10^{-5}$	$(2,3 \pm 0,5) \times 10^{-4}$ в молекуле H_2 $1,17_{-0,21}^{+0,16} \times 10^{-4}$ в молекуле CH_4

- Атмосфера Титана существенно обеднена изотопом ^{14}N по отношению к тяжелому изотопу ^{15}N в сравнении с атмосферой Юпитера, что, вероятно, связано со значительными потерями легкого изотопа азота в процессе эволюции Титана при фотохимическом разложении NH_3 .
- Соотношение C/N в атмосфере Титана в 4–6 раз ниже, чем в атмосферах Юпитера и Сатурна, а также чем солнечное значение. В то же время изотопное отношение в молекуле метана $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 82,3$ близко солнечному значению (83,3) и лишь немного меньше, чем в атмосферах Юпитера (92,5) и Сатурна (90,4). Все это может свидетельствовать о том, что в процессе эволюции углерод в основном не был потерян. Поэтому можно полагать, что Титан обладает значительным внутренним резервуаром углерода.
- Из всех инертных газов в атмосфере Титана количественно были определены лишь первичный легкий изотоп аргона ^{36}Ar и радиогенный ^{40}Ar , при этом другие инертные газы (^{38}Ar , ^{84}Kr , ^{132}Xe) при точности определения $\sim 10^{-8}$ обнаружены не были. Этот факт находится в противоречии с данными по содержанию инертных газов в атмосфере Юпитера и может свидетельствовать как об особенностях образования Титана, так и об особенностях его внутреннего строения.

Эти особенности в той или иной мере пытаются объяснить модели происхождения Титана и его атмосферы, разработанные в последние годы. Остановимся на наиболее значимых из них.

14.2. Происхождение атмосферы Титана.

История вопроса и эволюция представлений

С начала восьмидесятых годов прошлого века, благодаря бурному развитию космических исследований, происхождение Титана и его атмосферы — один из наиболее обсуждаемых вопросов в научной литературе. На первом этапе при построении моделей авторы старались решить основную проблему состава его атмосферы — объяснить одновременное присутствие в ней молекулярного азота и метана, что не согласуется с условиями термодинамического равновесия газа солнечного состава. Как показывают расчеты, в такой системе при высоких температурах ($T > 700$ К при $P = 10^{-3}$ бар и $T > 500$ К при $P = 10^{-7}$ бар) должны присутствовать N_2 и CO , а при низких ($T < 700$ К при $P = 10^{-3}$ бар и $T < 500$ К при $P = 10^{-7}$ бар) — NH_3 и CH_4 (см. гл. 2, рис. 2.2).

Первыми это противоречие попытались преодолеть Принн и Фегли (*Prinn, Fegley, 1981*). Они предположили, что масса протоспутникового диска Сатурна соответствовала суммарной массе всех регулярных спутников, дополненной летучими в солнечной пропорции. Из этого предположения следует, что диск был весьма плотным: давления в нем составляли 0,1–1 бар, что на 4 порядка выше давлений, предполагаемых для около-солнечного протопланетного диска. Поэтому при охлаждении субдиска была возможна достаточно высокая степень конверсии N_2 и CO в NH_3 и CH_4 , согласно реакциям:



Как видно из стехиометрии (14.1) и (14.2), соотношение компонентов правой и левой части в состоянии реакций равновесия в значительной мере зависит от давления: при увеличении P оно сдвигается вправо. Преобладающими соединениями в газовой фазе становятся NH_3 и CH_4 .

Далее авторы полагали, что скорость остывания субдиска была медленнее, чем скорость диссипации его газовой фазы. Таким образом, газообразные аммиак и метан, взаимодействуя с образовавшимся при $T \approx 235$ К ($P \approx 0,1$ бар) льдом воды, образовывали твердые соединения — кристаллогидраты и клатраты, вошедшие затем в состав планетезималей, из которых впоследствии образовались Юпитер и Сатурн и их регулярные спутники.

Полученный вывод имел принципиальное значение, поскольку, по сути, впервые давал возможность объяснить способ вхождения летучих С-

и N-содержащих компонентов в состав Юпитера и Сатурна и их ледяных спутников. Этот вывод не потерял своей актуальности и по сей день, но представления о механизмах образования, этапах эволюции протоспутниковых дисков Юпитера и Сатурна и термодинамических условиях в них существенно изменились (подробнее см. гл. 4).

В начале 80-х гг. XX в. в результате пролетов КА «Вояджер-1» и «Вояджер-2» вблизи Сатурна впервые появились данные по изотопному составу атмосферы Титана, в частности по ее обогащению тяжелыми изотопами водорода и азота — D и ^{15}N — относительно солнечных значений (*Coustenis et al.*, 1989). Эта информация была чрезвычайно важной и оказала и по сей день оказывает большое влияние на эволюцию представлений о возможных механизмах происхождения атмосферы Титана. Известно, что ион-молекулярные реакции в межзвездных молекулярных облаках привели к увеличению примерно в 10 раз отношения D/N в различных молекулах, в том числе и органических по сравнению с величиной, которая вытекает из термодинамических моделей и оценок скоростей реакций между нейтральными молекулами. Таким образом, если это отношение оказывалось достаточно велико, как полагали (*Coustenis et al.*, 1989), и сопоставимо с D/N в кометах (см. гл. 1, разд. 1.5), то вполне обоснованной выглядела так называемая «кометная» гипотеза происхождения атмосферы Титана, предложенная в работе (*Griffith, Zahnle*, 1995).

Под «кометами» эти авторы понимают ледяные планетезимали, образовавшиеся в дальних регионах околосолнечного диска и содержавшие льды межзвездного происхождения. Они предложили модель ударного происхождения атмосферы Титана, причем предполагалось, что $\sim 10\%$ массы атмосферы — кометного происхождения. Сила ударных воздействий была согласована с величиной кратеров, обнаруженных на других спутниках Сатурна — Рее и Япете. Также предполагалось, что ударно-генерированная атмосфера могла возникнуть только на Титане и не могла возникнуть на Ганимеди и Каллисто, поскольку из-за большой разницы в массах Юпитера и Сатурна ($M_{\text{Jup}} = 3,3M_{\text{Sat}}$) для юпитерианской системы эффект эрозии был значительно сильнее. Образовавшиеся при ударах молекулы газов обладали столь большими скоростями, что не удерживались спутниками и диссипировали. Критики «кометной» гипотезы отмечали, что остается неясным, где образовались эти ледяные тела. Следует отметить, что в модели не рассматривалась ни химическая сторона проблемы, ни термодинамические условия в околосолнечном диске и их изменение во времени.

Однако позднее значение D/N для Титана было снижено относительно того, которое приводилось в 80-х гг. XX в., до величины $D/N = 7,75 \times 10^{-5}$ при неопределенности порядка 30% (*Coustenis et al.*, 2003; *Gurwell*, 2004). Теперь оно было ниже, чем определенное к тому времени для комет Haleу, Hyakutake и Hale—Bopp из HDO/H₂O значение $D/N = 2,9\text{--}3,3 \times 10^{-5}$ (*Eberhardt et al.*, 1995; *Bockelée-Morvan et al.*, 1998).

На этом основании был сделан вывод, что летучие, вошедшие в состав атмосферы Титана, образовались в самом протоспутниковом диске Сатурна и генетически не были связаны с кометами.

Тем не менее роль ударных воздействий на изотопный состав атмосферы Титана продолжала обсуждаться, теперь уже применительно к вопросу обогащения ее тяжелым изотопом ^{15}N . Так, Дж. Лунин предположил, что Титан аккрецировал большое количество азота (как молекулярного, так и в форме аммиака) и углерода (в форме метана) (*Lunine et al.*, 1999). Первоначально образовавшаяся атмосфера в результате импактных процессов подверглась быстрому удалению, что привело к обогащению ее остатка тяжелыми изотопами. При этом из атмосферы удалялись более легкие молекулы аммиака и накапливались более тяжелые молекулы N_2 . Однако большее распространение получила другая гипотеза. Она состоит в том, что азот в основном был аккрецирован Титаном в форме $\text{NH}_3 \cdot \text{H}_2\text{O}$, а образование молекулярного азота N_2 связано с разложением NH_3 под воздействием солнечной радиации (*Atreya et al.*, 1978). Авторы статьи (*Kim et al.*, 2001) полагали, что под ледяной корой спутника существует океан жидкой воды, который может содержать до 15 % растворенного аммиака и много органических соединений.

Во время пролетов «Галилео» и по мере приближения «Кассини» к Юпитеру и Сатурну интерес к образованию планет-гигантов, и в особенности к образованию их спутниковых систем, возрастал. В течение этого периода были опубликованы работы, посвященные субдискам Юпитера и Сатурна (*Дорофеева, Макалкин*, 2004; *Mousis et al.*, 2002a; *Mousis et al.*, 2002b; *Canup, Ward*, 2002; *Mosqueira, Estrada*, 2003a, b; *Mousis, Gautier*, 2004) и моделям строения крупных спутников (*Kuskov, Kronrod*, 2001, 2005; *Sohl et al.*, 2003; *Grasset, Pargamin*, 2005; *Tobie et al.*, 2005a). Идея о существовании океана под слоем льда толщиной до 100 км (при 5–15 % содержании NH_3) нашла поддержку в моделях внутреннего строения Титана, которые подробно анализируются в последнем разделе данной главы.

В значительной мере работы по формированию спутниковых систем касались основных принципов построения моделей субдисков, а также содержали анализ их физических параметров (гл. 4). Здесь же мы более подробно остановимся на работах (*Mousis et al.*, 2002a, b) поскольку в них по сути впервые после пионерской работы Принна и Фегли (*Prinn, Fegley*, 1981) была предпринята попытка проследить возможные изменения состава С- и N-содержащих соединений как в околосолнечном протопланетном диске на радиальных расстояниях Сатурна, так и в его протоспутниковом диске, и оценить их влияние на состав Титана.

В работах (*Mousis et al.*, 2002a) была предложена модель образования Титана, согласующаяся с имевшимися на тот период данными по составу атмосферы спутника (*Hidayat et al.*, 1998; *Lara et al.*, 2002a, b). Для этого на базе полуколичественной модели солнечной небулы (*Dubrulle*, 1993) была разработана эволюционная турбулентная модель субнебулы Сатурна,

в которой временная зависимость параметров диска определялась соотношением, предложенным в моделях (Makalkin, Dorofeeva, 1991; Makalkin et al., 1999).

Согласно расчетам, на радиальных расстояниях Титана в течение 5 млн лет эволюции субдиска температура в нем менялась от 500 до 75 К, а давление от 50×10^{-6} до 2×10^{-6} бар. Эти значения оказались слишком высокими: при таких параметрах аккумуляция летучих или их сохранение невозможны (см. рис. 3.2 и 3.3). Поэтому в модели образования Титана (Mousis et al., 2002a) было предположено, что в любой момент времени основная масса протоспутникового диска была сосредоточена в его внешней холодной части на $r > 150R_{\text{Sat}}$, а ледяные тела, находившиеся там, образовались в небуле, в зоне питания Сатурна. Оттуда они мигрировали к центру и аккумуляровались образующимся Титаном. Возможные причины такой миграции были рассмотрены в работе (Coradini et al., 1989). Ледяные планетезимали содержали в основном клатрат метана и кристаллогидрат аммония. После образования Титана, или благодаря дегазации его недр, или под воздействием импактных процессов летучие были удалены из твердого вещества и образовали первичную атмосферу, состоящую в основном из NH_3 и CH_4 . Затем NH_3 был конвертирован в N_2 или в результате солнечного фотолиза, или под воздействием высоких T и P , возникающих при ударных процессах (McKay et al., 1988).

Значительное обогащение атмосферы Титана изотопом ^{15}N , измеренное для HCN по сравнению с атмосферой Юпитера, объяснялось тем, что значительное количество легкого азота (^{14}N) было удалено из атмосферы Титана с момента ее образования. Но если (Lunine et al., 1999) считали, что первичная атмосфера должна была быть до 700 раз более массивной, чем современная, то в (Mousis et al., 2002a) это значение было принято ~ 100 . В модели (Mousis et al., 2002a) предполагалось, что ледяные планетезимали, образовавшиеся в протопланетном диске, частично вошли в состав диска Сатурна, а часть из них послужила строительным материалом для долгопериодических комет облака Оорта, образовавшихся в этом же регионе. Поэтому значение D/H в метане этих комет должно лишь немного отличаться от D/H в атмосфере Титана. Возможно, это предположение подтвердится в будущих экспериментальных исследованиях вещества комет.

14.3. Модели образования Титана и его атмосферы

По данным миссии «Кассини—Гюйгенс» о составе атмосферы Сатурна (Flasar et al., 2005) и Титана (Niemann et al., 2005; Owen, 2005) оказалось, что ни одна из существовавших моделей образования планеты и ее крупнейшего спутника, в том числе и модель (Mousis et al., 2002a), не объясняет полученные результаты. Прежде всего, это семикратное относительно солнечной пропорции C/H обогащение атмосферы Сатурна углеродом,

а также обнаружение в атмосфере Титана ^{36}Ar при отсутствии более тяжелых инертных газов Kr и Xe . Стало очевидно, что решить проблему образования Титана и его атмосферы можно только путем построения взаимосогласованных моделей образования Юпитера и Сатурна, их субдисков и регулярных спутников.

Именно этого принципа придерживаются авторы моделей образования Титана и его атмосферы (*Alibert, Mousis, 2007; Tobie et al., 2008*), хотя в них данные «Кассини—Гюйгенс» интерпретируются по-разному. Кроме того, опубликовано несколько работ, касающихся отдельных вопросов происхождения компонентов атмосферы Титана (*Sotin et al., 2005; Lopes et al., 2005; Tobie, 2006; Atreya et al., 2006; Fortes et al., 2007*). Остановимся сначала на работах (*Alibert, Mousis, 2007; Tobie et al., 2008*), в которых впервые сделана попытка в рамках общей полуквантитативной модели описать образование системы Сатурн — Титан и их атмосфер с учетом всех особенностей, выявленных миссией «Кассини—Гюйгенс».

14.3.1. Модель образования Титана в теплом протоспутниковом диске Сатурна

Alibert, Mousis (2007) опубликовали несколько работ по проблеме образования планет-гигантов и их регулярных спутников в теплом диске Сатурна. Так, в работах (*Alibert et al., 2005b; Mousis, Alibert, 2006*) была представлена модель юпитерианской субнебулы, образование которой было согласовано с последней стадией образования Юпитера в соответствии с положениями, изложенными в (*Stevenson, 2001; Canup, Ward, 2002, 2006*). Эти же принципы легли в основу модели субнебулы Сатурна, что по представлениям авторов позволяет избежать тех ограничений, которые были присущи предшествующим моделям, в том числе и модели (*Mousis et al., 2002a*).

Как и в случае моделирования протоспутникового диска Юпитера, в модели (*Alibert, Mousis, 2007*) предполагается, что эволюция субдиска Сатурна проходила в две стадии. На первой стадии в окружающем околосолнечном диске еще существовала газовая фаза. Из него на субдиск выпадала очень большая масса газопылевого вещества (до 500 масс Титана), поэтому он был массивным и горячим: на радиальных расстояниях Титана температура превышала 1000 К. На второй стадии газ из солнечной небулы диссипировал, субдиск быстро остывал, а его вещество активно аккрецировалось центральной планетой. На этой стадии на радиальных расстояниях Титана температуры менялись от 200 до 20 К. Предполагалось, что Титан сформировался на поздней холодной стадии эволюции субдиска из планетезималей, образовавшихся как в околосолнечном диске в зоне питания Сатурна, так и в его остывающем протоспутниковом диске.

Планетезимали, помимо породообразующих компонентов и льда H_2O , содержали все основные газы в виде твердых кристаллических соединений с водой — клатратов, а также гидрат аммония. Соотношение летучих компонентов в планетезималиях зависело от их соотношения в газо-

вой фазе, при охлаждении которой образовывались их твердые соединения. Численные оценки (*Alibert, Mousis, 2007*) показали, что соотношения $\text{CO}_2 : \text{CO} : \text{CH}_4$ и $\text{N}_2 : \text{NH}_3$ в газовой фазе околосолнечного диска в зоне питания Сатурна за все время его эволюции практически не менялись из-за кинетических ограничений соответствующих реакций. Эти же соотношения сохранялись и в протоспутниковом диске. Поэтому значения $\text{CO}_2 : \text{CO} : \text{CH}_4$ и $\text{N}_2 : \text{NH}_3$ в газовой фазе, которые изначально неизвестны, являются свободными параметрами предложенной модели. Отметим, что от них зависит не только количественный и качественный состав летучих, аккумулированных в планетезималиях, но также необходимая при этом минимальная масса льда воды в зоне их образования. Авторами было принято, что в околосолнечном диске на $r \sim 10$ а. е. $\text{CO}_2 : \text{CO} : \text{CH}_4 = 30 : 10 : 1$ и $\text{N}_2 : \text{NH}_3 = 1$, что отвечает некоторым данным по составу льдов межзвездных молекулярных облаков, поскольку именно эти значения удовлетворяют наблюдаемому обогащению атмосферы Сатурна углеродом в модели (*Alibert et al., 2005c*).

Попав на торец протоспутникового диска Сатурна, эти планетезимали в процессе своего радиального дрейфа из дальних, более холодных зон к центру, где температуры были выше, последовательно теряли наиболее летучие компоненты, в соответствии с моделями (*Lunine, Stevenson, 1985, 1987*) — CO , Ar , Kr и N_2 . Таким образом, авторы согласовывают отсутствие этих газов в атмосфере Титана с наблюдаемым обогащением атмосферы Юпитера инертными газами, которое обеспечивается в модели (*Alibert, et al., 2005a*).

Однако в модели (*Alibert, Mousis, 2007*) остается нерешенным один из важнейших вопросов — если углерод был аккрецирован в форме CH_4 , то почему в атмосфере отсутствует ксенон. Известно, что клатраты Xe и CH_4 образуются практически при одних и тех же P - T -условиях (рис. 3.3), и термическое разложение одного при сохранении другого представляется просто невероятным. Кроме того остается неясной роль CO_2 в углеродном балансе Титана. В рассматриваемой модели содержание двуокиси углерода в газовой фазе предполагается в 30 раз выше, чем содержание CH_4 , а конденсируется она при условиях, близких к условиям образования $\text{NH}_3 \cdot \text{H}_2\text{O}$. Поэтому масса углерода, вошедшая в состав Титана в форме CO_2 , должна была быть значительно выше, чем в форме CH_4 .

Поэтому предложенная в (*Alibert, Mousis, 2007*) модель образования Титана не является завершенной, а представляет собой очередной, но очень важный этап в исследовании этой проблемы.

Тем не менее нельзя не согласиться с авторами, что о месте формирования планетезималей, образовавших Титан, можно будет говорить более определенно, когда будут измерены значения D/H льдов H_2O на поверхности Титана и в кометах. Если на Титане оно окажется выше, чем протосолнечная величина, близкой к кометному, то можно полагать, что ледяные планетезимали образовались в солнечном диске в том же регионе,

что и кометы, где обогащение дейтерием по сравнению с протосолнечной величиной связывается с изотопным обменом между молекулами H_2 и H_2O (см. гл. 1). Если же D/H льда H_2O на поверхности Титана окажется ниже кометного, то это может свидетельствовать о вторичных изменениях, происходивших уже в газовой фазе протоспутникового диска. В этом случае должен существовать радиальный градиент D/H и в метане, и во льде H_2O для всех регулярных спутников Сатурна. В частности, спутники, образованные вблизи Сатурна, должны были аккумулировать планетезимали с более низким D/H , чем нерегулярные спутники (т. е. образованные в солнечной небуле) или чем спутники, образованные на больших расстояниях от Сатурна.

14.3.2. Модель образования Титана в холодном протоспутниковом диске Сатурна

Модель образования Титана в холодном диске Сатурна (Tobie et al., 2008), основанная на данных «Кассини—Гюйгенс», также рассматривает этот процесс в тесной связи с образованием Сатурна, Юпитера и его спутников. Для образования планет-гигантов принимается модель (Pollack et al., 1996), а для их регулярных спутников модель (Canup, Ward, 2002).

В модели (Tobie et al., 2008), так же как и в описанной выше модели (Alibert, Mousis, 2007), предполагается, что образование Титана и атмосферы Сатурна происходило из одних и тех же ледяных планетезималей. Они содержали, помимо силикатов, льды H_2O и CO_2 , клатраты CH_4 , NH_3 , H_2S и инертные газы в солнечной пропорции, за исключением Хе, для которого фактор обогащения принят равным 19. Последнее предположение необходимо для того, чтобы обеспечить наблюдаемое обогащение C/H атмосферы Сатурна, в соответствии с моделью этих же авторов (Hersant et al., 2008, см. гл. 3).

Основное отличие данной модели от модели (Alibert, Mousis, 2007) состоит в том, что в ней предполагается образование Титана в холодном маломассивном протоспутниковом диске Сатурна. Поскольку температуры в нем были низкими, то состав ледяных планетезималей при попадании в субдиск уже не изменялся. Значения соотношений $\text{CO}_2 : \text{CO} : \text{CH}_4$ и $\text{N}_2 : \text{NH}_3$ в планетезималях также являются параметрами модели, но в данном случае они задавались в соответствии с наблюдательными данными по ряду комет облака Оорта (Gibb et al., 2003; Bockelée-Morvan et al., 2004): $\text{CO}/\text{CH}_4 = 10$, $\text{CO}/\text{CO}_2 = 3$ и $\text{N}_2/\text{NH}_3 = 10$. Отметим, что такой выбор не совсем корректен, поскольку значение отношения CO/CH_4 в кометах колеблется от 1,25 в комете C/1999 H1 до 10,5 в комете Hale—Bopp.

Схематично процесс образования и эволюции Титана по модели (Tobie et al., 2008) представляется следующим. Дифференциация Титана, первоначально состоявшего из смеси льда и силикатных пород, произошла за первый миллиард лет. В результате образовались силикатное ядро, водная мантия и первичная атмосфера. Летучие, находившиеся сначала в виде

клатратов, перешли в океан. Более тяжелые (Xe , H_2S) опустились на дно, а более легкие всплыли к поверхности (CH_4 , NH_3 , CO_2 , CO) и попали в атмосферу. По мере остывания образовалась корка льда, изолируя атмосферу от жидкой воды. Этот аспект проблемы рассматривался в работе (Osegovic, Max, 2005).

Затем при фотохимическом разложении часть CH_4 превратилась в сложные органические соединения, а весь NH_3 в N_2 , хотя не исключается, что это превращение могло произойти в результате импактных воздействий (McKay et al., 1988). CO_2 при остывании спутника сконденсировался на его поверхности. Основная часть CO в результате фотохимических процессов была превращена в CO_2 (Wong et al., 2002), а затем сконденсирована на поверхности (Wilson, Atreya, 2004). Некоторая часть потерь CO возможно компенсируется внутренним или поверхностным его источником. Принятые допущения позволяют авторам согласовать модельное $\text{CO}/^{36}\text{Ar}$ с наблюдаемым в атмосфере Титана значением $\text{CO}/^{36}\text{Ar} = 160$ (Flasar et al., 2005; Niemann et al., 2005).

Таким образом, согласно модели (Tobie et al., 2008), в настоящее время Титан — дифференцированное тело, у которого, как и у ледяных спутников Юпитера, под внешней ледяной корой существует водный океан. Его нижние слои обогащены Xe и H_2S , выше располагается слой, обогащенный NH_3 , а самые верхние слои обогащены CH_4 и Ar .

К сожалению, этот весьма сложный сценарий пока количественно недостаточно обоснован. Он содержит много предположений, которые нуждаются в дополнительных обоснованиях, в особенности это касается отсутствия в атмосфере Титана Kr и Xe . Правда, недавно была опубликована теоретическая работа (Thomas et al., 2007), в которой авторы методами статистической термодинамики показывают, что при охлаждении первичной атмосферы Титана равновесное содержание в ней криптона и ксенона, благодаря образованию их клатратов, должно быть значительно ниже, чем содержание аргона, которое практически не меняется. Но поскольку первичное содержание ^{36}Ar неизвестно, определенные выводы делать пока рано. Несомненно одно, с чем согласны и авторы описанной модели, и авторы данной книги — ключом к решению проблемы происхождения атмосферы Титана является присутствие в ней метана.

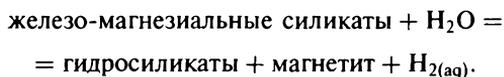
В обеих описанных выше работах авторы полагали, что CH_4 был захвачен в солнечной небуле ледяными планетезималиями, которые помимо Титана участвовали в образовании атмосфер Сатурна и Юпитера, а также и других регулярных спутников. Такое допущение, вполне оправданное применительно к планетам-гигантам (подробнее см. гл. 3), приводит к трудно разрешимому противоречию в случае Титана, поскольку нет убедительных аргументов, объясняющих присутствие в атмосфере спутника метана и отсутствие ксенона, клатраты которых образуются при одних и тех же P - T -условиях. Именно поэтому поиску вероятного источника метана посвящено так много работ, появившихся после появления

в печати первых результатов миссии «Кассини—Гюйгенс». Остановимся на наиболее интересных гипотезах.

14.3.3. Модель с эндогенным источником метана в атмосфере Титана

В ряде работ в качестве источника метана в атмосфере Титана предложена двуокись углерода. Она присутствует в газовой фазе допланетного диска и переходит в фазу льда при P – T -условиях, близких к условиям образования твердого гидрата аммония (рис. 3.3) — основного предполагаемого источника молекулярного азота в атмосфере спутника.

В работе (*Atreya et al.*, 2006) предполагается, что в состав ледяных планетезималей из всех углерод-содержащих соединений входили только льды CO_2 и тугоплавкие органические соединения и отсутствовали клатраты CH_4 и инертных газов. Образование метана происходило в результате глубинного процесса серпентизации, аналогично тому, который протекает при гидратировании ультрамафических силикатов на дне земных океанов в гидротермальных гейзерах (черные курильщики) с освобождением $\text{H}_{2(\text{aq})}$ (*Lowell, Rona*, 2002; *Kelley et al.* 2005) по следующей схеме:

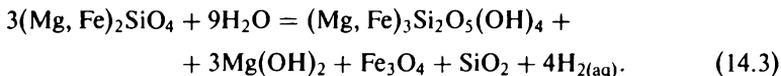


Затем $\text{H}_{2(\text{aq})}$ реагирует с частицами углерода, или его оксидами, или углерод-содержащими соединениями (в данной модели с CO_2 , находящейся в порах силикатной породы), в результате чего образуется газообразный CH_4 , поступающий затем в атмосферу. Тепло, необходимое для протекания реакции восстановления углерода, предполагается импактного происхождения.

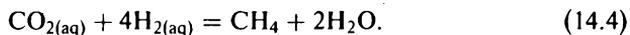
Эффективное протекание процесса серпентинизации при $T \sim 400$ – 600 К и $P > 500$ бар, при содержании форстерита в твердом растворе оливина выше 25 мол. % и содержании фаялита от 1 до 50 мол. % рассматривалось в (*Oze, Sharma*, 2007). При этих же T и P происходит образование метана при восстановлении CO_2 водородом. В принципе такие условия могли реализоваться в зоне контакта водного слоя с силикатным ядром на стадии дифференциации Титана. Следуя (*Oze, Sharma*, 2005), авторы работы (*Atreya et al.*, 2006) оценивают массу силикатов, необходимую для образования наблюдаемого в настоящее время в атмосфере количества метана ~ 1 % от общей массы силикатных пород на спутнике. С учетом фотохимического разложения, благодаря которому весь метан мог быть исчерпан за 10–100 млн лет, необходимая масса силикатных пород составит 10 % от их общей массы.

Подобный сценарий был также рассмотрен в работе (*Owen et al.*, 2006). Принимая во внимание отсутствие инертных газов атмосфере Титана, авторы предполагают, что основным источником углерода (метана) на Титане была CO_2 как более высокотемпературное соединение, образу-

ющее льды при более высоких T , чем клатрат метана. Дальнейшее превращение CO_2 в метан связано с реакцией серпентинизации. В результате гидратации оливина и пироксена образуются серпентин, брусит, магнетит и молекула водорода $\text{H}_{2(\text{aq})}$. Упрощенно этот процесс можно представить следующим образом:

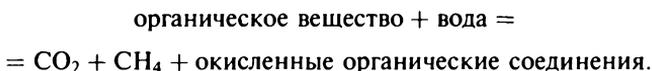


Реакция экзотермическая, поэтому она может протекать сколь угодно долго, если есть исходные реагенты. Образующийся при этом водород может реагировать с присутствующим в твердой фазе углеродом, сложными органическими соединениями, а также с растворенной углекислотой с образованием метана по модифицированной схеме Фишера—Тропша



Для реализации предложенной схемы нужно выполнение двух условий: (1) — достаточно высокие температуры и (2) — наличие соответствующих горных пород. Авторы полагают, что, возможно, в период сразу после аккреции, в процессе дифференциации спутника температуры в его недрах были достаточны для интенсивного протекания реакций (14.3)–(14.4). Затем часть метана попала вместе с ^{40}Ar в атмосферу, а большая часть в форме клатрата осталась растворенной в океане.

Вариация этой схемы была предложена в работе (*Zolotov et al.*, 2005). Авторы, также основываясь на земных аналогах, предложили следующую схему:



Анализируя возможность образования метана с участием $\text{H}_{2(\text{aq})}$, *Tobie et al.* (2008), не отрицая ее в целом, все же считают, что этот механизм образования CH_4 на Титане не мог быть основным. Такой вывод основывается на оценках максимально возможной в условиях Земли интенсивности образования метана в результате процесса серпентинизации (*Kasting*, 2005). Она оказалась в 25 раз ниже той, что минимально необходима для Титана. Поэтому идея нуждается в дальнейшей проработке.

И, тем не менее, представляется, что роль CO_2 в формировании состава Титана и его атмосферы была достаточно значимой. Двуокись углерода — весьма распространенное соединение и в Солнечной системе, и вне ее. Так, спектроскопические исследования состава льдов в более чем 20-ти межзвездных молекулярных облаках различной массы и плотности, в том числе содержащих молодые звездные объекты, дают значение $\text{CO}_{2(\text{лед})}/\text{H}_2\text{O}_{(\text{лед})} \sim 15\text{--}20\%$, хотя для отдельных объектов эта величина может достигать даже 50% (*Gerakines et al.*, 1999; *Nummelin*, 2001; *Gibb et al.*, 2004).

Присутствие CO_2 установлено во многих объектах Солнечной системы. Она найдена в астероидах и кометах (в том числе в результате прямых измерений состава кометы 9P/Tempel 1 — *Feaga et al.*, 2007), на поверхности ледяных планет и их спутников (например, на Плутоне и Тритоне), а также на регулярных спутниках Юпитера — Европе, Ганимеди, Каллисто (*Hibbitts et al.*, 2000). В результате миссии «Кассини» $\text{CO}_{2(\text{лед})}$ экспериментально обнаружена и на поверхности регулярных спутников Сатурна: Япете (*Buratti et al.*, 2005), Дионе, Эпиметее, Гиперионе, Мимасе, Рее, Тефии (*Filacchione et al.*, 2007) и в INNS спектре плюмов Энцелада, в которых содержание CO_2 составляет $3,2 \pm 0,6\%$ (*Waite et al.*, 2006). Кроме того, ее присутствие установлено на Фебе — захваченном спутнике Сатурна (*Johnon, et al.*, 2005; *Clark et al.*, 2005), образовавшемся, вероятно, в окосолнечном диске в зоне Сатурна — Нептуна. О присутствии углекислоты на поверхности Титана в настоящее время имеются лишь предварительные данные (*McCord et al.*, 2007), но по косвенным признакам содержание CO_2 в составе поверхностных льдов оценивается от 7 до 14% (*Hartung et al.*, 2006).

Конденсация $\text{CO}_{2(\text{газ})}$ из газовой фазы протопланетного диска происходит при $T = 75\text{--}80\text{ К}$ и $P = 10^{-6}\text{--}10^{-7}$ бар (рис. 3.4). Эти условия близки условиям образования гидрата аммиака, по современным представлениям — основного источника N_2 на Титане. Поэтому $\text{CO}_{2(\text{лед})}$ с большой долей вероятности входила в состав ледяных планетезималей, образовавшихся в зоне питания Юпитера — Сатурна. Являлась ли CO_2 источником CH_4 в атмосфере Титана — предстоит выяснить в дальнейшем.

14.3.4. Модель с поверхностным источником метана в атмосфере Титана

Во всех рассмотренных выше моделях предполагался в качестве основного внутреннего источника поступления CH_4 в атмосферу Титана — подледный водный океан. В следующих двух работах речь идет о возможном существовании поверхностного источника. В работе (*Voss et al.*, 2007) в качестве такого резервуара летучих, в том числе метана и азота, рассматриваются микропоры льдов, покрывающих поверхность спутника. Сделанные оценки пористости льда, ее зависимости от давления, возможной степени заполнения пор подтверждают, с точки зрения авторов, реальность такого предположения.

В работе (*Mitri et al.*, 2007) анализируется возможность существования жидкого источника на поверхности спутника. Выполненные расчеты показали, что наблюдаемое распределение относительного содержания метана по высоте атмосферы спутника могут обеспечить метановые озера, занимающие $\sim 0,2\text{--}2\%$ площади его поверхности. Несмотря на то что наблюдаемые «Кассини—Пойгенс» участки поверхности Титана оказались сухими (*Lopes et al.*, 2005; *Elachi et al.*, 2005), с учетом новых данных (*Lunine, et al.*, 2006; *Stofan et al.*, 2007) высказанная идея в настоящее время не кажется беспочвенной. Возможно, в 2008 г. в результате дальнейших

исследований поверхности Титана с помощью КА «Кассини» мы получим необходимую информацию. Но уже сегодня дополнительную информацию, необходимую для понимания процессов образования спутниковых систем Юпитера и Сатурна, можно получить из экспериментальных наблюдений «Кассини» второго регулярного спутника Сатурна — Энцелада.

14.4. Энцелад — регулярный спутник Сатурна. Экспериментальные данные «Кассини»

Энцелад — второй регулярный спутник Сатурна, который подробно изучается в ходе миссии «Кассини». Он расположен в пять раз ближе к Сатурну, чем Титан (на расстоянии пяти радиусов планеты), а его диаметр составляет всего лишь 504,2 км, что в 10 раз меньше диаметра Титана (табл. 1.2, 6.1). Но состав обоих спутников, по-видимому, близок, поскольку плотность Энцелада ($1,61 \text{ г/см}^3$, *Rappaport et al.*, 2007) лишь немногим меньше плотности Титана ($1,881 \text{ г/см}^3$), что свидетельствует о более чем 50%-й доле водяного льда в составе Энцелада.

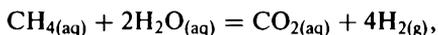
Энцелад — самое белое тело в Солнечной системе. Его поверхность состоит преимущественно из водяного льда, местами смешанного со льдом CO_2 и простыми органическими соединениями (*Brown et al.*, 2006). Лед столь чист, что поверхность отражает более 90 % лучистой энергии. И, тем не менее, «Кассини» определил, что поверхность Энцелада имеет относительно высокую температуру 60–70 К, а в районе южного полюса даже 90–100 К (*Spencer et al.*, 2006). Данные наблюдений говорят, что поверхность спутника молодая или недавно измененная (*Brown et al.*, 2006), что может свидетельствовать о вулканической активности спутника. На ней обнаружены структуры, напоминающие русла рек и несколько кратеров.

На первом этапе исследования «Кассини» трижды облетел Энцелад — 17 февраля 2005 г. на высоте 1167 км, 9 марта на высоте 500 км и затем 14 июля на высоте всего лишь 175 км над поверхностью спутника. Во время первых двух пролетов бортовой магнитометр КА «Кассини» (MAG) зафиксировал искривление магнитного поля Сатурна вокруг спутника (*Kivelson*, 2006), что происходит под влиянием атмосферы Энцелада, существование которой было подтверждено во время третьего пролета «Кассини». Оказалось, что у Энцелада действительно есть атмосфера, хотя и намного менее плотная, чем у Титана. Ее источником являются обнаруженные на южном полюсе мощные струи водяного пара (температура $\sim 110\text{--}160 \text{ К}$), извергающиеся из четырех крупных трещин на высоту несколько сот километров (*Porco et al.*, 2006; *Hansen et al.*, 2006; *Spencer et al.*, 2006). Поскольку силой собственного притяжения, которая составляет всего лишь $1/86$ земной, спутник удержать атмосферу не может, она имеет асимметричную форму и напоминает газовый хвост кометы. С помощью масс-спектрометров, установленных на борту «Кассини», был изучен состав обнаруженных плюмов Энцелада. В них входят водяной пар —

$91 \pm 3\%$ и газы: N_2 — $4 \pm 1\%$, CO_2 — $3,2 \pm 0,6\%$ и CH_4 — $1,6 \pm 0,4\%$ (Waite et al., 2006; Hansen et al., 2006). Не исключается также существование следовых количеств пропана и ацетилена (Waite et al., 2006). Особо стоит отметить, что ни на Энцеладе, ни на других спутниках Сатурна NH_3 обнаружен не был (Porco et al., 2006; Waite et al., 2006; Brown et al., 2006).

Газовый состав водных плюмов, вероятнее всего, свидетельствует об относительно высоких температурах внутри спутника. Такой вывод основывается на результатах моделирования условий образования газов, обнаруженных в водных плюмах Энцелада — N_2 , CO_2 и CH_4 (Glein et al., 2007; Matson et al., 2007).

Так, в модели (Glein et al., 2007) рассматривается равновесие в гидротермальной системе



в которой соотношение между CH_4 и CO_2 определяется летучестью H_2 . Авторы установили, что гидротермальная система в присутствии пирротин-пирит-магнетитового буфера может образовывать флюид, содержащий растворенные газы в соотношениях, экспериментально определенных на Энцеладе (Waite et al., 2006; Hansen et al., 2006), если температура системы составляет ~ 600 К. Особо следует отметить, что предложенная модель объясняет, почему в плюмах не были обнаружены компоненты, содержащие серу. Действительно, как было показано еще в монографии (Garrels, Крайст, 1968), этому буферу соответствует крайне низкая летучесть серы (при $25^\circ C$ и 1 атм. $\lg p_{S_2} < 10^{-30}$) и малая (менее 10^{-6}) суммарная растворимость серы в карбонатном растворе.

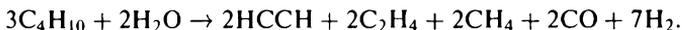
В модели (Matson et al., 2007) анализируются оба возможных сценария происхождения N_2 , CO_2 и CH_4 , входящих в состав водных плюмов: (1) аккреция газов вместе с ледяными планетезималиями при формировании Энцелада и (2) их образование на более поздней стадии в результате протекания различных химических процессов. Авторы справедливо полагают, что поскольку и Титан, и Энцелад — регулярные спутники, образовавшиеся в рамках одного протоспутникового диска Сатурна, то N_2 и CH_4 и на Титане, где они являются преобладающими газами атмосферы, и на Энцеладе должны были иметь один и тот же источник происхождения. Поэтому сведения об особенностях состава атмосферы одного спутника дополняют сведения о другом.

Как уже отмечалось выше, в атмосфере Титана определено крайне низкое содержание нерадиогенного аргона по отношению к молекулярному азоту — $^{36}Ar/N_2 = 3 \times 10^{-7}$. Это на 4 порядка меньше, чем оно должно было бы быть, если бы оба газа захватывались ледяными планетезималиями. Поэтому, так же как и для Титана, для Энцелада предполагается (Waite et al., 2006), что азот был аккумулирован в виде менее летучего соединения, нежели N_2 , — аммиака. Этот вывод подкрепляется тем, что аммиак был экспериментально обнаружен и в кометах, и в межзвездной

среде (*Bockelée-Morvan et al.*, 2004). Отметим, что хотя NH_3 в плюмах Энцелада идентифицирован не был, но результаты наблюдения состава поверхности говорят о возможности существования льда NH_3 в количестве $\sim 2\%$ (*Emery et al.*, 2005; *Brown et al.*, 2006).

В атмосфере Титана, как было отмечено в предыдущих разделах, предполагается, что молекулярный азот образовался из аммиака либо в результате фотохимических процессов (*Atreya et al.*, 1978), либо в результате химических превращений под воздействием ударных процессов (*Jones, Lewis*, 1987; *McKay et al.*, 1988). На Энцеладе, где стабильная атмосфера отсутствует, а на его поверхности нет льдов, содержащих значительного количества NH_3 , конверсия аммиака в молекулярный азот могла происходить только в глубине спутника путем его термического разложения. Для протекания этой реакции, по оценке (*Matson et al.*, 2007), нужны температуры $\sim 575\text{--}850$ К.

Происхождение метана и двуокиси углерода в плюмах Энцелада (*Matson et al.*, 2007), так же как и происхождение N_2 , связывается с процессами, происходящими внутри спутника, поскольку содержание этих газов на поверхности всех обследованных КА «Кассини» регулярных спутников Сатурна чрезвычайно низко (*Clark et al.*, 2005). Опираясь на аргументы (*Atreya et al.*, 2006, см. выше), обосновывающие, что CH_4 не мог быть аккрецирован Титаном в процессе образования, а является продуктом вторичных процессов, авторы по аналогии полагают, что и на Энцеладе метан образовался внутри спутника. Анализируя все возможные механизмы образования метана, рассмотренные для Титана, они приходят к выводу, что более вероятным для Энцелада является механизм термического разложения сложных углеводородов. Этот вывод подкрепляется тем фактом, что в плюмах были найдены микро-количества ацетилена (C_2H_2) и пропана (C_3H_8) (*Waite et al.*, 2006). Образование этих углеводородов предпочтительнее объяснить не реакцией синтеза, которая требует слишком высоких температур (более 1700 К), а реакцией разложения, например, по схеме:



Таким образом, в обеих рассмотренных моделях (*Glein et al.*, 2007; *Matson et al.*, 2007) для объяснения наблюдаемого соотношения газов в водных плюмах Энцелада ($\text{CO}_2/\text{CH}_4 = 2$ и присутствие азота только в форме N_2) признается необходимым существование внутри спутника достаточно высоких (выше 400 К) температур. Кроме того, в моделях предполагается не только существование внутри Энцелада жидкой воды, но и ее контакт с горячими железосиликатными породами, входящими в состав скального ядра спутника, поскольку они выступают в качестве катализаторов рассматриваемых выше реакций.

Источник внутреннего нагрева Энцелада, который поддерживал бы столь высокий уровень вулканической активности, не вполне ясен. Им могла бы стать энергия, выделяющаяся в ходе радиоактивного распада.

однако плюмы выбрасывают еще и микрочастицы (< 1 мкм), состоящие либо из чистого водяного льда, либо с примесью органических соединений и/или силикатов. Эти частицы были зафиксированы в диффузном кольце (E) Сатурна, расположенном на расстоянии 3–8 R_{Sat} от планеты (*Postberg et al.*, 2008). Для того чтобы «забросить» их на сотни километров вверх, требуется слишком много энергии. Согласно оценке (*Porco et al.*, 2006), этот источник должен превосходить по мощности суммарную энергию, выделяемую в настоящее время долгоживущими радиоактивными изотопами, и приливную энергию Сатурна.

В ряде работ (*Castillo et al.*, 2006; *Matson et al.*, 2006) высказывается предположение, что спутники Сатурна образовались очень рано, в период, когда роль короткоживущих изотопов (таких как ^{26}Al , ^{60}Fe) в нагреве была еще велика. Согласно этим моделям, на этапе своего формирования Энцелад представлял собою шар изо льда и породы, содержащий радиоактивные изотопы алюминия и железа. В процессе их распада генерировалось большое количество тепла. В результате этого произошла дифференциация тела: объединение твердых пород, сформировавших ядро, окруженное ледяной оболочкой. Распад радиоактивных элементов на Энцеладе вскоре после его формирования мог запустить долговременный процесс нагрева спутника изнутри, который продолжается и по сей день. Оставшиеся в ядре радиоактивные элементы, распад которых происходил медленнее, могли продолжать подогрев и растапливание недр спутника в течение миллиардов лет, вместе с приливо-отливными силами гравитационного поля Сатурна. Таким образом, создаются условия, необходимые для образования наблюдаемых газов и для функционирования гейзерной системы спутника (*Matson et al.*, 2007).

Существуют и иные гипотезы, объясняющие вулканическую активность в районе южного полюса Энцелада. Так, группа ученых под руководством Джона Купера предложила гипотезу, суть которой состоит в следующем (*Cooper et al.*, 2006). В результате химических реакций, возникающих при соударении космических частиц с поверхностью спутника, выделяется тепло. При этом происходит расщепление молекул воды, которая в замороженном виде в большом количестве присутствует на поверхности Энцелада, и выделение кислорода. Этот же процесс может являться причиной присутствия кислорода вокруг ледяных колец Сатурна. Далее кислород может проникать вглубь спутника Сатурна сквозь трещины, имеющиеся в районе южного полюса Энцелада, и реагировать с аммиаком, который, как полагают ученые, содержится в недрах спутника. В результате бурной реакции между кислородом и аммиаком выделяется тепло и образуется водяной пар, который выбрасывается в окружающее пространство в виде фонтана.

Однако Каролин Порко, один из руководителей проекта «Кассини», считает, что если бы причиной фонтанов Энцелада являлись космические лучи, то аналогичные явления наблюдались бы и на других спутниках Са-

турна. Но ученые из группы Купера объясняют этот факт тем, что, в отличие от других спутников Сатурна, аммиак на Энцеладе залегает неглубоко от поверхности и поэтому легче вступает в реакцию с кислородом. Следует отметить, что космический аппарат «Кассини» пока не обнаружил следов аммиака на Энцеладе. Поскольку единого мнения о возможных источниках вулканической деятельности на южном полюсе Энцелада выработать не удалось, этот вопрос продолжает широко обсуждаться в научной литературе (Collins, Goodman, 2007; Grott et al., 2007; Nimmo et al., 2007).

Существование в недрах Энцелада жидкой воды при температуре близкой к комнатной, в которой, видимо, растворены и органические соединения, а также источников тепла дают основания полагать, что этот спутник может быть благоприятным для возникновения примитивных форм жизни (Matson et al., 2007). Поэтому в литературе Энцелад рассматривается как один из возможных источников возникновения биологической жизни в Солнечной системе.

14.5. Происхождение атмосфер Титана и Энцелада.

Предварительные выводы

При всем многообразии мнений и гипотез, существующих в настоящее время в литературе относительно происхождения атмосфер регулярных спутников Титана и Энцелада, можно указать некоторые положения, которые поддерживаются большинством исследователей.

- Первичным источником летучих на Титане и Энцеладе были планетезимали, состоявшие из каменной и ледяной компоненты. В состав льдов, помимо льда воды, входили клатраты различных химически активных и инертных газов, образовавшиеся при охлаждении газовой фазы околосолнечного протопланетного диска. Впоследствии некоторые низкотемпературные клатраты могли быть разрушены в протоспутниковом диске.
- Источником азота на Титане и Энцеладе был кристаллогидрат аммония ($\text{NH}_3 \cdot \text{H}_2\text{O}$), входивший в состав ледяной компоненты планетезималей. Неизвестно, какое начальное количество аммония было на этих спутниках, но по некоторым оценкам на Титане начальное отношение $\text{NH}_3/\text{H}_2\text{O}$ могло составлять от 1 до 4 мас. %.
- Источник CH_4 на Титане и Энцеладе однозначно не определен. Но все исследователи сходятся во мнении, что происхождение метана является ключом к пониманию происхождения спутников. Кроме того, от выбора источника CH_4 в атмосфере Титана зависят температурные ограничения на модели аккреционного протоспутникового диска Сатурна. Таким образом, генезис метана в атмосфере спутников представляется одной из важнейших задач современной космохимии. Метан является важнейшим предбиологическим соединением, поскольку в стратосфере Титана обнаружены многочисленные сложные

органические соединения, содержащие в том числе и азот, которые образовались в результате фотолиза CH_4 . Присутствие подобных соединений предполагается и в океане Энцелада, вероятно, существующем под внешним слоем льда.

- То обстоятельство, что Титан, как и Земля, имеет плотную атмосферу с преимущественным содержанием азота и что в ней есть условия для синтеза органических молекул, дает основания полагать, что условия на Титане во многом близки существовавшим на Земле ~ 4 млрд лет назад, когда на ней только зарождалась жизнь. Таким образом, Титан представляет собой мост, связывающий Землю с допланетным диском, в котором она возникла.

Учитывая сказанное выше, кратко обобщим современные гипотезы о возможных источниках метана на Титане и Энцеладе.

- (1) Клатрат CH_4 мог быть аккрецирован Титаном вместе с ледяными планетезималями, образовавшимися в протопланетном диске (*Alibert, Mousis, 2007; Tobie et al., 2008*). Основным контраргументом таких моделей является экспериментально доказанное отсутствие в атмосфере Титана ксенона, клатрат которого образуется при $P-T$, очень близких к условиям образования $\text{CH}_4 \cdot 5,75\text{H}_2\text{O}$.
- (2) Метан мог образоваться при окислении жидкой водой сложных органических соединений (*Zolotov et al., 2005*), подобных тем, что были экспериментально обнаружены в кометах и в межпланетной пыли. Необходимая энергия получалась за счет радиогенного распада ^{26}Al . Этот источник CH_4 представляется вполне реальным, в особенности на ранних этапах эволюции спутника при образовании его первичной атмосферы. Однако трудно предположить, что он действует и в настоящее время, когда распад короткоживущих изотопов уже закончился. С другой стороны, на Энцеладе и сейчас существует достаточно мощный источник энергии, поддерживающий существование плюмов.
- (3) Образование метана из окиси углерода при ее восстановлении по схеме Фишера—Тропша с участием железного катализатора (*Sekine et al., 2006*) маловероятно, поскольку аккумуляция CO в значимых количествах на спутниках Сатурна вряд ли происходила. Экспериментально установлено, что в нижней атмосфере Титана $\text{CO}/\text{CH}_4 = (1,8 \pm 0,9) \times 10^{-4}$ (*Baines et al., 2006*).
- (4) Наконец, образование метана из двуокиси углерода при ее восстановлении молекулярным водородом, образовавшимся в результате реакции серпентинизации оливина — одного из основных компонентов ядра Титана (*Atreya et al., 2006; Owen et al., 2006*). При всей привлекательности этой гипотезы не очевидно, была ли достаточной поверхность взаимодействия в системе вода — порода, чтобы образовать необходимое количество CH_4 .

14.6. Модели внутреннего строения Титана и Энцелада

В диске Юпитера образовались 4 крупных (галилеевых) спутника с массами порядка массы Луны, тогда как в системе Сатурна такой крупный спутник только один — Титан, а суммарная масса остальных спутников составляет лишь несколько процентов от его массы. Момент инерции Титана (сильное ограничение на модель внутреннего строения) пока неизвестен. Ожидаются измерения гравитационного поля Титана во время последующих пролетов орбитального аппарата «Кассини» вокруг Титана. Однако плотная атмосфера препятствует пролетам на высотах ниже 1000 км, что затрудняет достоверные определения гравитационного и магнитного полей.

Титан ($R = 2575$ км, $\rho_{\text{ср}} = 1,881$ г/см³, $M = 1,346 \times 10^{26}$ г, $0,24 \times 10^{-3}$ от массы Сатурна) по массе и средней плотности занимает промежуточную позицию между Ганимедом и Каллисто (табл. 6.1), содержащих около 50 мас. % H₂O. Низкая плотность Титана указывает на то, что он состоит из смеси льдов и железокоричневых материалов в примерно равной пропорции. Вероятно, в отношении химического состава скального материала Титан подобен Ганимеду и Каллисто. Однако степень химической дифференциации, гравитационные и магнитные поля, морфология поверхности, характер аккреции и влияние источников тепла на геологическую историю спутников существенным образом различаются.

Отсутствие у Сатурна внутренних железокоричневых (не ледяных) спутников, подобных Ио, указывает на более низкие температуры аккреционного диска Сатурна по сравнению с диском Юпитера. Поэтому особенности химического состава Титана должны быть связаны с составом каменно-ледяных планетезималей, захваченных в диск и в процессе его эволюции подвергшихся высокоскоростным соударениям. В рамках подобных моделей можно говорить об определенном подобии химического состава железокоричневых ядер Титана, Ганимеда и Каллисто. Различия в строении спутников Юпитера и Сатурна может быть связано с двумя основными факторами. Во-первых, с разной степенью дифференциации и наличием или отсутствием металлического Fe—FeS-ядра. Во-вторых, с составом и мощностью их водно-ледяных оболочек, что является следствием различий в P – T -условиях, существовавших в протопланетном диске в зонах питания Юпитера и Сатурна и аккреционных дисках планет-гигантов.

Ограничения на особенности строения Титана можно было бы вывести из данных «Кассини» по гравитационному и магнитному полям. К сожалению, момент инерции Титана пока не определен, а магнитометры «Кассини» не обнаружили наличие собственного магнитного поля Титана (Backes et al., 2005). Поэтому в отношении внутреннего строения Титана, пока нет данных по его моменту инерции, трудно сказать что-либо определенное — вопрос о наличии металлического ядра и внутреннего океана остается неясным.

По аналогии с ледяными спутниками Юпитера Титан должен состоять из водно-ледяной оболочки и железокремнистого ядра, которое может быть либо дифференцированным на силикатную мантию и металлическое Fe—FeS-ядро (аналог Ганимеда), либо частично дифференцированным (аналог Каллисто). В первом случае Титан будет представлять собой тело, дифференцированное на водно-ледяную оболочку, силикатную мантию и центральное железо-сульфидное ядро, хотя его наличие остается проблематичным из-за отсутствия данных.

Во втором, более сложном, случае строение Титана будет зависеть от его термохимической эволюции, определяющей степень дифференциации спутника. Титан может представлять собой частично дифференцированное тело, подобное Каллисто, состоящее из внешней водно-ледяной оболочки, каменно-ледяной мантии (смесь льдов высокого давления и скального материала) и железокремнистого ядра. В такой модели внутреннего строения Титана источников энергии не хватило на сепарацию центрального железо-сульфидного ядра и разделения каменно-ледяной мантии на скальный материал и лед. Вполне возможны и промежуточные модели, описанные для Каллисто в гл. 10.

Предварительные модели термической эволюции предсказывают частичную дифференциацию Титана (*Lunine, Stevenson, 1987; Grasset et al., 2000*). В работах (*Sohl et al., 2003; Sotin, Tobie, 2004; Tobie et al., 2005a, b*) океан находится между льдом-I и плотными фазами льдов высокого давления, причем железокремнистое ядро не дифференцировано на силикатную мантию и железо-сульфидное ядро. В этом случае структура Титана становится близкой (но не подобной) Каллисто. Принципиальное различие здесь заключается в том, что в Каллисто под водно-ледяной оболочкой находится слой каменно-ледяной мантии (подробнее см. гл. 10). Наличие каменно-ледяной мантии в Титане пока в литературе не рассматривалось.

Другая проблема связана с агрегатным строением водно-ледяной оболочки и составом океана — многокомпонентного водного раствора, содержащего растворенные в воде летучие, способствующие понижению температуры замерзания раствора (*Leliwa-Kopystynski et al., 2002; Grasset, Pargamin, 2005*). Плотная азотно-метановая атмосфера позволяет предположить, что недра спутника, помимо водяного льда и, вероятно, жидкой воды (океана), обогащены кристаллогидратами $\text{NH}_3 \cdot \text{H}_2\text{O}$ и $\text{CH}_4 \cdot n\text{H}_2\text{O}$, которые по плотности близки к водяному льду. Более низкие температуры менее массивной субнебулы Сатурна по сравнению с таковыми в более массивном аккреционном диске Юпитера способствовали сохранению, возможно частичному, гидратных форм аммиака на орбитальных расстояниях спутника ($\sim 20,6$ радиусов Сатурна) и их вхождению в состав Титана.

Кристаллогидрат $\text{NH}_3 \cdot \text{H}_2\text{O}$ образуется при взаимодействии газообразного аммиака с конденсирующимся льдом H_2O при $T \sim 160$ К при $P \sim 1$ бар или $T \sim 100$ К при $P \sim 10^{-5}$ бар (*Mousis, Gautier, 2004*). Содержание NH_3 в океане неизвестно. Оно зависит от отношения N_2/NH_3

в протоспутниковом диске Сатурна, которое оценивается в интервале от 0,1 до 10 (Mousis et al., 2002a). В предположении, что весь азот находился первоначально в форме NH_3 , соотношение летучих в Титане должно отвечать космическим распространенностям: $\text{NH}_3/\text{H}_2\text{O} \sim 1/6$ и $\text{NH}_3/\text{CH}_4 \sim 1$, а водно-аммиачная смесь может содержать 5–15 % NH_3 , что слабо сказывается на плотности океана $\sim 0,95 \text{ г/см}^3$ (Sohl et al., 2003; Grasset, Pargamin, 2005).

Понижение температуры замерзания водного раствора приводит к понижению температуры ледяной коры из льда-I, что должно отражаться на реологии льда (увеличение вязкости) и процессах теплопереноса (Grasset, Sotin, 1996; Grasset et al., 2000; Durham, Stern, 2001). Более высокая вязкость льда замедляет конвекцию, что может способствовать существованию океана вплоть до настоящего времени.

Поскольку момент инерции Титана пока не определен, модели его внутреннего строения имеют предварительный характер. Согласно одной из таких моделей, основанной на предположении теплового и механического равновесия, спутник состоит из железокаменного ядра хондритового состава, окруженного водно-ледяной оболочкой, содержащей растворенный в воде аммиак. Тепловой поток из ядра определяется распадом радиоактивных элементов. Центральное металлическое ядро отсутствует. Внешняя водно-ледяная оболочка состоит из нескольких слоев, а ее агрегатное состояние зависит от тепловой эволюции спутника, реологии льда и механизмов переноса тепла. Если под поверхностью Титана существует океан, то растворенный аммиак, действующий как антифриз, удерживает ее от замерзания.

Золь и др. (Sohl et al., 2003) рассмотрели следующее строение внешней оболочки: (1) ледяная кора из чистого льда-I при температуре 94 К, соответствующей температуре на поверхности Титана, и с плотностью $0,917 \text{ г/см}^3$, в которой транспорт

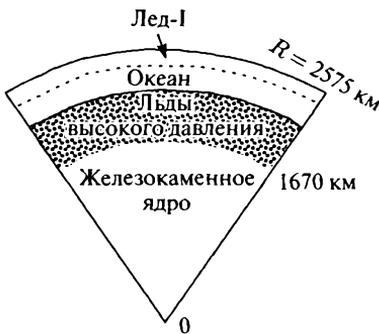


Рис. 14.2. Схематическая модель внутреннего строения Титана (не в масштабе) при валовом отношении лед/порода = 45/55 и с океаном, содержащим 15 мас. % NH_3 , по (Sohl et al., 2003)

тепла осуществляется посредством теплопроводности; (2) нижележащий вязкоупругий конвектирующий субслой из более теплого, возможно, подплавленного льда-I («астеносфера»); (3) слой водно-аммиачной смеси с 5–15 мас. % NH_3 (океан) под слоем конвектирующего льда; (4) слой льда-VI с плотностью $1,31 \text{ г/см}^3$, который простирается до границы с железокаменным ядром с плотностью $3,5\text{--}4,5 \text{ г/см}^3$. Химически двухслойная модель Титана, состоящего из водно-ледяной

Таблица 14.3

Мощность водно-ледяных оболочек спутников

Мощность водно-ледяных оболочек, км	Каллисто	Ганимед (модель с внутренним океаном)	Ганимед (модель без океана)	Титан (Sohl et al., 2003)	Тритон (Ruiz, 2003)
<i>H</i> (лед-I)	150	30–120	–	70	130
<i>H</i> (океан)	150–300	140–230	–	70–220	130–?
<i>H</i> (смесь воды и/или льдов высокого давления)	0	260–590*	–	290–900***	?
<i>H</i> (полная мощность водно-ледяной оболочки)	300	850	880–940**	900	?

* Смесь воды и льдов.

** Ледяная оболочка из льда-I и высокобарных модификаций льда.

*** Слой льдов высокого давления.

оболочки (в разном агрегатном состоянии) и сухого железокаменного ядра, представлена на рис. 14.2. В зависимости от параметризации авторы получили довольно большой разброс значений для радиуса железокаменного ядра и мощности водно-ледяной оболочки. Приведем один из вариантов модели внутреннего строения Титана с массовым отношением лед/порода = 45/55 и океаном, содержащим 15 мас. % NH₃ (рис. 14.2).

В представленной модели кондуктивная кора из чистого льда-I имеет мощность около 70 км; конвектирующий субслоем отсутствует. Океан простирается до глубин порядка 220 км и подстилается высокобарным слоем льда толщиной около 600 км. Железокаменное Fe—Si-ядро со средней плотностью 3,8 г/см³ имеет радиус 1670 км. Безразмерный момент инерции Титана оценен равным 0,304, что меньше, чем момент Ганимеда (0,3105). Тепловой поток составляет 3,35 · 10¹¹ Вт, что соответствует поверхностному тепловому потоку 4 мВт/м². Модель строения Титана с внутренним океаном интересно сопоставить с таковыми для Каллисто (гл. 10), Ганимеда (гл. 9) и спутника Нептуна — Тритона (табл. 14.3).

В трехслойной модели Ганимеда без океана (модель А на рис. 9.2) полная мощность ледяной оболочки составляет 880–940 км. В модели Ганимеда с внутренним океаном (модель В на рис. 9.2) до глубин 30–120 км находится ледяная литосфера из льда-I, далее — внутренний океан мощностью 230–140 км, а на глубинах от 260 км до границы с железокаменным ядром — смесь воды и фаз льда высокого давления.

В гл. 10 было показано, что для теплового потока с поверхности Каллисто $3,3\text{--}3,7 \text{ мВт/м}^2$ мощность кондуктивной ледяной литосферы из льда-I равна $\sim 150 \text{ км}$, а мощность водного слоя, составляющая $\sim 150 \text{ км}$, простирается до глубин 300 км (табл. 10.2, рис. 10.6), ниже которых находится каменно-ледяная мантия, состоящая из гомогенной смеси льдов высокого давления и железокремнистого материала. Каменно-ледяная мантия подстилается центральным железокремнистым ядром, не содержащим льда (*Kuskov, Kronrod, 2005*).

Из табл. 14.3 видно, что модели строения водно-ледяных оболочек Титана, Ганимеда и Каллисто заметно различаются. Первое отличие — суммарная мощность водно-ледяной оболочки Каллисто — около 300 км , в то время как для Ганимеда и Титана она составляет $850\text{--}950 \text{ км}$. Второе — двухслойная модель Каллисто, состоящая из ледяной литосферы и сухого железокремнистого ядра, противоречит ограничениям на момент инерции (*Kuskov, Kronrod, 2005*). Напротив, двухслойная модель Титана состоит из водно-ледяной оболочки, которую подстилает железокремнистое ядро, не содержащее льда.

Модели строения водно-ледяных оболочек Ганимеда в общих чертах можно считать подобными таковой для Титана. Однако Ганимед имеет металлическое ядро, в то время как о существовании Fe—FeS-ядра Титана ничего неизвестно. Поскольку экспериментальный момент инерции отсутствует, то крайне сложно оценить степень достоверности модели внутреннего строения Титана, построенной в работе *Sohl et al. (2003)*.

В модели строения Тритона с внутренним океаном рассмотрена кондуктивная водно-ледяная оболочка, состоящая либо из водяного, либо аммиачного (дигидрат $\text{NH}_3 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$) льда (*Ruiz, 2003*). В обоих случаях тепловой поток с поверхности оказался значительно выше, нежели оцененный по обилиям радиоактивных элементов в железокремнистом ядре хондритового состава $\sim 3,3 \text{ мВт/м}^2$. При таком тепловом потоке океан существует на глубине менее 30 км под ледяной корой из льда $\text{NH}_3 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ и менее 130 км под корой из льда-I (табл. 14.1).

В настоящее время планетологи активно разрабатывают гипотезы механизмов действия водяных вулканов на Энцеладе. Проблема внутренней активности Энцелада обсуждается со времен пролетов аппаратов «Вояджер» (*Morrison и др., 1990*). Новые данные «Кассини» выявили высокую геологическую активность Энцелада в районе южного полюса, где по снимкам спутника с высоким разрешением видны эруптивные выбросы водяного пара (плюм или гейзер) и обновление поверхности за счет процессов криовулканизма (*Porco et al., 2007; Matson et al., 2007*). Высокая активность столь малого по размерам спутника с радиусом всего около 250 км представляется загадочной, ибо источники энергии не вполне ясны. Но, как и в случае Европы, существование приповерхностного океана объясняется тем, что приливный нагрев и радиогенные источники предотвращают замерзание.

Южная полярная область Энцелада имеет необычный рельеф, связанный с разломами длиной около 100 км и получивший название «тигровых полос». Большинство исследователей полагают, что источником энергии извержений служит разогрев недр спутника, обусловленный приливными напряжениями. Источником плюма может быть насыщенный газом приповерхностный океан или залегающие на глубине коровые карманы жидкой воды в равновесии с CO_2 — CH_4 — N_2 -клатратами. По масс-спектрометрическим данным состав газового плюма — 91 % H_2O , 3,2 % CO_2 , 1,6 % CH_4 и 4 % N_2 . Присутствие летучих, растворенных в воде, также препятствует замерзанию океана.

Модели внутреннего строения и активности Энцелада, основанные на данных о его массе и плотности и предположениях о динамике ледяной оболочки, активно обсуждаются в работах (*Porco et al.*, 2006; *Kargel*, 2006; *Hurford et al.*, 2007; *Nimmo et al.*, 2007; *Rappaport et al.*, 2007; *Mitri, Showman*, 2008). Источником энергии извержений считается нагрев из-за приливных деформаций; выделение энергии может быть связано как с вязким трением в недрах спутника, так и с сухим трением краев ледяных плит в коре Энцелада.

Предполагается, что Энцелад имеет силикатное ядро, сложенное водосодержащими минералами, с радиусом 170–190 км и внешнюю водно-ледяную оболочку мощностью ~ 80 км, состоящую из клатратов, жидкой воды, насыщенной газами, и льда H_2O . Примерно те же параметры получены и в модели (*Schubert et al.*, 2007): железокремниевое ядро радиусом 150–170 км, с содержанием силикатной составляющей ~ 50 % или более, которое окружено оболочкой из жидкой воды и льда. Такое внутреннее строение делает Энцелад в некоторой степени похожим на Европу с той лишь принципиальной разницей, что Европа обладает железосульфидным ядром с радиусом, вдвое превосходящим радиус Энцелада (табл. 8.2).

Сравнительный анализ возможности возникновения водяных плюмов на Европе и Энцеладе обсуждается в работе (*Manga, Wang*, 2007). Авторы приходят к выводу, что движущей силой извержения является избыточное давление, образующееся при замерзании внутреннего водного слоя, поскольку плотность жидкой воды превышает плотность льда. Но в случае Европы внешний ледяной слой слишком велик (100–150 км, рис. 8.1), и избыточное давление недостаточно, чтобы разрушить его и дать возможность воде изливаться на поверхность. На Энцеладе ледяная кора много тоньше, вероятно, не превышает 10 км, поэтому давление замерзающего океана оказывается достаточным, чтобы взломать ее и вызвать извержение большого количества жидкой воды. С другой стороны, нельзя исключать и другие источники энергии, о чем говорилось выше. Очевидно, что для более детальной проработки этих гипотез существующей информации недостаточно.

14.7. Заключительные замечания

Орбитальный аппарат «Кассини» продолжает исследование атмосферы, магнитосферы и колец Сатурна и системы ледяных спутников. Не закончена и важнейшая цель экспедиции — изучение атмосферы Титана. Предстоят новые сближения с Титаном и Энцеладом, в результате которых будет получена и новая информация о составе атмосфер и водных плюмов.

Полученные данные в отношении атмосферы Титана, имеющие пока предварительный характер, сводятся к следующему. Молекулярный азот — основная составляющая атмосферы. Помимо N_2 , в атмосфере обнаружен метан: 1,5% в верхней части атмосферы и около 5% вблизи поверхности. В верхней атмосфере спутника обнаружены различные органические молекулы (C_2H_6 , C_3H_8 , C_2H_4 , C_2H_2 , HCN), в том числе содержащие азот. Некоторые из них (C_6H_6 и C_2H_2) были идентифицированы на поверхности Титана. Но в атмосфере отсутствуют первичные инертные газы — ксенон и криптон, а содержание нерадиогенного аргона и CO зафиксировано лишь в микроколичествах — и это самый неожиданный результат, полученный зондом «Пойгенс». Отсутствие первичных инертных газов показывает, что азот образовался из NH_3 , так как захват молекул N_2 каменно-ледяными частицами сопровождался бы захватом молекул тяжелых инертных газов. Источником азота предполагается гидрат аммония ($NH_3 \cdot H_2O$), который вследствие термического или фотохимического разложения привел к образованию N_2 . Значения измеренного изотопного отношения $^{14}N/^{15}N$ оказались в два с половиной раза ниже, чем на Юпитере, и это свидетельствует о потере спутником в ходе эволюции значительной части легкого (^{14}N) азота.

Напротив, в атмосфере Титана измеренное значение $^{12}C/^{13}C$ в молекуле метана оказалось лишь немногим ниже, чем в атмосферах Сатурна и Юпитера, т. е. существенных потерь углерода не происходило. Это, наряду с ростом концентрации метана вблизи поверхности, позволяет говорить о дегазации углерод-содержащих соединений из недр спутника. Метан на Титане играет такую же роль, как и вода на Земле. Вследствие ультрафиолетового излучения Солнца и космического излучения фотолиз метана в атмосфере приводит к образованию сложных органических соединений. Источник CH_4 на спутниках Сатурна не определен. Большинство исследователей полагает, что присутствие метана является ключом к пониманию происхождения Титана, поскольку позволяет найти температурные ограничения на модели аккреционного диска Сатурна на заключительной стадии образования планеты.

Гипотеза о том, что ранняя атмосфера Земли имела восстановленный характер и также состояла из метана, аммиака и водяного пара, и практически не содержала кислорода, позволила Стенли Миллеру (Miller, 1953) смоделировать процесс возникновения биологически важных молекул, включая аминокислоты. В настоящее время атмосфера Земли содержит

78 % азота и около 21 % кислорода, а атмосфера Титана, на 95 % состоящая из азота, кислорода не имеет. Первичная атмосфера Титана, состоящая в основном из NH_3 и CH_4 (см. (14.2)), могла соответствовать условиям, существовавшим на ранней Земле до возникновения жизни. Затем на Титане NH_3 был конвертирован в N_2 в результате солнечного фотоллиза или под воздействием высоких температур и давлений, возникающих при ударных процессах.

Вопрос о химическом составе первичной атмосферы Земли (атмосфера могла иметь сильно восстановленный ($\text{CH}_4\text{—NH}_3$) или слабо восстановленный ($\text{CO}_2\text{—N}_2$) состав) активно обсуждается в литературе (Галимов, 2001; *Kasting, Howard*, 2006). Э. М. Галимов в книге «Феномен жизни» отмечает, что сильно восстановленное состояние аммиачно-метановой атмосферы на ранней стадии эволюции Земли имеет принципиальное значение для условий образования аденозинтрифосфата (АТФ — переносчик энергии в живых клетках) и создает благоприятную обстановку для возникновения жизни (Галимов, 2001). Метан является важнейшим предбиологическим соединением, поскольку в стратосфере Титана обнаружены многочисленные сложные органические соединения, образовавшиеся в результате фотоллиза CH_4 . Присутствие подобных соединений предполагается и в океане Энцелада. Поэтому генезис метана в атмосфере спутников представляется одной из важнейших задач современной космохимии. Установив источник CH_4 на Титане и Энцеладе, многое можно понять в эволюции и зарождении жизни на планетах и спутниках Солнечной системы.

Все это дает основания полагать, что условия на Титане во многом близки существовавшим на нашей планете ~ 4 млрд лет назад, когда на ней только зарождалась жизнь. Руководители проекта «Гюйгенс» с европейской и американской стороны Ж.-П. Лебретон и Д. Мэтсон полагают, что изучение атмосферы Титана и органических соединений чрезвычайно важно с точки зрения понимания физико-химических процессов, протекавших на ранней стадии эволюции Земли (*Lebreton, Matson*, 2007). В этом смысле изучение состава и происхождения атмосферы Титана можно сравнить с путешествием на древнюю Землю.

Сопоставление моделей внутреннего строения Ганимеда, Каллисто и Титана показывает, что строение водно-ледяной оболочки Ганимеда в общих чертах близко к таковой для Титана, в то время как модели внешних оболочек Титана и Каллисто заметно различаются. Однако Ганимед имеет металлическое ядро, а о существовании Fe—FeS -ядра Титана ничего неизвестно. Поскольку момент инерции Титана пока не определен, модели его внутреннего строения имеют предварительный характер.

Материал этой главы охватывает анализ научной литературы, опубликованной на март 2008 г. Окончательные выводы пока делать рано. Поступление новых данных по исследованию атмосферы Сатурна и системы ледяных спутников с помощью КА «Кассини» ожидается в самое ближайшее время.

Заключение

Изучение систем Юпитера и Сатурна, содержащих более 92 % массы всей нашей планетной системы и представляющих естественные лаборатории для исследования проблемы происхождения и эволюции планет Солнечной системы, было начато космическими аппаратами серии «Пионер» и «Вояджер». Результаты этих экспедиций воодушевили исследователей и привели к реализации двух еще более амбициозных проектов «Галилео» и «Кассини—Гюйгенс».

Телекамеры, спектрометры, радиолокационные и другие приборы орбитальных аппаратов передали уникальную информацию об особенностях ударного кратерообразования, тектонической активности, морфологии поверхности и составе атмосфер планет-гигантов и их спутников, о характеристиках тепловых, магнитных и гравитационных полей безводной Ио и водно-ледяных Ганимеда, Каллисто, Европы, Титана, Реи, Япета, Энцелада и др.

Одним из наиболее удивительных результатов миссии «Галилео» является открытие возмущений магнитного поля в окрестностях Европы и Каллисто, которые могут быть связаны с конвективными движениями в океане, расположенном под ледяной оболочкой этих спутников. Имеются признаки существования океана также и в Ганимеде. Международной космической аппарат «Кассини—Гюйгенс», выйдя на орбиту вокруг Сатурна, выпустил зонд «Гюйгенс», совершивший мягкую посадку на поверхность Титана в январе 2005 г. До этой космической экспедиции о химическом составе и внутреннем строении этого спутника — единственного в Солнечной системе, обладающего устойчивой атмосферой, практически ничего не было известно. С помощью зонда были проведены измерения ряда физико-химических параметров атмосферы и изучены ее состав, а также свойства поверхности Титана.

В результате этих межпланетных путешествий была накоплена уникальная информация о тектонической, вулканической и криовулканической активности спутников планет-гигантов, наличии металлических ядер и океанов на ледяных спутниках, специфике состава азотно-метановой атмосферы Титана. Выяснилось, что атмосфера Титана помимо азота и метана содержит сложные органические соединения, образовавшиеся в результате фотолиза метана, но в которой отсутствуют первичные инертные газы — ксенон и криптон, — и это один из самых неожиданных результатов, полученных космическим тандемом «Кассини—Гюйгенс».

В настоящей книге изложены современные представления по фундаментальным проблемам происхождения и эволюции внешней части Сол-

нечной системы, где водяной и другие виды льдов (метановый, аммиачный, углекислый и др.) становятся главными составляющими спутников планет-гигантов, ледяных карликовых планет и астероидов, расположенных за орбитой Нептуна, а также комет. Проведен комплексный анализ этих проблем и детально разработаны модели формирования, внутреннего строения, тепловой эволюции и химической дифференциации крупных спутников Юпитера и Сатурна, объединенные общим физико-химическим подходом и согласованные с современными данными космохимии, геохимии, геофизики и астрофизики. Были привлечены новейшие астрономические наблюдения газопылевых протопланетных дисков вокруг молодых звезд солнечного типа, геохимико-геофизические данные об образовании и эволюции планетных тел, а также лабораторные и теоретические данные по уравнениям состояния минералов, воды, льдов высокого давления и метеоритного вещества. Решение стоящих перед нами задач было реализовано с помощью комплекса компьютерного моделирования эволюции планетарного вещества в системах Юпитера и Сатурна.

В результате проделанной работы:

(1) Построены математические модели газопылевого протопланетного аккреционного диска вокруг молодого Солнца и исследованы термодинамические (термобарические) условия, оказавшие существенное влияние на химический состав Юпитера и Сатурна. С помощью современных астрономических и космохимических данных получены ограничения на основные физические характеристики протопланетного диска, являющиеся входными параметрами моделей. К ним относятся начальное значение углового момента и масса диска, аккреционный поток массы через диск на Солнце, турбулентная вязкость диска и непрозрачность его вещества. В моделях учтены современные наблюдения дисков молодых звезд солнечного типа, свидетельствующие о росте пылевых частиц за время жизни дисков $\lesssim 10$ млн лет. При расчете распределения температуры и поверхностной плотности в диске на ранней стадии образования планет использованы новейшие данные о химическом составе атмосфер Юпитера и Сатурна по данным «Галилео» и «Кассини». Представлен обзор моделей образования и внутреннего строения Юпитера и Сатурна. Дан критический обзор космохимических и геолого-геофизических данных по объектам внешней части Солнечной системы: планетам-гигантам, регулярным спутникам, телам пояса Койпера, кентаврам и кометам.

(2) Построены численные модели термобарической структуры протоспутниковых аккреционных дисков Юпитера и Сатурна, в которых формировались спутники на заключительной стадии аккреции планет. Модели удовлетворяют космохимическим ограничениям на обилия летучих элементов в атмосферах планет-гигантов и Титана по данным экспедиций «Галилео» и «Кассини—Гюйгенс» и ограничениям на содержание H_2O в спутниках, выведенным из моделей их внутреннего строения. В моделях протоспутниковых дисков учтены основные источники нагрева вещества

дисков и растущих протоспутниковых тел: диссипация энергии турбулентных движений в диске, аккреция газа и твердого вещества на диск из областей солнечной туманности, окружавших эти планеты, нагрев излучением молодых Юпитера и Сатурна и тепловым излучением окружающей области солнечной туманности. Получены ограничения на основные параметры дисков во время аккреции спутников: размеры пылевых частиц, турбулентную вязкость и аккреционный поток массы из диска на планету. Рассмотрены столкновения с телами протопланетных дисков и оценено воздействие этих процессов на аккрецию спутников и содержание в них льда воды.

(3) На основе решения системы уравнений (сохранения массы и момента, теплопереноса, термодинамического и гидростатического равновесия) построены современные модели химического состава и внутреннего строения регулярных спутников Юпитера и Сатурна. В качестве опорной информации использованы геофизические ограничения, геохимические данные по составу хондритов, а также термодинамические данные и уравнения состояния метеоритного вещества и льдов высокого давления. Исследована степень дифференциации спутников на оболочки (кора, астеносфера, ледяная литосфера, водный океан, мантия, ядро), оценены их мощности и распределения физических параметров. Определены массы и размеры металлических Fe—FeS-ядер. Ио, Европа и Ганимед — дифференцированные спутники. Ио имеет силикатную кору, астеносферу, под которой находятся твердая или частично расплавленная мантия и Fe—FeS-ядро. Европа и Ганимед состоят из водно-ледяной оболочки, силикатной коры, мантии и железо-сульфидного ядра. Каллисто представляет особый случай не полностью расслоенного планетарного тела, состоящего из водно-ледяной оболочки, каменно-ледяной области (мантии), в которой не произошло разделение льда и скального материала, и железокремнистого ядра (свободного от льда). Модели Титана могут иметь внутреннее строение промежуточное между Ганимедом и Каллисто.

Оценено распределение железа между силикатами, металлом и сульфидом, количество металлического железа и отношение (Fe_{tot}/Si) в железокремнистых ядрах (силикатная кора и мантия + Fe—FeS-ядро) спутников Юпитера. Из сопоставления геохимических параметров спутников и хондритов сделан вывод, что валовый состав безводной Ио и железокремнистых ядер ледяных спутников (Европы, Ганимеда и Каллисто) близок к составу обыкновенных L/LL-хондритов, но существенно отличается от геохимических характеристик H-хондритов и углистых хондритов. Изохимичность железокремнистого материала, формирующего спутники, подразумевает отсутствие Fe/Si-фракционирования по радиусу аккреционного диска Юпитера. Состав лишенной воды Ио совпадает с составом нелетучей фракции ледяных спутников и аккреционного диска Юпитера. Реконструкция химического состава регулярных спутников Юпитера позволяет сделать вы-

вод, что их формирование происходило из вещества, близкого по составу к родительским телам обыкновенных L/LL-хондритов.

Железокаменный материал, из которого формировались спутники, должен отражать химический состав околосолнечного протопланетного диска на орбите Юпитера. Этот материал, вероятно, испытал значительную потерю металла и одновременно восстановление в результате ударной переработки вещества планетезималей, происходившей в зоне планеты-гиганта на завершающей стадии ее аккреции, когда скорости соударения тел значительно возростали под действием мощного гравитационного поля Юпитера. В результате аккреция спутников Юпитера и Сатурна происходила из относительно восстановленного железокаменного материала (Fe—Ni сплава, сульфида железа, силикатов и досолнечных пылевых частиц), водяного льда, клатратов и органического вещества.

(4) Исследована возможность существования внутреннего океана, образовавшегося в процессе термохимической дифференциации ледяных спутников Юпитера и Сатурна, и оценена мощность их водно-ледяных оболочек. Предложены и проанализированы модели строения и агрегатного состояния водно-ледяных оболочек Европы, Ганимеда, Каллисто и Титана. На основе диаграммы состояния H_2O рассмотрены модели со сплошной ледяной оболочкой, состоящей из полиморфных модификаций льдов I, III, V и VI, и модель с внутренним океаном под ледяной корой из льда-I. Аккреционная энергия и последующий радиоактивный нагрев сыграли решающую роль в дифференциации Европы и Ганимеда, в результате чего произошла сепарация льда, скального материала и металлического сплава. Дифференцированные спутники — Европа и Ганимед — состоят из водно-ледяной оболочки мощностью 120–140 км для Европы и 800–900 км для Ганимеда, сухой силикатной мантии L/LL-хондритового состава и железо-сульфидного ядра. Каллисто — частично дифференцированный спутник. Модель Каллисто с внутренним океаном состоит из ледяной коры, подледного океана, каменно-ледяной мантии, состоящей из смеси льдов и скального материала, и центрального железокаменного ядра, не содержащего льда. Геофизически допустимая мощность водно-ледяной оболочки Каллисто оценена в 270–315 км; мощность ледяной коры составляет 135–150 км, а толщина подстилающего водного слоя 120–180 км. Возмущения магнитного поля, зарегистрированные во время пролетов «Галилео» вблизи Европы и Каллисто, могут быть связаны с конвективными движениями в океане.

Содержание H_2O в галилеевых спутниках возрастает с увеличением расстояния от Юпитера — от нуля в безводной Ио, до 6–9 % в Европе и 46–48 % в Ганимеде, и до 49–55 % в Каллисто. Сопоставление моделей показывает, что строение водно-ледяной оболочки Титана близко к таковой для Ганимеда, но заметно отличается от Каллисто. Однако Ганимед имеет металлическое ядро, а о существовании Fe—FeS ядра Титана ничего неизвестно. Поскольку момент инерции Титана пока не определен, моде-

ли его внутреннего строения имеют предварительный характер. Наличие океанов предполагается на Тритоне, Плутоне и ледяных объектах из пояса Койпера.

(5) Орбитальные аппараты «Галилео» и «Кассини—Гюйгенс» изменили наши представления о системах Юпитера и Сатурна. В книге проведена теоретическая интерпретация полученных данных о наличии азота, углеводородов и других газов в атмосфере Титана, гидрологическом цикле на основе метана на Титане, вулканической активности Ио и Энцелада, а также о возможности существования приповерхностных океанов под ледяной корой Европы, Ганимеда, Каллисто, Титана и Энцелада. На основе численных моделей проведено сравнение условий формирования Ганимеда и Титана и возможности образования первичных атмосфер на спутниках. Из измерений КА «Кассини—Гюйгенс» следует, что молекулярный азот — основная составляющая атмосферы Титана. Помимо N_2 , в атмосфере обнаружены метан $\sim 1,5\%$ в верхней части атмосферы и $\sim 5\%$ вблизи поверхности, а также различные органические молекулы, но не зафиксированы первичные инертные газы — ксенон и криптон. Источником азота предполагается гидрат аммония ($NH_3 \cdot H_2O$), который вследствие термического или фотохимического разложения привел к образованию N_2 . Источник метана не определен. Метан является важнейшим предбиологическим соединением и ключом к пониманию происхождения Титана и его атмосферы, по многим параметрам схожей с ранней атмосферой Земли. Генезис метана и других летучих в атмосфере этого спутника Сатурна представляется одной из важнейших задач современной космохимии, а изучение состава атмосферы и органических соединений чрезвычайно важно с точки зрения понимания физико-химических процессов, протекавших на ранней стадии эволюции Земли. Одновременное существование азота, сложных соединений углерода, жидкой воды, содержащей растворенные соли и летучие компоненты, а также различных энергетических источников создает предпосылки для возникновения примитивных форм жизни на некоторых спутниках планет-гигантов.

Материал монографии охватывает оригинальные разработки авторов и анализ научной литературы по системам Юпитера и Сатурна, опубликованной на март 2008 г. Поступление новых данных по исследованию Сатурна и его спутников ожидается в самое ближайшее время в связи с новыми пролетами КА «Кассини».

Аэрокосмические агентства разных стран планируют на период с 2015 по 2025 гг. направить к Юпитеру экспедицию из нескольких космических аппаратов для исследования Европы, Ганимеда и Каллисто. Главной задачей Международного проекта, получившего название «Лаплас», является исследование поверхности Европы. Задачи миссии пока уточняются. Однако уже ясно, что планируется дальнейшее изучение физических полей, морфологии поверхности галилеевых спутников и их внутреннего строения, определение толщины водно-ледяных оболочек и наличия или

отсутствия океана под ледяной корой. Особая роль будет отведена и астробиологическому контексту миссии, поскольку предполагается, что спускаемый аппарат займется поисками простейших форм жизни на Европе.

Исследование регулярных спутников планет-гигантов становится все более важным и для понимания природы внесолнечных планетных систем. Еще недавно подавляющее большинство обнаруженных планетных систем существенно отличалось от Солнечной системы наличием массивных «горячих Юпитеров», движущихся на круговых орбитах с гораздо меньшим радиусом, чем орбита Меркурия, или же на сильно вытянутых орбитах. Однако с увеличением точности и длительности наблюдений находят все больше планетных систем, похожих на нашу, таких как система у звезды 55 Спс. У нее обнаружена не только планета-гигант с массой около 4 масс Юпитера на круговой орбите, сходной с орбитой Юпитера, но и планета с массой, в 45 раз большей массы Земли, расположенная, по-видимому, в зоне обитаемости, где температурные условия допускают существование жидкой воды. Изучение внесолнечных аналогов Солнечной системы позволит лучше понять происхождение подобных систем и поможет в изучении особенностей Солнечной системы, к которым относятся и спутниковые системы планет-гигантов.

Глоссарий

Список часто употребляемых терминов

Аккреция (от лат. *accretio* — приращение, увеличение) (в астрофизике) — падение вещества на космическое тело (напр., звезду, планету) под действием силы гравитации. При не равном нулю *угловом моменте* вещества оно падает не прямо на центральное тело, а сначала образует *аккреционный диск*, происходит так называемая дисковая А. Примеры: А. вещества *аккреционной оболочки* на аккреционный диск вокруг *протозвезды*, А. вещества аккреционного диска на звезду (напр., раннее Солнце). При А. выделяется гравитационная энергия, которая нагревает то тело, на которое падает вещество, а при А., идущей через диск (дисковой аккреции), нагревается и сам диск.

В космохимической литературе термин **аккреция** (особенно зарубежной и переводной) часто обозначает рост *планетезималей* или планет в результате падения на них вещества (газа, пылевых частиц или крупных тел). Для обозначения роста планет за счет объединения твердых тел в русскоязычной литературе (а также зарубежной — по планетной космогонии и геофизике) обычно используют термин *аккумуляция*.

Аккреционная оболочка — газопылевая оболочка вокруг *протозвезды* (в частности *протосолнца*) и формирующегося *газопылевого околозвездного диска* на стадии *коллапса протозвездного* (протосолнечного) *облака*. Вещество А. О. находится в состоянии падения (*аккреции*) на протозвезду и окружающий ее диск.

Аккреционные диски — газовые или *газопылевые диски* вокруг космических тел (напр., звезд, планет), характерные тем, что через них идет *аккреция* вещества на центральное тело, к которому вещество, в силу вращения диска, приближается по спирали; при этом А. Д. теряет массу и (в меньшей степени) *угловой момент*. Одновременно на А. Д. идет аккреция вещества из какого-либо внешнего источника, передающего А. Д. массу и *угловой момент*. В зависимости от соотношения между поступлением массы в А. Д. и ее оттоком на центральный объект масса А. Д. может расти, уменьшаться или оставаться почти постоянной. Масса А. Д. вокруг растущей *протозвезды* (*протосолнца*) увеличивается, тогда как масса А. Д. вокруг звезды (Солнца) на *стадии Т Тельца* убывает. Из-за того, что поток массы через А. Д. направлен к центру, выделяется гравитационная энергия, нагревающая вещество по всей толщине А. Д.

Аккумуляция — рост *допланетных тел* и образование планет путем объединения гравитационно взаимодействующих допланетных тел при взаимных столкновениях.

Астероид — малая планета, которая имеет близкую к круговой орбиту, лежащую в плоскости эклиптики между орбитами Марса и Юпитера (1,7–4 а. е.). Их более 10 тыс., суммарная масса $\sim 1,1 \times 10^{22}$ кг, т. е. около 15 % массы Луны. Самые крупные астероиды — Церера, Паллада и Веста (средний диаметр около 1000, 600 и 500 км соответственно).

Астрономическая единица (а. е.) — среднее расстояние от Земли до Солнца.
1 а. е. = $1,496 \times 10^8$ км.

Возраст солнечной системы — изучение образцов пород Земли, Луны, метеоритов, а также результаты наблюдений за эволюцией тел Солнечной системы указывают на ее образование около 4,6 млрд лет назад.

Вязкая диссипация — диссипация в допланетном диске энергии, имеющей изначально гравитационную природу и, благодаря вероятной турбулентности диска, преобразующейся в тепло.

Вязкость допланетного (аккреционного) диска — свойство газовой среды диска оказывать сопротивление перемещению одной части диска относительно другой (небольшое содержание пыли в газовой среде диска не оказывает существенного влияния на его ν). Поскольку диск находится в поле тяготения Солнца, то его соседние области, одна из которых находится чуть дальше от Солнца, чем другая, вращаются с разными угловыми скоростями (согласно кеплеровскому закону, более удаленная область вращается медленнее). Поэтому на поверхности между этими областями существует тангенциальная (касательная) тормозящая сила, которая при фиксированном градиенте угловых скоростей на заданном расстоянии от Солнца пропорциональна ν диска. Большая величина ν , необходимая для эффективного перераспределения *углового момента* и массы диска, вероятно, была обеспечена турбулентностью в диске.

Газопылевые околозвездные диски — диски вокруг молодых звезд, наблюдаемые в инфракрасной области спектра, в которой излучают на несколько порядков больше энергии, чем центральная звезда, а также в оптическом диапазоне — на фоне ярких туманностей (напр., Ориона). Их толщина много меньше их радиуса, но непостоянна: увеличивается с радиальным расстоянием от звезды. Масса газа в них определяется с меньшей точностью, чем масса пыли, но отношение этих масс не противоречит предположению о солнечном отношении элементов в них. Г. О. Д. существуют у многих молодых звезд (с возрастaми $\sim 0,1$ –10 млн лет) малой массы, к которым относилось и раннее Солнце. По ряду признаков многие Г. О. Д. вокруг молодых звезд являются *аккреционными дисками*. Предполагается, что Г. О. Д. у молодых звезд малой массы (солнечного

типа) являются *допланетными дисками*. Это предположение подтверждается свидетельствами увеличения размера пылевых частиц в дисках с возрастaми в несколько миллионов лет и тем, что параметры Г. О. Д. у звезд солнечного типа совпадают с теоретически полученными значениями для допланетного диска вокруг раннего Солнца.

Галилеевы (регулярные) спутники — четыре спутника Юпитера *Ио, Европа, Ганимед, Каллисто*; открыты в начале XVII в. почти одновременно Си-моном Марием и Галилео Галилеем.

Галлея комета — *комета*, вращается вокруг Солнца в направлении, противоположном планетам. Возвращается к нему через 76 лет, теряя при этом около 0,1 % своей массы. Захвачена Юпитером на современную орбиту около 200 тыс. лет назад, когда ее ядро имело диаметр 19 км. Теперь он 11 км. Предположительно исчезнет через 300 тыс. лет.

Ганимед — третий от планеты галилеев спутник Юпитера, самый большой спутник в Солнечной системе, даже больше Меркурия. Согласно моделям внутреннего строения, рассчитанным с учетом экспериментальных данных о его гравитационном поле, Г. имеет каменно-ледяной состав и дифференцированное строение (ледяная или водно-ледяная внешняя оболочка мощностью около 900 км, силикатная мантия, железо-сульфидное ядро). На поверхности следы тектонической активности.

Главная последовательность — на *диаграмме Герцшпрунга—Рассела* — узкая полоса (идушая из левого верхнего угла к правому нижнему), на которой находится подавляющее число наблюдаемых звезд. Последнее объясняется тем, что в звездах на Г. П. идет термоядерная реакция горения водорода, занимающая подавляющую часть времени эволюции звезды. Солнце находится на Г. П. Место звезды на Г. П. определяется ее массой; Солнце как звезда малой массы находится ближе к нижнему левому краю Г. П. Молодые звезды (напр., Т Тельца) находятся на диаграмме Герцшпрунга—Рассела слева от главной последовательности.

Диаграмма Герцшпрунга—Рассела (диаграмма спектр—светимость) — график, выражающий связь между двумя основными характеристиками звезды — светимостью и спектральным классом. Спектральный класс можно выразить через эффективную температуру звезды. Самые горячие звезды лежат в левой его части, а звезды высокой светимости — вверху. От верхнего левого угла к нижнему правому проходит *главная последовательность*, на которую звезды солнечного типа попадают в возрасте 10 млн лет, приближаясь к ней слева. Молодые звезды, к которым относятся звезды типа Т Тельца, называются звездами до главной последовательности.

Допланетный диск (протопланетный диск, солнечная туманность, солнечная небула, допланетное облако) — согласно теоретическим представлениям, газопылевой диск вокруг раннего Солнца, из которого образовались

планеты и малые тела Солнечной системы. Вещество Д. Д. вращается дифференциально, при удалении от Солнца скорость вращения убывает по кеплеровскому закону. Толщина диска мала по сравнению с его радиусом, который мог достигать 50–100 а. е. при массе диска 0,02–0,2 массы Солнца. В то же время толщина диска увеличивается с удалением от Солнца. По этим характеристикам Д. Д. является аналогом наблюдаемых *газопылевых околозвездных дисков*. В связи с этим по современным представлениям Д. Д. был также *аккреционным диском*, нагреваемым изнутри благодаря *вязкой диссипации*. Так же как и околозвездные диски, Д. Д. сначала проходил стадию формирования вокруг *протосолнца* (в течение $\sim 0,1$ млн лет), когда его масса росла. Затем в течение ~ 10 млн лет вокруг Солнца на стадии Т Тельца Д. Д. проходил стадию диссипации, на которой благодаря *аккреции* и перераспределению *углового момента* его масса уменьшалась из-за падения вещества на Солнце, а радиус увеличивался. Согласно современным численным моделям образования планет, до окончания этой стадии (до удаления газа) выросли газовые гиганты Юпитер и Сатурн, а во внутренней области находился рой *допланетных тел*, из которых за ~ 100 млн лет аккумулировались планеты земной группы.

Допланетные тела — *планетезимали* или более крупные тела, образующиеся в результате объединения (*аккумуляции, аккреции*) *планетезималей*; в результате *аккумуляции* Д. Т. образуются планеты.

Европа — 2-й от планеты галилеев спутник Юпитера. Имеет водно-ледяную оболочку мощностью 100–150 км, каменную мантию, железо-сульфидное ядро. В соответствии с моделями, содержание H_2O менее 10 %.

Железные метеориты — метеориты, состоящие в основном из Fe–Ni сплава.

Излучающая поверхность допланетного диска («фотосфера») — поверхность (с каждой из двух сторон диска), с которой собственное тепловое (инфракрасное) излучение диска может свободно покинуть его (без поглощения и рассеяния). Математически это условие выражается тем, что *оптическая глубина* для исходящего излучения на уровне И. П. Д. близка к единице (в модели серой атмосферы диска, в которой поглощение излучения не зависит от частоты, И. П. соответствует оптической глубине, равной $2/3$). Высота И. П. относительно *средней плоскости* диска на расстоянии r обозначается через $z_s(r)$.

Импактное плавление — плавление вещества соударяющихся тел (больших метеоритов, комет, планетезималей).

Ио — ближайший к планете галилеев спутник Юпитера. Имеет кору, астеносферу, силикатную мантию и железо-сульфидное ядро. Характеризуется мощной вулканической активностью.

Каллисто — 4-й от планеты галилеев спутник Юпитера. Согласно современным моделям внутреннего строения, Каллисто представляет особый

случай частично дифференцированного планетарного тела, состоящего из водно-ледяной (или чисто ледяной) оболочки, каменно-ледяной области (мантии), в которой не происходило разделение льда и скального материала, и железокамennого ядра (свободного от льда).

Кальциево-алюминиевые (CAI) включения — обогащенные кальцием и алюминием включения, часто присутствующие в CV, CO и CM-хондритах.

Коллапс протозвездных облаков — быстрое (за время свободного падения) их сжатие под действием собственной гравитации. На стадии коллапса сначала в центре коллапсирующего протозвездного облака образуется зародыш звезды — *протозвезда*, вокруг которой начинает формироваться *газопылевой околзвездный диск*, являющийся *аккреционным диском*. Одновременно на протозвезду и диск падает вещество из *аккреционной оболочки* (так называемая аккреционная стадия коллапса). Длительность К. П. О. практически совпадает с длительностью существования *протозвезд* и составляет от 0,1 до нескольких десятых миллиона лет.

Кома — почти сферическая газопылевая оболочка, окружающая голову кометы при ее приближении к Солнцу.

Комета — небесное тело Солнечной системы, состоящее из частиц льда и пыли (ядро), вращающееся вокруг Солнца по значительно вытянутой орбите. При приближении к Солнцу вокруг кометы образуется кома и хвост. Сосредоточены на периферии Солнечной системе. Средняя масса ядра 1–100 млрд кг, диаметр — 200–1200 м, плотность 200 кг/м. При каждом возвращении к Солнцу лед испаряется, покидает ядро, увлекая за собой частицы пыли и льда. При этом вокруг *ядра* образуется сферическая оболочка — *кома*, длинный плазменный хвост, направленный от Солнца, и пылевой *хвост*. Подразделяются на короткопериодические (с периодом вращения < 200 лет, захвачены гравитационным полем Юпитера, известно около 200) и долгопериодические (с периодом вращения вокруг Солнца от нескольких тысяч до десятков и сотен млн лет, известно более 700).

Летучесть (фугитивность) — термодинамическое свойство, описывающее химический потенциал газообразных частиц. Летучесть (f_i) используется вместо парциального давления (p_i), чтобы описать неидеальность равновесия газовой смеси. Соотношение между летучестью и парциальным давлением: $f_i = \Upsilon_i p_i$, где Υ_i — коэффициент летучести.

Межпланетные пылевые частицы (IDP — Interplanetary Dust Particle) — продукт развала комет, метеоритов и других тел Солнечной системы.

Непрозрачность вещества — величина, характеризующая поглощение потока излучения на единице его пути и приходящаяся на единицу плотности вещества. H — величина, обратная расстоянию, на котором плоскопараллельный поток излучения в веществе с единичной плотностью

ослабляется в e раз. Таким образом, в отличие от коэффициента поглощения, H зависит только от химического состава и структуры вещества и не зависит от его плотности. Интеграл от произведения H на плотность по расстоянию, отсчитываемому вниз от верхних слоев атмосферы диска, называется *оптической глубиной*. Следует различать H для определенной длины волны и H , усредненную по спектру; в зависимости от способа осреднения различают росселандову и планковскую средние непрозрачности. Для допланетного диска H определяется пылевой компонентой вещества, несмотря на то что ее содержание по массе меньше 2%. Для фиксированного химического состава H зависит от размера пылевых частиц.

Облако Оорта (Оорта—Эпика) — облако комет (до 100 млрд) на периферии Солнечной системы (расстояние от Солнца 20 тыс. — 200 тыс. а. е.). Существуют разные гипотезы образования О. О. Одна из них (динамически более обоснованная) предполагает, что в начале эволюции Солнечной системы огромное количество *планетезималей*, находившихся в области образования Урана и Нептуна, испытывали гравитационные возмущения своих орбит, вызванные растущими планетами. Многие из них были выброшены из Солнечной системы, часть попала внутрь ее, где разрушилась, часть оказалась в облаке О.-Э. Согласно еще одной гипотезе, Солнце захватывает кометы на своем пути через гигантские молекулярные облака при обращении вокруг центра Галактики, и потеря комет непрерывно восполняется.

Обыкновенные хондриты — самый распространенный тип хондритовых метеоритов. Подразделяются на группы H, L и LL, различающиеся как по общему содержанию железа и других сидерофильных элементов, так и по соотношению металлического и окисленного железа.

Оптическая глубина того или иного уровня диска, напр., его *излучающей поверхности* — определяет поглощение потока излучения выше этого уровня, т. е. от этого уровня до самого верха атмосферы диска (формально — до бесконечности). На О. Г., равной единице, плоскопараллельный поток излучения ослабляется в e раз. О. Г. равна интегралу от коэффициента (показателя) поглощения по расстоянию, на котором поглощается излучение. Коэффициент поглощения можно представить в виде произведения плотности вещества на его *непрозрачность*, зависящую от химического состава и структуры вещества. Различается О. Г. для излучения данной длины волны λ и О. Г., усредненная по всем λ (соответствующая усреднению по λ коэффициента поглощения и непрозрачности).

Планетезимали — твердые *допланетные тела* в *допланетном диске* от малых до астероидных размеров. Согласно современным теоретическим представлениям, из планетезималей в результате процесса *аккумуляции* образовались более крупные *допланетные тела*, а затем планеты.

Поверхностная плотность диска — масса его вещества, приходящаяся на единицу поверхности, т. е. заключенная в столбце единичного сечения, расположенном поперек диска, от одной поверхности до другой.

Поглощающая поверхность (оптическая поверхность) допланетного диска — поверхность, на которой диск поглощает падающее на него солнечное излучение. Этому условию соответствует равенство единице *оптической глубины* для падающего на диск оптического излучения. Из-за большей величины непрозрачности для солнечного (оптического) излучения по сравнению с непрозрачностью для собственного (инфракрасного) излучения диска П. П. находится несколько выше излучающей поверхности.

Протозвезды — растущие звезды на стадии *коллапса протозвездных облаков*, окруженные непрозрачной в оптическом диапазоне *аккреционной оболочкой*. Вокруг ряда П. внутри их *аккреционных оболочек* обнаружены растущие *околосветные газопылевые диски*.

Протозвездные облака (протозвездные туманности) — области (ядра) межзвездных газопылевых облаков (молекулярных облаков) с наибольшей плотностью ($\sim 10^4 - 10^6 \text{ см}^{-3}$), в которых могут начинаться *коллапс* и образовываться *протозвезды*. Содержание пыли в П. О. составляет $\sim 1\%$ по массе.

Протосолнце — раннее Солнце на стадии протозвезды.

Регулярные спутники — обращаются по почти круговым орбитам, расположенным в экваториальной плоскости планеты, в направлении ее вращения. Эти особенности орбит, наряду с преимущественно газовым составом Юпитера и Сатурна, явно свидетельствуют об их образовании в протоспутниковых газопылевых аккреционных дисках (субнебулах), окружавших Юпитер и Сатурн на стадии аккреции (роста) этих планет, аналогично образованию планет в газопылевом протопланетном диске (солнечной небуле) вокруг молодого Солнца.

Светимость — энергия, излучаемая звездой в единицу времени, обычно дается в единицах Солнца.

Средняя плоскость (экваториальная плоскость) допланетного диска (mid-plane) — плоскость симметрии, перпендикулярная оси вращения диска. На любом радиальном расстоянии от Солнца (r) характеризуется максимальными для данного r значениями термодинамических параметров — температуры, давления и плотности.

Стадия Т Тельца эволюции раннего Солнца и допланетного диска — стадия, названная по звездам типа Т Тельца, а точнее, по одному из двух их основных подтипов, классическим звездам Т Тельца (CTTS). Форма инфракрасных спектров их излучения свидетельствует о том, что они

окружены массивными *газопылевыми дисками* и что это аккреционные диски. По положению на *диаграмме Герцишпрунга—Рассела* классические звезды Т Тельца попадают на теоретические треки звезд до *главной последовательности* и занимают область с диапазоном возрастов 0,1–10 млн лет. Достаточный статистический набор звезд Т Тельца позволяет оценить изменение с возрастом таких их параметров, как светимость, темп аккреции из диска на звезду, массу окружающего их диска. Это, в свою очередь, позволяет рассмотреть эволюцию звезды солнечной массы в течение указанного периода времени, называемого стадией Т Тельца, за который светимость звезды уменьшается на порядок от ~ 5 светимостей современного Солнца, темп аккреции уменьшается на 1,5–2 порядка, масса диска на порядок.

Темп аккреции (полный аккреционный поток массы, скорость аккреции) из диска на звезду (раннее Солнце) — масса вещества, падающего из диска на звезду (Солнце) в единицу времени.

Титан — самый большой спутник Сатурна и второй по размерам после Ганимеда в Солнечной системе. Единственный спутник, обладающий плотной атмосферой, состоящей в основном из молекулярного азота с примесью метана и других газов; давление на его поверхности 1,5 бар.

Углистые хондриты — примитивные каменные метеориты, содержащие до 4 % углерода. В зависимости от состава и минералогии подразделяются на группы — CI, CM, CO, CV, CR и CH. Большинство углистых хондритов высоко окислены и имеют химический состав, сходный с составом солнечной фотосферы, за исключением высоко летучих элементов.

Угловой момент (момент количества движения относительно оси вращения) — для точечной массы или (бесконечно) малого объема — произведение массы и векторного произведения скорости точки (объема) на ее расстояние от оси вращения. Для массы, распределенной по объему (не малому по сравнению с кубом расстояния до оси вращения), полный угловой момент определяется интегрированием по всему объему. Сохранение углового момента системы при отсутствии внешних сил — один из фундаментальных законов сохранения.

Удельный угловой момент — угловой момент, приходящийся на единицу массы.

Уровень конденсации водяного льда в допланетном диске — высота, на которой на данном радиальном расстоянии значения давления и температуры соответствуют началу равновесной конденсации водяного льда из газа солнечного состава.

Уровень конденсации магнезиальных силикатов и/или железа в допланетном диске — высота, на которой на данном радиальном расстоянии

P–T-условия соответствуют началу равновесной конденсации из газовой фазы допланетного диска наиболее тугоплавкой из указанных компонент.

Фотосфера — нижний слой атмосферы звезды, в котором формируется доходящий до нас непрерывный спектр излучения. В верхних слоях Ф. формируются также спектральные линии поглощения атомов и ионов. Интенсивность и спектральное распределение излучения Ф. несут информацию о ее химическом составе. У Солнца толщина Ф. составляет 200–300 км, в которых температура убывает (изнутри наружу) от 8000 до 4500 К (эффективная температура около 6000 К). Из Ф. исходит почти все излучение Солнца, поэтому мы наблюдаем Ф. как его видимую поверхность.

Хвост кометы — поток газа и пыли, образующийся из комы кометы под воздействием Солнца при приближении к нему кометы на расстояние $\lesssim 2$ а. е.

Хондриты — самые распространенные каменные метеориты, содержащие хондры — силикатные шарики. Подразделяются на три основных класса — углистые, энстатитовые и обыкновенные. Каменные метеориты, не содержащие хондр, называются ахондритами.

Хондры — миллиметрового размера, обычно сферической формы объекты, состоящие главным образом из оливина и/или низко-Са пироксена, найденные в хондритовых метеоритах.

Энстатитовые хондриты — высоко восстановленные хондритовые метеориты, состоящие главным образом из энстатита (MgSiO_3), никелистого железа (Fe-Ni) и троилита (FeS). Различают две группы — EH (энстатитовые хондриты с высоким содержанием железа) и EL (энстатитовые хондриты с низким содержанием железа).

Ядро кометы — центральная часть кометы, состоящая из каменистого вещества и льдов воды и других газов.

SNC (Shergottite, Nakhilites, Chassignites) метеориты — группа ахондритов, происхождение которых связывается с Марсом.

Литература

1. Авсюк Ю. Н. Эволюция системы Земля—Луна и ее место среди проблем небесной механики // Геотектоника. 1993. № 1. С. 13–22.
2. Альвен Х., Аррениус Г. Эволюция Солнечной системы. М.: Мир, 1979. 512 с.
3. Альтшулер Л. В. Применение ударных волн в физике высоких давлений // УФН. 1965. Т. 85. С. 199–258.
4. Альтшулер Л. В., Симаков Г. В., Трунин Р. Ф. К вопросу о химическом составе ядра Земли // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1968. № 1. С. 3–6.
5. Андерсон Д. Л. Происхождение и состав Луны // Космохимия Луны и планет / Под ред. А. П. Виноградова. М.: Наука, 1975. С. 651–670.
6. Анфилогов В. Н., Хачай Ю. В. Возможный вариант дифференциации вещества на начальном этапе формирования Земли // Доклады РАН. 2005. Т. 403. № 6. С. 803–806.
7. Ассур А. Некоторые перспективные направления исследования в механике льда // Физика и механика льда / Под ред. П. Трюде. М.: Мир, 1983. С. 13–23.
8. Базаров И. П. Термодинамика. М.: Изд-во физ-мат лит-ры, 1961. 292 с.
9. Базилевский А. Т. Новые изображения поверхности Европы: Миссия «Галилео» продолжается // Астрон. вестн. 1997. Т. 31. № 6. С. 567–570.
10. Базилевский А. Т., Иванов М. А., Крючков В. П. О разрушении ударных кратеров Каллисто // Астрон. вестн. 2000. Т. 34. С. 302–311.
11. Барсукова В. Л. Сравнительная планетология и ранняя история Земли // Геохимия. 1985. № 1. С. 3–19.
12. Белашенко Д. К., Кусков О. Л., Островский О. И. Модель погруженного атома для жидких растворов Fe—S // Неорг. Мат. 2007. 43. С. 1113–1125.
13. Бернс Дж. А. (ред.). Спутники планет. М.: Мир, 1980. 631 с.
14. Бернс Дж. А. Некоторые основные данные о спутниках // Система Сатурна. М.: Мир, 1990. С. 297–325.
15. Бернс Дж. А. Динамическая эволюция и происхождение марсианских лун // Спутники Марса / Под ред. П. Сейделмена. М.: Мир, 1981. С. 70–94.
16. Борисов М. В., Шваров Ю. В. Термодинамика геохимических процессов. М.: Изд-во МГУ, 1992. 256 с.
17. Борн Б., Хуань Кунь. Динамическая теория кристаллических решеток. М.: Изд-во иностран. литер, 1958. 488 с.
18. Боярчук А. А., Рускол Е. Л., Сафронов В. С., Фридман А. М. Происхождение Луны: спутниковый рой или мегаимпакт? // Докл. РАН. 1998. Т. 361. № 4. С. 481–484.
19. Буллен К. Е. Введение в теоретическую сейсмологию. М.: Мир, 1966.
20. Бурба Г. А. Номенклатура деталей рельефа галилеевых спутников Юпитера. М.: Наука, 1984. 88 с.
21. Бусарев В. В. Гидратированные силикаты на астероидах М-, S- и E-типов как возможные следы столкновений с телами из зоны роста Юпитера // Астрон. вестн. 2002. Т. 36. С. 39–47.

22. Бушман А. В., Фортвов В. Е. Модели уравнения состояния веществ // УФН. 1983. Т. 140. С. 177–232.
23. Ваньян Л. Л. Электромагнитные зондирования. М.: Научный мир, 1997. 219 с.
24. Ванюков А. В., Зайцев В. Я., Быстров В. П. Влияние поверхностных свойств на разделение фаз при металлургических плавках // Поверхностные явления в расплавах и возникающих из них твердых фазах / Под ред. А. А. Аппена и др. Нальчик: Кабардино-Балкарское изд-во, 1965. С. 522–527.
25. Веврка Дж. Поверхности Фобоса и Деймоса // Спутники Марса / Под ред. П. Сейделмена. М.: Мир, 1981. С. 52–69.
26. Вегенер А. Происхождение Луны и ее кратеров. М.: ГИЗ, 1923. 48 с.
27. Виноградов А. П. Вещество метеоритов // Геохимия. 1965. № 11. С. 1275–1312.
28. Виноградов А. П. Дифференциация вещества Луны // Космохимия Луны и планет / Под ред. А. П. Виноградова. М.: Наука, 1975. С. 5–28.
29. Витязев А. В., Печерникова Г. В. Ранняя дифференциация Земли и проблема лунного состава // Физика Земли. 1996. № 6. С. 3–16.
30. Витязев А. В., Печерникова Г. В., Сафронов В. С. Планеты земной группы. Происхождение и ранняя эволюция. М.: Наука, 1990. 295 с.
31. Войтковский К. Ф. Основы гляциологии. М.: Наука, 1999. 255 с.
32. Воронов А., Стром Р. Г., Гарнис М. Интерпретация кратерной летописи от Меркурия до Ганимеда и Каллисто. Спутники Юпитера / Под ред. Д. Моррисона. М.: Мир, 1986. Т. 2. С. 5–48.
33. Вуд Б. Дж. Термодинамика многокомпонентных систем с твердыми растворами // Термодинамическое моделирование в геологии / Под ред. И. Кармайкла и Х. Ойгстера. М.: Мир, 1992. С. 82–109.
34. Вуд Дж. Метеориты и происхождение Солнечной системы. М.: Мир, 1971. 172 с.
35. Галимов Э. М. Изотопы углерода в нефтегазовой геологии. М.: Недра, 1973. 384 с.
36. Галимов Э. М. Проблема происхождения Луны. Основные направления геохимии / Под ред. Э. М. Галимова. М.: Наука, 1995. С. 8–43.
37. Галимов Э. М. Нарастивание ядра Земли как источник ее внутренней энергии // Геохимия. 1998. № 8. С. 755–758.
38. Галимов Э. М. О происхождении вещества Луны // Геохимия. 2004а. № 7. С. 691–706.
39. Галимов Э. М. Состояние и перспективы исследования Луны и планет // Вестн. РАН. 2004б. Т. 74. С. 1059–1081.
40. Галимов Э. М. Феномен жизни: между равновесием и нелинейностью. Происхождение и принципы эволюции. М.: URSS, 2001. 256 с.
41. Галимов Э. М., Кривоцов А. М., Забродин А. В. и др. Динамическая модель образования системы Земля—Луна // Геохимия. 2005. № 11. С. 1139–1150.
42. Галкин И. Н. Геофизика Луны. М.: Наука, 1978. 176 с.
43. Гаррелс Р. М., Крайст Ч. Л. Растворы, минералы, равновесия. М.: Мир, 1968. 368 с.
44. Герелс Т. (ред.). Юпитер. Происхождение и внутреннее строение. Спутники. М.: Мир, 1978.
45. Геря Т. В., Подлесский К. К., Перчук Л. Л. и др. Уравнение состояния минералов для петрологических баз термодинамических данных // Петрология. 1998. Т. 6. С. 563–578.
46. Гиббс Дж. В. Термодинамика. Статистическая механика. М.: Наука, 1982. 584 с. (ср. «Классики науки»).

47. *Гринберг Р.* Эволюция орбит галилеевых спутников // Спутники Юпитера / Под ред. Д. Моррисона. М.: Мир, 1985. Т. 1. С. 79–107.
48. *Гуревич В. М., Кусков О. Л., Гавричев К. С., Тюрин А. В.* Теплоемкость и термодинамические функции эпсомиа $MgSO_4 \cdot 7H_2O(k)$ в области 0–303 К // Геохимия. 2007. № 2. С. 237–240.
49. *Гуревич Л. Э., Лебединский А. И.* Об образовании планет. I. Гравитационная конденсация // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1950. Т. 14. № 6. С. 765–775.
50. *Гусев А., Кавано Н., Петрова Н.* Моделирование диссипации мультифазного внутреннего строения и перспективы наблюдений тонких эффектов вращения Луны // Тр. межд. астр. конф. Основные направления развития астрономии в России. КГУ, 2004. С. 269–274.
51. *Дайел П., Паркин К., Дейли В.* Лунная электропроводность, магнитная проницаемость и температура по данным магнитных экспериментов экспедиций «Аполлон» // Космохимия Луны и планет. М.: Наука, 1975. С. 5–28.
52. *Демидова С. И., Назаров М. А., Лоренц К. А. и др.* Химический состав лунных метеоритов и вещества лунной коры // Петрология. 2007. Т. 15. С. 416–437.
53. *Джевит Д., Клейна Я., Шенпарт С.* Самые странные спутники в Солнечной системе // В мире науки. 2006. № 11. С. 23–29.
54. *Додд Р. Т.* Метеориты. М.: Мир, 1986. 384 с.
55. *Долгинов Ш. Ш., Ерошенко Е. Г., Жузгов Л. Н. и др.* Магнетизм и электропроводность Луны по данным «Лунохода-2» // Космохимия Луны и планет. М.: Наука, 1975. С. 314–322.
56. *Дорогокупец П. И.* Уравнение состояния и согласованные термодинамические функции минералов // Петрология. 2001. Т. 9. С. 612–622.
57. *Дорофеева В. А., Борунов С. П.* Химический и изотопный состав атмосфер планет-гигантов // Геохимия. 1990. № 9. С. 1219–1231.
58. *Дорофеева В. А., Макалкин А. Б.* Фракционирование протовещества галилеевых спутников в остывающем плотном диске Юпитера // Геохимия. 2003. № 11. С. 1172–1180.
59. *Дорофеева В. А., Макалкин А. Б.* Эволюция ранней Солнечной системы: Космохимические и физические аспекты. М.: URSS, 2004. 288 с.
60. *Дорофеева В. А., Макалкин А. Б., Мироненко М. В., Витязев А. В.* Реконденсация вещества в протопланетном диске // Происхождение Солнечной системы: Кинетические и термодинамические аспекты / Под ред. А. В. Витязева. М.: Наука, 1993. С. 45–72.
61. *Дорофеева В. А., Ходаковский И. Л.* Расчет равновесного состава многокомпонентных систем «методом минимизации» по константам равновесия // Геохимия. 1981. № 1. С. 129–135.
62. *Дьяконова М. И., Харитонова В. Я., Явнель А. А.* Химический состав метеоритов. М.: Наука, 1979.
63. *Жариков В. А.* Основы физической геохимии. М.: Наука, 2005. 654 с.
64. *Жарков В. Н.* Внутреннее строение Земли и планет. М.: Наука, 1983. 416 с.
65. *Жарков В. Н.* Геофизические исследования планет и спутников. М.: ОИФЗ РАН, 2003.
66. *Жарков В. Н.* Теория равновесной фигуры и гравитационного поля галилеева спутника Ио. Второе приближение // Письма в Астрон. ж. 2004. Т. 30. С. 548–560.
67. *Жарков В. Н., Гудкова Т. В.* Модели внутреннего строения Марса и отношение Fe/Si // Астрон. вестн. 1998. Т. 32. С. 403–412.

68. *Жарков В. Н., Калинин В. А.* Уравнения состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах. М.: Наука, 1968. 312 с.
69. *Жарков В. Н., Карамурзов Б. С.* Модели, фигуры и гравитационные моменты спутников Юпитера Ио и Европы // Письма в Астрон. ж. 2006. Т. 32. С. 549–560.
70. *Жарков В. Н., Макалкин А. Б., Трубицын В. П.* Модели Юпитера и Сатурна. I. Исходные данные // Астрон. ж. 1974. Т. 51. Вып. 4. С. 829–840.
71. *Жарков В. Н., Собисевич А. Л.* Моменты инерции и чандлеровский период для двух- и трехслойных моделей галилеевого спутника Ио // Письма в Астрон. ж. 2005. Т. 31. С. 226–233.
72. *Жарков В. Н., Трубицын В. П.* Теория фигуры гидростатически равновесных вращающихся планет. Третье приближение // Астрон. ж. 1969. Т. 46. Вып. 6. С. 1252–1263.
73. *Жарков В. Н., Трубицын В. П.* Физика планетных недр. М.: Наука, 1980. 448 с.
74. *Жарков В. Н., Трубицын В. П., Самсоненко Л. В.* Физика Земли и планет: Фигуры и внутреннее строение. М.: Наука, 1971. 384 с.
75. *Иванов А. В.* Метеорит Kaidun: Структура, состав, происхождение. Автореф. дис. ... докт. геол.-минерал. наук. М.: ГЕОХИ, 2003. 47 с.
76. *Кабан М. К.* Структура верхней мантии континентов по сейсмическим и гравитационным данным // Электрон. научно-информ. ж. Вестн. ОГГГН РАН. 2002. № 1.
77. *Кадик А. А.* Режим летучести кислорода в верхней мантии как отражение химической дифференциации планетарного вещества // Геохимия. 2006. № 1. С. 63–79.
78. *Кадик А. А., Лебедев Е. Б.* Дифференциация зон частичного плавления Луны в условиях многофазного течения глубинного вещества: моделирование с использованием высокотемпературных центрифуг ядер // Астрон. вестн. 1999. Т. 33. С. 446–455.
79. *Кадик А. А., Луканин О. А.* Дегазация верхней мантии при плавлении. М.: Наука, 1986. 96 с.
80. *Калинин В. А.* Об универсальном уравнении состояния твердых тел // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1972. № 4. С. 16–23.
81. *Калинин В. А., Ткачев С. Н., Насимов Р. М.* Новые экспериментальные данные о фазовых границах льда VI, льда VII и воды // Свойства геоматериалов и физика Земли. Избранные труды. М.: ОИФЗ РАН, 2000. С. 297–300.
82. *Камерон А.* Образование внешних планет и спутников // Спутники планет / Под ред. Дж. Бернса. М.: Мир, 1980. С. 507–516.
83. *Камерон А., Поллак Дж.* О происхождении Солнечной системы и Юпитера с его спутниками // Юпитер. Происхождение и внутреннее строение. Спутники / Под ред. Т. Герелса. М.: Мир, 1978. Т. 1. С. 90–120.
84. *Картов И. К.* Физико-химическое моделирование на ЭВМ в геохимии. Новосибирск: Наука, 1981. 247 с.
85. *Кассен П. М., Пил С. Дж., Рейнольдс Р. Т.* Строение и тепловая эволюция галилеевых спутников // Спутники Юпитера / Под ред. Д. Моррисона. М.: Мир, 1985. Т. 1. С. 109–146.
86. *Каула У.* Введение в физику планет земной группы. М.: Мир, 1971. 536 с.
87. *Киффер С. В.* Динамика и термодинамика вулканических извержений: Султаны выбросов на Ио // Спутники Юпитера / Под ред. Д. Моррисона. М.: Мир, 1986. Т. 3. С. 20–106.
88. *Колесниченко А. В.* Моделирование коэффициентов турбулентного переноса в газопылевом аккреционном диске // Астрон. вестн. 2000. Т. 34. № 6. С. 516–528.

89. Колесниченко А. В. Гидродинамические аспекты моделирования процессов массопереноса и коагуляции в турбулентном аккреционном диске // *Астрон. вестн.* 2001. Т. 35. № 2. С. 139–155.
90. Колесниченко А. В., Маров М. Я. Основы механики гетерогенных сред в околосолнечном допланетном облаке: влияние твердых частиц на турбулентность в диске // *Астрон. вестн.* 2006. Т. 40. № 1. С. 2–62.
91. Консолманьо Г., Льюис Дж. Предварительные модели тепловой истории ледяных спутников // *Спутники планет* / Под ред. Дж. Бернса. М.: Мир, 1980. С. 539–548.
92. Консолманьо Г. Дж., Льюис Дж. С. Модели строения и тепловой истории ледяных галилеевых спутников // *Юпитер. Происхождение и внутреннее строение. Спутники* / Под ред. Т. Герелса. М.: Мир, 1978. Т. 1. С. 301–321.
93. Копышев В. П., Урлин В. Д. Изознтропическая сжимаемость и уравнение состояния водорода до давления 1 ТПа. Ударные волны и экстремальные состояния вещества / Под ред. В. Е. Фортва. М.: Наука, 2000. С. 297–314.
94. Кронрод В. А., Кусков О. Л. Восстановление температуры и валового состава верхней мантии по сейсмическим данным // *Геохимия.* 1996. № 1. С. 80–85.
95. Кронрод В. А., Кусков О. Л. Моделирование термической структуры континентальной литосферы // *Физика Земли.* 2007. № 1. С. 96–107.
96. Кронрод В. А., Кусков О. Л. Определение химического состава, температуры и радиуса ядра Луны по геофизическим данным // *Геохимия.* 1997. № 2. С. 134–142.
97. Кронрод В. А., Кусков О. Л. Профили температуры и скоростей упругих волн для модели химически дифференцированной Луны // *Геохимия.* 1999а. № 8. С. 804–812.
98. Кронрод В. А., Кусков О. Л. Температура в мантии Луны по сейсмическим данным // *Физика Земли.* 1999б. Т. 35. № 5. С. 363–371.
99. Кронрод В. А., Кусков О. Л. Химическая дифференциация галилеевых спутников Юпитера: 1. Строение водно-ледяной оболочки Каллисто // *Геохимия.* 2003. № 9. С. 968–983.
100. Кронрод В. А., Кусков О. Л. Химическая дифференциация галилеевых спутников Юпитера: 3. Модели внутреннего строения Каллисто // *Геохимия.* 2005. № 4. С. 355–368.
101. Кронрод В. А., Кусков О. Л. Химическая дифференциация галилеевых спутников Юпитера: 4. Изохимические модели состава Ио, Европы и Ганимеда // *Геохимия.* 2006. № 6. С. 579–596.
102. Кусков О. Л. Состав и строение верхней мантии Луны // *Геохимия.* 1995а. № 12. С. 1683–1698.
103. Кусков О. Л. Состав средней мантии Луны // *Геохимия.* 1995б. № 8. С. 1199–1212.
104. Кусков О. Л., Галимзянов Р. Ф., Калинин В. А. и др. Построение термического уравнения состояния твердых фаз (периклаз, коэзит, стишовит) по их модулям сжатия и расчет фазового равновесия коэзит-стишовит // *Геохимия.* 1982. № 7. С. 984–1001.
105. Кусков О. Л., Галимзянов Р. Ф., Трускиновский Л. М., Пильченко В. А. Достоверность термодинамических расчетов химических и фазовых равновесий при сверхвысоких давлениях // *Геохимия.* 1983. № 6. С. 849–871.
106. Кусков О. Л., Кронрод В. А. Базовые термодинамические модели верхней мантии Земли // *Геохимия.* 1994. № 10. С. 1384–1398.
107. Кусков О. Л., Кронрод В. А. L-, LL-хондритовые модели химического состава Ио // *Астрон. вестн.* 2001. Т. 35. С. 218–229.

108. *Кусков О. Л., Кронрод В. А.* Внутреннее строение спутника Юпитера — Европы // Геохимия. 1997. № 9. С. 967–971.
109. *Кусков О. Л., Кронрод В. А.* Луна: химический состав и внутреннее строение // Астрон. вестн. 1999. Т. 33. № 5. С. 437–446.
110. *Кусков О. Л., Кронрод В. А.* Модели внутреннего строения спутников Юпитера — Ганимеда, Европы и Каллисто // Астрон. вестн. 1998б. Т. 32. № 1. С. 49–57.
111. *Кусков О. Л., Кронрод В. А.* Модели внутреннего строения Каллисто // Астрон. вестн. 2005. Т. 39. С. 321–341.
112. *Кусков О. Л., Кронрод В. А.* Модель химической дифференциации Луны // Петрология. 1998а. Т. 6. С. 615–633.
113. *Кусков О. Л., Кронрод В. А.* Об определении температуры континентальной верхней мантии Земли по геохимическим и сейсмическим данным // Геохимия. 2006. № 3. С. 267–283.
114. *Кусков О. Л., Кронрод В. А.* Плотность мантии и размеры ядра Луны // Геохимия. 1996. № 11. С. 1055–1062.
115. *Кусков О. Л., Кронрод В. А.* Состав, температура и мощность литосферы архейского кратона Каапвааль // Физика Земли. 2007. № 1. С. 45–66.
116. *Кусков О. Л., Панферов А. Б.* Термодинамические модели строения верхней мантии Марса // Геохимия. 1993. № 1. С. 131–141.
117. *Кусков О. Л., Сидоров Ю. И., Шапкин А. И.* Конденсационная модель Земли: Солнечный хондрит. Основные направления геохимии / Под ред. Э. М. Галимова. М.: Наука, 1995. С. 58–69.
118. *Кусков О. Л., Хитаров Н. И.* Начальная стадия эволюции Земли. Вопросы геохимии // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1982б. № 6. С. 69–82.
119. *Кусков О. Л., Хитаров Н. И.* Термодинамика и геохимия ядра и мантии Земли. М.: Наука, 1982а. 278 с.
120. *Лангсет М. С., Кейм С. Дж.* Непосредственные измерения теплового потока на Луне // Космохимия Луны и планет / Под ред. А. П. Виноградова. М.: Наука, 1975. С. 200–209.
121. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теоретическая физика. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.
122. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теоретическая физика. Статистическая физика. Часть 1. М.: Наука, 1976. 584 с.
123. *Лаплас П. С.* Изложение системы мира. Л.: Наука, 1982. 376 с. (сер. «Классики науки»).
124. *Латем Г., Накамура И., Дорман Дж. и др.* Результаты пассивного сейсмического эксперимента по программе «Аполлон» // Космохимия Луны и планет. М.: Наука, 1975. С. 299–310.
125. *Ле Гак Г., Дюваль П.* Определяющие соотношения неупругого деформирования поликристаллического льда // Физика и механика льда / Под ред. П. Трюде. М.: Мир, 1983. С. 57–63.
126. *Лебедев Е. Б., Кадик А. А.* Аккумуляция и сортировка кристаллов при их осаждении в магматическом расплаве: моделирование с помощью высокотемпературных центрифуг // Геохимия. 1998. № 6. С. 547–549.
127. *Лебедев Е. Б., Кадик А. А., Кусков О. Л. и др.* Движение сульфидных фаз в частично расплавленном силикатном веществе: приложение к проблеме образования планетарных ядер // Астрон. вестн. 1999. Т. 33. С. 395–405.
128. *Левин Б. Ю., Маева С. В.* Загадки происхождения и термической истории Луны // Космохимия Луны и планет. М.: Наука, 1975. С. 283–298.

129. Лейбфрид Г., Людвиг В. Теория ангармонических эффектов в кристаллах. М.: Изд-во иностр. лит., 1963. 232 с.
130. Луккитта Б. К., Содерблом Л. А. Геология Европы // Спутники Юпитера / Под ред. Д. Моррисона. М.: Мир, 1986. Т. 2. С. 314–353.
131. Лунин Дж. Вот и Сатурн // В мире науки. 2004. № 8. С. 62–69.
132. Любимова Е. А. Тепловой поток и термическая история Луны // Космохимия Луны и планет / Под ред. А. П. Виноградова. М.: Наука, 1975. С. 241–257.
133. Любимова Е. А. Термика Земли и Луны. М.: Наука, 1968. 279 с.
134. Люпис К. Химическая термодинамика материалов. М.: Металлургия, 1989. 503 с.
135. Ляпин А. Г., Стальгорова О. В., Громницкая Е. Л., Бражкин В. В. Кроссовер между термодинамическим и неравновесным сценариями структурных превращений при сжатии льда Ih H₂O // ЖЭТФ. 2002. Т. 121. № 2. С. 335–346.
136. Магницкий В. А. Внутреннее строение и физика Земли. М.: Недра, 1965. 379 с.
137. Мак Лин Д. Механические свойства металлов. М.: Металлургия, 1965. 431 с.
138. Макалкин А. Б. Особенности эволюции вязкого протопланетного околосолнечного диска // Астрон. вестн. 2004. Т. 38. № 6. С. 559–576.
139. Макалкин А. Б. Проблемы эволюции протопланетных дисков // Современные проблемы механики и физики космоса / Под ред. В. С. Авдеевского, А. В. Колесниченко. М.: Физматлит, 2003. С. 402–446.
140. Макалкин А. Б. Термика протопланетного диска // Астрон. вестн. 1987. Т. 21. № 4. С. 324–327.
141. Макалкин А. Б., Дорофеева В. А. P–T-условия в допланетном газопылевом диске и эволюция пылевой компоненты // Планетная космогония и науки о Земле / Ред. В. А. Магницкий. М.: Наука, 1989. С. 46–88.
142. Макалкин А. Б., Дорофеева В. А. Модели протоспутникового диска Сатурна: условия образования Титана // Астрон. вестн. 2006. Т. 40. № 6. С. 483–498.
143. Макалкин А. Б., Дорофеева В. А. Строение протопланетного аккреционного диска вокруг Солнца на стадии Т Тельца. I. Исходные данные, уравнения и методы построения моделей // Астрон. вестн. 1995. Т. 29. № 2. С. 99–122.
144. Макалкин А. Б., Дорофеева В. А. Строение протопланетного аккреционного диска вокруг Солнца на стадии Т Тельца. II. Результаты расчета моделей // Астрон. вестн. 1996. Т. 30. № 6. С. 496–513.
145. Макалкин А. Б., Дорофеева В. А., Рускол Е. Л. Моделирование аккреционного протоспутникового диска Юпитера: оценка основных параметров // Астрон. вестн. 1999. Т. 33. № 6. С. 518–526.
146. Макалкин А. Б., Дорофеева В. А., Ходаковский И. Л. Допланетная эволюция и протопланетное вещество Венеры // Планета Венера (атмосфера, поверхность, внутреннее строение) / Ред. В. Л. Барсуков, В. П. Волков. М.: Наука, 1989. С. 371–408.
147. Макалкин А. Б., Зиглина И. Н. Образование планетезималей в транснептуновой области протопланетного диска // Астрон. вестн. 2004. Т. 38. № 4. С. 330–343.
148. Макалкин А. Б., Рускол Е. Л. Диссипация газа из протоспутникового диска Юпитера // Астрон. вестн. 2003. Т. 37. № 6. С. 545–554.
149. Маракушев А. А. Происхождение Земли и природа ее эндогенной активности. М.: Наука, 1999. 255 с.
150. Маров М. Я. Малые тела Солнечной системы и некоторые проблемы космогонии // УФН. 2005. Т. 175. С. 668–678.
151. Маров М. Я. Планеты Солнечной системы. М.: Наука, 1981. 256 с.

152. *Маров М. Я.* Физические свойства и модели комет // *Астрон. вестн.* 1994. Т. 28. № 4–5. С. 5–85.
153. *Масевич А. Г., Тутуков А. В.* Эволюция звезд: теория и наблюдения. М.: Наука, 1988. 280 с.
154. *Мазно Н.* Наука о льде. М.: Мир, 1988. 231 с.
155. *Меллор М.* Механические свойства поликристаллического льда // *Физика и механика льда* / Под ред. П. Трюде. М.: Мир, 1983. С. 202–239.
156. *Мелюш Г.* Образование ударных кратеров: геологический процесс. М: Мир, 1994. 336 с.
157. *Мендыбаев Р. А., Макалкин А. Б., Дорофеева В. А., Ходаковский И. Л., Лаврухина А. К.* Роль кинетики реакций восстановления СО и N₂ в химической эволюции допланетного облака // *Геохимия.* 1985. № 8. С. 1206–1217.
158. *Минеев В. Н., Фунтиков А. И.* Об измерении вязкости расплавов металлов при высоких давлениях и расчетах вязкости применительно к ядру Земли // *УФН.* 2004. Т. 174. С. 728–742.
159. *Моррисон Д. (ред.).* Спутники Юпитера: В 3 т. М.: Мир, 1985.
160. *Моррисон Д.* Введение в спутники Юпитера // *Спутники Юпитера* / Под ред. Д. Моррисона. М.: Мир, 1985. Т. 1. С. 11–56.
161. *Моррисон Д., Бернс Дж. А.* Спутники Юпитера // *Юпитер. Происхождение и внутреннее строение. Спутники* / Под ред. Т. Герелса. М.: Мир, 1978. Т. 1. С. 247–300.
162. *Моррисон Д., Оуэн Т., Содерблом Л.* Спутники Сатурна // *Система Сатурна.* М.: Мир, 1990. С. 372–403.
163. *Мохов А. В., Карташов П. М., Богатиков О. А.* Луна под микроскопом. М.: Наука, 2007. 127 с.
164. *Мясников В. П., Фадеев В. Е.* Модели эволюции Земли и планет земной группы // *Итоги науки и техники. Сер. Физика Земли.* М.: ВИНТИ, 1980. Т. 5. 231 с.
165. *Навроцкая А.* Модели кристаллических растворов // *Термодинамическое моделирование в геологии* / Под ред. И. Кармайкла и Х. Ойгстера. М.: Мир, 1992. С. 48–81.
166. *Найдич Ю. В.* Закономерности адгезии и смачиваемости неметаллических тел жидкими металлами // *Поверхностные явления в расплавах и возникающих из них твердых фазах* / Под ред. А. А. Аппена и др. Нальчик: Кабардино-Балкарское изд-во, 1965. С. 30–39.
167. *Орнатская О. И., Альбер Я. И., Рязанцева И. П.* Расчеты тепловой истории Луны при различных концентрациях радиоактивных элементов с учетом дифференциации вещества при плавлении // *Космохимия Луны и планет* / Под ред. А. П. Виноградова. М.: Наука, 1975. С. 258–274.
168. *Оуэн Т., Атрейя С., Ниман Х.* «Внезапная догадка»: первые результаты зондирования атмосферы Титана космическим аппаратом «Гюйгенс» // *УФН.* 2005. Т. 48. № 6. С. 635–638.
169. *Паньков В., Ульман В., Хайнрих Р., Краке Д.* Термодинамика глубинных геофизических сред // *Росс. ж. наук о Земле.* 1998. Т. 1. С. 13–52.
170. *Паркер Е.* Космические магнитные поля. М.: Мир, 1982.
171. *Пассей К. Р., Шумейкер Ю. М.* Кратеры и бассейны на Ганимеди и Каллисто как морфологические индикаторы эволюции коры этих спутников // *Спутники Юпитера* / Под ред. Д. Моррисона. М.: Мир, 1986. Т. 2. С. 156–216.
172. *Пинес Б. Я.* Диффузия и механические свойства твердых тел // *УФН.* 1962. Т. 76. С. 519–556.

173. *Поллак Д. Б., Фанейл Ф.* Происхождение и эволюция системы спутников Юпитера // Спутники Юпитера / Под ред. Д. Моррисона. М.: Мир, 1986. Т. 3. С. 264–304.
174. *Поляков В. Б., Кусков О. Л.* Самосогласованная модель для расчета термоупругих и калорических свойств минералов // Геохимия. 1994. № 7. С. 1096–1122.
175. *Пресс Ф.* Внутреннее строение Земли по данным теоретических моделей // Природа твердой Земли / Под ред. Ю. Робертсона. М.: Мир, 1975. С. 103–123.
176. *Пригожин И., Кондепуди Д.* Современная термодинамика. От тепловых двигателей до диссипативных структур. М.: Мир, 2002. 461 с.
177. *Прокофьева В. В., Таращук В. П., Горькавый Н. Н.* Спутники астероидов // УФН. 1995. Т. 165. № 6. С. 661–689.
178. *Пуарье Ж.-П.* Ползучесть кристаллов. М.: Мир, 1988. 287 с.
179. *Рейсленд Дж.* Физика фононов. М.: Мир, 1975. 365 с.
180. *Ризванов Н. Г., Нефедьев Ю. А., Кибардина М. И.* Исследования по селенодезии и динамике Луны в Казани // Астрон. вестн. 2007. Т. 41. С. 154–164.
181. *Рингвуд А. Е.* Происхождение Земли и Луны. М.: Недра, 1982. 292 с.
182. *Рингвуд А. Е.* Состав и петрология мантии Земли. М.: Недра, 1981. 584 с.
183. *Рузмайкина Т. В., Маева С. В.* Исследование процесса формирования протопланетного диска // Астрон. вестн. 1986. Т. 20. № 3. С. 212–227.
184. *Рускол Е. Л.* Происхождение Луны. М.: Наука, 1975.
185. *Рускол Е. Л.* Происхождение системы Земля—Луна // Препринт Изв. РАН. 1997. 16 с.
186. *Рускол Е. Л.* Происхождение спутников планет // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1982. № 6. С. 40–51.
187. *Рускол Е. Л.* Происхождение спутников Юпитера и Сатурна в аккреционных дисках // Астрон. вестн. 2006. Т. 40. № 6. С. 499–504.
188. *Рускол Е. Л., Сафронов В. С.* Рост Юпитера как важный фактор формирования планетной системы // Астрон. вестн. 1998. Т. 32. № 4. С. 291–300.
189. *Савельев Б. А.* Физика, химия и строение природных льдов и мерзлых горных пород. М.: Изд-во МГУ, 1971. 507 с.
190. *Саган К.* Космос: Эволюция Вселенной, жизни и цивилизации. СПб.: Амфора, 2004. 525 с.
191. *Саксена С.* Термодинамика твердых растворов породообразующих минералов. М.: Мир, 1975. 205 с.
192. *Сафронов В. С.* Эволюция допланетного облака и образование Земли и планет. М.: Наука, 1969. 244 с.
193. *Сафронов В. С.* Возникновение вращения планет-гигантов при аккреции ими газа // Астрон. вестн. 1971. Т. 5. № 3. С. 167–173.
194. *Сафронов В. С.* Современное состояние теории происхождения Земли // Физика Земли. 1982. № 6. С. 5–24.
195. *Сафронов В. С.* Рост планетезималей в транснептуновой зоне // Астрон. вестн. 1994. Т. 28. № 6. С. 3–9.
196. *Сафронов В. С.* Аккумуляция малых тел на внешней границе планетной темы // Астрон. вестн. 1996. Т. 30. № 4. С. 291–298.
197. *Сафронов В. С., Витязев А. В.* Происхождение Солнечной системы // Итоги науки и техники. Сер. Астрономия. М.: ВИНТИ, 1983. Т. 24. С. 5–93.
198. *Сафронов В. С., Рускол Е. Л.* Аккумуляция спутников // Астрон. ж. 1977. Т. 54. Вып. 2. С. 378–387.

199. *Соловьева Л. В., Владимиров Б. М., Днепровская Л. В. и др.* Кимберлиты и кимберлитоподобные породы: Вещество верхней мантии под древними платформами. Новосибирск: Наука, 1994. 256 с.
200. *Сорохтин О. Г., Ушаков С. А.* Глобальная эволюция Земли. М.: Изд-во МГУ, 1991. 446 с.
201. *Сурдин В. Г.* Рождение звезд. М.: URSS, 2001. 264 с.
202. *Теркотт Д., Шуберт Дж.* Геодинамика. М.: Мир, 1985. 730 с.
203. *Тихонов А. Н., Арсенин В. Я.* Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1979. 288 с.
204. *Тодхантер И.* История математических теорий притяжения и фигуры Земли. М.: URSS, 2002. 672 с.
205. *Токсоц М. Н., Джонстон Д. Х.* Эволюция Луны и планет земной группы // Космохимия Луны и планет / Под ред. А. П. Виноградова. М.: Наука, 1975. С. 210–240.
206. *Трубицын В. П.* Фазовые диаграммы водорода и гелия // Астрон. ж. 1971. Т. 48. Вып. 2. С. 390–398.
207. Ударные волны и экстремальные состояния вещества / Под ред. В. Е. Фортова. М.: Наука, 2000. 425 с.
208. *Уральская В. С.* Спутниковые системы планет // Земля и Вселенная. 2002. № 2. С. 3–15.
209. *Фанейл Ф., Джонсон Т., Мэтсон Д.* Поверхность Ио и история галилеевых спутников // Спутники планет / Под ред. Дж. Бернса. М.: Мир, 1980. С. 418–447.
210. *Фегли Б., Пальме Г.* Химические процессы в Солнечной туманности // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1991. № 8. С. 22–33.
211. *Фламарион К.* История неба. М.: Золотой век, 1994.
212. *Флоренский К. П., Базилевский А. Т., Бурба Г. А. и др.* Очерки сравнительной планетологии. М.: Наука, 1981. 326 с.
213. *Фортов В. Е., Терновой В. Я., Квитов С. В. и др.* Электропроводность неидеальной плазмы водорода в мегабарном диапазоне динамических давлений // Письма в ЖЭТФ. 1999. Т. 69. Вып. 12. С. 874–878.
214. *Френкель М. Я.* Модель ранней магматической дифференциации Луны // Космохимия и сравнительная планетология / Под ред. В. Л. Барсукова. М.: Наука, 1989. С. 105–115.
215. *Фридман А. М.* К динамике вязкой дифференциально вращающейся гравитирующей среды // Письма в Астрон. ж. 1989. Т. 15. № 12. С. 1122–1130.
216. *Хантен Д.* Атмосфера и поверхность Титана // Спутники планет / Под ред. Дж. Бернса. М.: Мир, 1980. С. 463–481.
217. *Хантен Д., Томаско М., Флэзер Ф. и др.* Титан. Система Сатурна. М.: Мир, 1990. С. 210–278.
218. *Чижов В. Е.* О термодинамических свойствах и термических уравнениях состояния фаз льда высокого давления // Прикл. механика и техн. физика. 1993. № 2. С. 113–123.
219. *Шакура Н. И.* Дискковая модель аккреции газа релятивистской звездой в тесной двойной системе // Астрон. ж. 1972. Т. 49. С. 921–929.
220. *Шапкин А. И., Сидоров Ю. И.* Конденсационная дифференциация вещества допланетного облака // Геохимия. 1994. № 2. С. 627–641.
221. *Шапкин А. И., Сидоров Ю. И.* Термодинамические модели в космохимии и планетологии. М.: URSS, 2004. 336 с.

222. Шарков Е. В., Богатиков О. А. Ранние этапы тектономагматического развития Земли и Луны: Сходство и различия // Петрология. 2001. Т.9. С. 115–139.
223. Швец В. Т., Власенко А. С., Буханенко А. Д. Степень металлизации водорода при давлении 1,4 Мбар и температуре 3000 К // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 86. Вып. 8. С. 625–629.
224. Шмидт О. Ю. Четыре лекции о теории происхождения Земли. М.: Изд-во АН СССР, 1957. 139 с.
225. Шмитт Г. Г. Эволюция Луны: Модель 1974 г. // Космохимия Луны и планет. М.: Наука, 1975. С. 345–357.
226. Шуколюков Ю. А. Изотопно-космохимические свидетельства естественного транспорта вещества между планетами земной группы // Геохимия. 2003. № 11. С. 1139–1171.
227. Энеев Т. М. Новая аккумуляционная модель формирования планет и структура внешних областей солнечной системы // Препринт № 166. М.: ИПМ АН СССР, 1979. 23 с.
228. Юри Г. С., Макдональд Г. Дж. Ф. Возникновение и история Луны // Физика и астрономия Луны / Под ред. З. Копала. М.: Мир, 1973. С. 230–316.
229. Яковлев О. И. Механизмы дифференциации вещества планет при высокоскоростном ударе // Космохимия и сравнительная планетология. М.: Наука, 1989. С. 127–142.
230. Яковлев О. И., Диков Ю. П., Герасимов М. В. Экспериментальное исследование ударного и импульсного испарения ультраосновного вещества // Геохимия. 1995. № 8. С. 1235–1248.
231. Яковлев О. И., Маркова О. М., Манзон Б. М. Роль процессов испарения и диссипации в образовании Луны // Геохимия. 1987. № 4. С. 467–482.
232. Abascal J. L. F., Sanz E., Fernández R. G., Vega C. A potential model for the study of ices and amorphous water: TIP4P/Ice // J. Chem. Phys. 2005. V. 123. P. 234511–1–234511–9.
233. Abascal J. L. F., Vega C. A general purpose model for the condensed phases of water: TIP4P/2005 // J. Chem. Phys. 2005. V. 123. P. 234505–1–234505–12.
234. Adams F., Shu F. Infrared emission from protostars // Astrophys. J. 1985. V. 296. P. 655–669.
235. Agee C. B., Li J., Shannon M. C., Circone S. Pressure-temperature phase diagram for the Allende meteorite // J. Geophys. Res. 1995. V. 100. P. 17725–17740.
236. Ahrens T. J. Equation of state of iron sulfide and constraints on the sulfur content of the earth // J. Geophys. Res. 1979. V. 84. P. 985–998.
237. Alexander R. D., Clarke C. J., Pringle J. E. Photoevaporation of protoplanetary discs. II. Evolutionary models and observable properties // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2006. V. 369. Issue 1. P. 229–239.
238. Alfé D., Gillan M. J. First-principles simulations of liquid Fe–S under Earth's core conditions // Phys. Rev. Letters. 1998. V. 58. P. 8248–8256.
239. Alibert Y., Mordasini C., Benz W. Migration and giant planet formation // Astronomy and Astrophysics. 2004. V. 417. P. L25–L28.
240. Alibert Y., Mousis O. Formation of Titan in Saturn's subnebula: constraints from Huygens probe measurements // Astronomy and Astrophysics. 2007. V. 465. № 3. P. 1051–1060.
241. Alibert Y., Mousis O., Mordasini C., Benz W. New Jupiter and Saturn Formation Models Meet Observations // Astrophys. J. 2005a. V. 626. P. L57–L60.

242. *Alibert Y., Mousis O., Benz W.* Modeling the Jovian subnebula. I. Thermodynamic conditions and migration of proto-satellites // *Astronomy and Astrophysics*. 2005b. V. 439. P. 1205–1213.
243. *Alibert Y., Mousis O., Benz W.* On the Volatile Enrichments and Composition of Jupiter // *Astrophys. J.* 2005c. V. 622. № 2. P. L145–L148.
244. *Alibert Y., Mordasini C., Benz W., Winisdoerffer C.* Models of giant planet formation with migration and disc evolution // *Astronomy and Astrophysics*. 2005d. V. 434. № 1. P. 343–353.
245. *Allamandola L. J., Bernstein M. P., Sandford S. A., Walker R. L.* Evolution of interstellar ices // *Space Sci. Rev.* 1999. V. 90. P. 219–232.
246. *Allegre C. J., Manhès G., Lewis E.* Chemical composition of the Earth and the volatility control on planetary genetics // *Earth Planet. Sci. Lett.* 2001. V. 185. P. 49–69.
247. *Anders E., Ebihara M.* Solar-system abundances of the elements // *Geochim. Cosmochim. Acta.* 1982. V. 68. P. 2363–2380.
248. *Anders E., Grevesse N.* Abundances of the elements — Meteoritic and solar // *Geochim. Cosmochim. Acta.* 1989. V. 53. P. 197–214.
249. *Anderson J. D., Jacobson R. A., Lau E. L. et al.* Io's gravity field and interior structure // *J. Geophys. Res.* 2001b. V. 106E. P. 32963–32969.
250. *Anderson J. D., Jacobson R. A., McElrath T. P. et al.* Shape, mean radius, gravity field, and interior structure of Callisto // *Icarus*. 2001a. V. 153. P. 157–161.
251. *Anderson J. D., Lau E. L., Sjogren W. L. et al.* Europa's differentiated internal structure: Inferences from two Galileo encounters // *Science*. 1997a. V. 276. P. 1236–1239.
252. *Anderson J. D., Lau E. L., Sjogren W. L. et al.* Gravitational constraints on the internal structure of Ganymede // *Nature*. 1996. V. 384. P. 541–543.
253. *Anderson J. D., Lau E. L., Sjogren W. L. et al.* Gravitational evidence for an undifferentiated Callisto // *Nature*. 1997b. V. 387. P. 264–266.
254. *Anderson J. D., Schubert G., Anabtawi A. et al.* Recent Results on Io's Gravity Field and Interior Structure // *Am. Geophys. Union. Spring Meeting 2002. Abstract P21B-01.*
255. *Anderson J. D., Schubert G., Jacobson R. A. et al.* Distribution of rock, metals, and ices in Callisto // *Science*. 1998b. V. 280. P. 1573–1576.
256. *Anderson J. D., Schubert G., Jacobson R. A. et al.* Europa's differentiated internal structure from four Galileo encounters // *Science*. 1998a. V. 281. P. 2019–2022.
257. *Anderson O. L.* *Equations of State of Solids for Geophysics and Ceramic Science.* Oxford: Oxford Univ. Press, 1995. 405 pp.
258. *Andre P., Ward-Thompson D., Barsony M.* From presellar cores to protostars: the initial conditions of star formation // *Protostars and Planets IV* / Eds. V. Mannings, A. P. Boss, and S. S. Russell. Tucson: Univ. of Arizona Press. USA, 2000. P. 59–96.
259. *Andrews S. M., Williams J. P.* Circumstellar Dust Disks in Taurus-Auriga: The Submillimeter Perspective // *Astrophys. J.* 2005. V. 631. Issue 2. P. 1134–1160.
260. *Antsyshkin D. V., Dunaeva A. N., Kuskov O. L.* Thermodynamic modeling of phase transitions in ice-VI—ice-VII—water system // *XVI Int. Conf. Chem Therm. Suzdal*, 2007. 2/S-175.
261. *Arkani-Hamed J.* Viscosity of the Moon // *The Moon*. 1973. V. 6. P. 100–111.
262. *Armitage P. J., Livio M., Pringle J. E.* Episodic accretion in magnetically layered protoplanetary disks // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 2001. V. 324. P. 705–711.
263. *Artemieva I. M., Billien M., Lévêque J.-J., Mooney W. D.* Shear wave velocity, seismic attenuation, and thermal structure of the continental upper mantle // *Geophys. J. Int.* 2004. V. 157. P. 607–628. doi:10.1111/j.1365-246X.2004.02195.x.

264. *Artemieva I. M., Mooney W. D.* Thermal thickness and evolution of Precambrian lithosphere: A global study // *J. Geophys. Res.* 2001. V. 106. P. 16387–16414.
265. *Atreya S. K., Donahue T. M., Kuhn W. R.* Evolution of a nitrogen atmosphere on Titan // *Science.* 1978. V. 201. P. 611–613.
266. *Atreya S. K., Adams E. Y., Niemann H. B. et al.* Titan's methane cycle // *Planet. Space Sci.* 2006. V. 54. P. 1177–1187.
267. *Atreya S. K., Mahaffy P. R., Niemann H. B. et al.* Composition and origin of the atmosphere of Jupiter — an update, and implications for the extrasolar giant planets // *Planet. Space Sci.* 2003. V. 51. Issue 2. P. 105–112.
268. *Atreya S. K., Wong M. H., Owen T. C. et al.* A comparison of the atmospheres of Jupiter and Saturn: deep atmospheric composition, cloud structure, vertical mixing, and origin // *Planet. Space Sci.* 1999. V. 47. P. 1243–1262.
269. *Ayala R. B., Tchijov V.* A molecular dynamics study of ices III and V using TIP4 P and TIP5 P water models // *Can. J. Phys.* 2003. V. 81. P. 11–16.
270. *Bacciotti F., Ray T. P., Eislöffel J. et al.* Observations of Jet Diameter, Density and Dynamics // *Astrophys. Space Sci.* 2003. V. 287. Issue 1. P. 3–13.
271. *Backes H., Neubauer F. M., Dougherty M. K. et al.* Titan's magnetic field signature during the first Cassini encounter // *Science.* 2005. V. 308. Issue 5724. P. 992–995.
272. *Bagenal F., Dowling T., McKinnon W. (Eds.)* Jupiter. The Planet, Satellites and Magnetosphere. Cambridge University Press, 2004.
273. *Bahcall J. N., Pinsonneault M. H., Wasserburg G. J.* Solar models with helium and heavy-element diffusion // *Rev. Mod. Phys.* 1995. V. 67. Issue 4. P. 781–808.
274. *Baines K. H., Drossart P., Lopez-Valverde M. A. et al.* On the discovery of CO nighttime emissions on Titan by Cassini/VIMS: Derived stratospheric abundances and geological implications // *Planet. Space Sci.* 2006. V. 54. P. 1552–1562.
275. *Balog P. S., Secco R. A., Rubie D. C., Frost D. J.* Equation of state of liquid Fe-10 wt % S: Implications for the metallic cores of planetary bodies // *J. Geophys. Res.* 2003. V. 108. doi:10.1029/2001JB001646.
276. *Barkin Y., Gusev A., Petrova N.* The study of the spin-orbit and inner dynamics of the Moon: Lunar mission applications // *Adv. Space Res.* 2006. V. 37. P. 72–79.
277. *Bar-Nun A., Laufer D.* First experimental studies of large samples of gas-laden amorphous «cometary» ices // *Icarus.* 2003. V. 161. Issue 1. P. 157–163.
278. *Bar-Nun A., Notesco G., Owen T.* // Trapping of N₂, CO and Ar in amorphous ice — Application to comets // *Icarus.* 2007. V. 190. Issue 2. P. 655–659.
279. *Barr A. C., Pappalardo R. T.* Onset of convection in the icy Galilean satellites: Influence of rheology // *J. Geophys. Res.* 2005. V. 110. E12005. doi:10.1029/2004JE002371.
280. *Barr A. C., Pappalardo R. T., Zhong S.* Convective instability in ice I with non-Newtonian rheology: Application to the icy Galilean satellites // *J. Geophys. Res.* 2004. V. 109. E12008. doi:10.1029/2004JE002296.
281. *Beckwith S. V. W., Henning T., Nakagawa Y.* Dust properties and assembly of large particles in protoplanetary disks // *Protostars and Planets IV* / Eds. V. Mannings, A. P. Boss, and S. S. Russell. Tucson: Univ. of Arizona Press. USA, 2000. P. 533–558.
282. *Beckwith S. V. W., Sargent A. I.* Circumstellar disks and the search for neighbouring planetary systems // *Nature.* 1996. V. 383. P. 139–144.
283. *Beckwith S. V. W., Sargent A. I., Chini R. S., Gusten R.* A survey for circumstellar disks around young stellar object // *Astron. J.* 1990. V. 99. P. 924–945.
284. *Bell K. R., Cassen P. M., Wasson J. T., Woolum D. S.* The FU Orionis phenomenon and solar nebula material // *Protostars and Planets IV* / Eds. V. Mannings, A. P. Boss, S. S. Russell. Tucson: Univ. Arizona Press, 2000. P. 897–924.

285. *Belloche A., Hennebelle P., André P.* Strongly induced collapse in the Class 0 protostar NGC 1333 IRAS 4A // *Astronomy and Astrophysics*. 2006. V. 453. Issue 1. P. 145–154.
286. *Belonoshko A. B., Ahuja R., Johansson B.* Quasi-Ab Initio Molecular Dynamic Study of Fe Melting // *Phys. Rev. Lett.* 2000. V. 84. P. 3638–3641.
287. *Bercovici D., Schubert G.* Phase transitions and convection in icy satellites // *Geophys. Res. Lett.* 1986. V. 13. P. 448–451.
288. *Berman R. G., Brown T. H.* A thermodynamic model for multicomponent melts, with application to the system CaO–Al₂O₃–SiO₂ // *Geochim. Cosmochim. Acta.* 1984. V. 48. P. 661–678.
289. *Bertka C. M., Fei Y.* Mineralogy of the Martian interior up to core-mantle boundary pressure // *J. Geophys. Res.* 1997. V. 102B. P. 5251–5264.
290. *Bézard B., Lellouch E., Strobel D. et al.* Carbon Monoxide on Jupiter: Evidence for Both Internal and External Sources // *Icarus*. 2002. V. 159. Issue 1. P. 95–111.
291. *Bézard B., Nixon C. A., Kleiner I., Jennings D. E.* Detection of ¹³CH₃D on Titan // *Icarus*. 2007. V. 191. № 1. P. 397–400.
292. *Bierhaus E. B., Chapman C. R., Merline W. J.* Secondary craters on Europa and implications for cratered surfaces // *Nature*. 2005. V. 437. P. 1125–1127.
293. *Billings S. E., Kattenhorn S. A.* The great thickness debate: Ice shell thickness models for Europa and comparisons with estimates based on flexure at ridges // *Icarus*. 2005. V. 177. P. 397–412.
294. *Bills B. G., Rubincam D. P.* Constraints on density models from radial moments: Applications to Earth, Moon, and Mars // *J. Geophys. Res.* 1995. V. 100. P. 26305–26315.
295. *Binder A. B.* The initial thermal state of the Moon // *Origin of the Moon* / Eds. W. K. Hartmann et al. Houston: Lunar Planet. Inst., 1986. P. 425–433.
296. *Bisnovaty-Kogan G. S., Lovelace R. V. E.* Advective accretion disks and related problems including magnetic fields // *New Astron. Rev.* 2001. V. 45. P. 663–742.
297. *Bjoraker G. L., Larson H. P., Kunde V. G.* The abundance and distribution of water vapor in Jupiter's atmosphere // *ApJ*. 1986. V. 311. P. 1058–1072.
298. *Blum J., Wurm G.* Experiments on sticking, restructuring and fragmentation of pre-planetary dust aggregates // *Icarus*. 2000. V. 143. P. 138–146.
299. *Bockelée-Morvan D., Crovisier J., Mumma M. J., Weaver H. A.* The composition of cometary volatiles // *Comets II* / Eds. M. C. Festou, H. U. Keller, H. A. Weaver. Tucson: Univ. of Arizona Press, 2004. P. 391–423.
300. *Bockelée-Morvan D., Gautier D., Lis D. C. et al.* Deuterated Water in Comet C/1996 B2 (Hyakutake) and Its Implications for the Origin of Comets // *Icarus*. 1998. V. 133. Issue 1. P. 147–162.
301. *Boehler R.* Temperatures in the earth's core from melting-point measurements of iron at highstatic pressures // *Nature*. 1993. V. 363. P. 534–536.
302. *Boothroyd A. I., Sackmann, I.-J.* Our Sun. IV. The standard model and helioseismology: consequences of uncertainties in input physics and in observed solar parameters // *Astrophys. J.* 2003. V. 583. Issue 2. P. 1004–1023.
303. *Borunov S., Dorofeyeva V., Khodakovskiy I. et al.* Phosphorus chemistry in the atmospheres of Jupiter: A reassessment // *Icarus*. 1995a. V. 113. P. 460–464.
304. *Borunov S. P., Drossart P., Encrenaz T., Dorofeyeva V. A.* High temperature chemistry in the fireballs formed by impacts of comet P/Shoemaker-Levy 9 in Jupiter // *Icarus*. 1995b. V. 125. P. 121–134.
305. *Boss A. P.* Gas giant protoplanet formation: disk instability models with thermodynamics and radiative transfer // *Astrophys. J.* 2001. V. 563. P. 367–373.

306. *Boss A. P., Peale S. J.* Dynamical constraints on the origin of the Moon // *Origin of the Moon* / Eds. W. K. Hartmann et al. Houston: Lunar Planet. Inst., 1986. P. 59–101.
307. *Boyd F. R., Mertzman S. A.* Composition and structure of the Kaapvaal lithosphere, southern Africa // *Magmatic Processes: Physiochemical Principles* / Ed. P. H. Nixon // *Geochem. Soc. Special Publ.* 1987. P. 13–24.
308. *Brandon A. D., Walker R. J.* The debate over core-mantle interaction // *Earth Planet. Sci. Lett.* 2005. V. 232. P. 211–225.
309. *Brearly A. J., Jones R. H.* Chondritic materials // *Rev. Mineralogy.* 1998. V. 36. Ch. 3. P. 1–398.
310. *Bridgman P. W.* The phase diagram of water to 45000 kg/cm³ // *J. Chem. Phys.* 1937. V. 5. P. 964–966.
311. *Bridgman P. W.* Water, in the liquid and five solid forms, under pressure // *Proc. Amer. Acad. Arts Sci.* 1911. V. 47. № 13.
312. *Briggs F. H., Sackett P. D.* Radio observations of Saturn as a probe of its atmosphere and cloud structure // *Icarus.* 1989. V. 80. P. 77–103.
313. *Brown R. H., Clark R. N., Buratti B. J. et al.* Composition and physical properties of Enceladus' surface // *Science.* 2006. V. 311. P. 1425–1428.
314. *Brownlee D., Tsou P., Aléon J. et al.* Comet 81 P/Wild 2 Under a Microscope // *Science.* 2006. V. 314. Issue 5806. P. 1711–1713.
315. *Buie M. W., Grundy W. M.* The distribution and physical state of H₂O on Charon // *Icarus.* 2000. V. 148. P. 324–339.
316. *Buratti B. J., Cruikshank D. P., Brown R. H. et al.* Cassini Visual and Infrared Mapping Spectrometer observations of Iapetus: Detection of CO₂ // *Astrophys. J.* 2005. V. 622. L149–L152.
317. *Busarev V. V., Dorofeeva V. A., Makalkin A. B.* Hydrated Silicates on Edgeworth-Kuiper Objects — Probable Ways of Formation // *Earth, Moon and Planets.* 2003. V. 92. P. 345–357.
318. *Busarev V. V., Dorofeeva V. A., Makalkin A. B.* On consequences of possible water ocean existence in large Kuiper belt and similar objects // *IAU Symposium 229: Asteroids, Comets, Meteorites. Buzios. Rio de Janeiro. Brazil.* 2005b. Abstracts. P. 52.
319. *Busarev V. V., Dorofeeva V. A., Makalkin A. B.* Possibility of separating silicates and organics in large Kuiper Belt Objects // *Lunar and Planetary Science XXXVI.* 2005a. Abstract № 1074.
320. *Butler R. P., Wright J. T., Marcy G. W. et al.* Catalog of Nearby Exoplanets // *Astrophys. J.* 2006. V. 646. Issue 1. P. 505–522.
321. BVSP (Basaltic Volcanism Study Project). *Basaltic Volcanism on the Terrestrial Planets.* N. Y.: Pergamon Press. Inc., 1981. 1286 p.
322. *Calvet N., Hartmann L., Strom S. E.* Evolution of disk accretion // *Protostars and Planets IV* / Eds. V. Mannings, A. P. Boss, and S. S. Russell. Tucson: Univ. of Arizona Press, 2000. P. 377–400.
323. *Calvet N., D'Alessio P., Hartmann L. et al.* Evidence for a Developing Gap in a 10 Myr Old Protoplanetary Disk // *Astrophys. J.* 2002. V. 568. P. 1008–1016.
324. *Cameron A. G. W.* Abundances of the elements in the solar system // *Space Sci. Rev.* 1973. № 15. P. 121–146.
325. *Cameron A. G. W.* Origin and distribution of the elements / Ed. L. H. Ahrens. Oxford: Pergamon, 1968. P. 125–143.
326. *Cameron A. G. W.* From interstellar gas to the Earth-Moon system // *Meteorit. Planet. Sci.* 2001. V. 36. P. 9–22.

327. *Cameron A. G. W., Benz W.* The origin of the Moon and the single impact hypothesis: IV // *Icarus*. 1991. V.92. P.204–216.
328. *Cammarano F., Goes S., Vacher P., Giardini D.* Inferring upper-mantle temperatures from seismic velocities // *Phys. Earth Planet. Inter.* 2003. V.138. P.197–222.
329. *Cammarano F., Lekic V., Manga M. et al.* Long-period seismology on Europa: 1. Physically consistent interior models // *J. Geophys. Res.* 2006. V.111. E12009. doi:10.1029/2006JE002710.
330. *Campbell A. J., Humayun M.* Formation of metal in the CH chondrites ALH 85085 and PCA 91467 // *Geochim. Cosmochim. Acta.* 2004. V.68. P.3409–3422.
331. *Canup R. M.* Simulations of a late lunar-forming impact // *Icarus*. 2004. V.168. P.433–456.
332. *Canup R. M., Ward W. R.* Formation of the Galilean satellites: Condition of accretion // *Astronom. J.* 2002. V.124. P.3404–3423.
333. *Carlson B. E., Lacy A. A., Rossow W. B.* The abundance and distribution of water vapour in the Jovian atmosphere as inferred from Voyager IRIS observations // *Astrophys. J.* 1992. V.388. P.648–668.
334. *Carlson B. E., Lacy A. A., Rossow W. B.* Tropospheric gas composition and cloud structure of the Jovian north equatorial belt // *J. Geophys. Res.* 1993. V.98. P.5251–5290.
335. *Cassen P.* Nebular thermal evolution and the properties of primitive planetary materials // *Meteorit. Planet. Sci.* 2001. V.36. P.671–700.
336. *Cassen P.* Utilitarian models of the solar nebula // *Icarus*. 1994. V.112. P.405–429.
337. *Cassen P., Reynolds R. T., Peale S. J.* Is there liquid water on Europa? // *Geophys. Res. Lett.* 1979. V.6. P.731–734.
338. *Cassen P., Shu F. H., Terebey S.* Protostellar disks and star formation // *Protostars and planets II*. Tucson, AZ: Univ. of Arizona Press, 1985. P.448–483.
339. *Cassen P., Summers A.* Models of the formation of the solar nebula // *Icarus*. 1983. V.53. P.26–40.
340. *Cassen P. M., Peale S. J., Reynolds R. T.* On the comparative evolution of Ganymede and Callisto // *Icarus*. 1980. V.41. P.232–239.
341. *Cassen P. M., Peale S. J., Reynolds R. T.* Structure and thermal evolution of Galilean satellites // *Satellites of Jupiter* / Ed. D. Morrisson. Tucson: Univ. of Arizona Press, 1982. P.93–128.
342. *Castillo J. C., Matson D., Johnson T., Lunine J.* Enceladus' geysers — A clue to hydrothermal activity at the surface of Enceladus // *Astrobiology*. 2006. V.6. P.158–167.
343. *Chabot N. L., Agee C. B.* Core formation in the Earth and Moon: New experimental constraints from V, Cr, and Mn // *Geochim. Cosmochim. Acta.* 2003. V.67. P.2077–2091.
344. *Chambers J. E.* Making More Terrestrial Planets // *Icarus*. 2001. V.152. Issue 2. P.205–224.
345. *Chenet H., Lognonné Ph., Wieczorek M., Mizutani H.* Lateral variations of lunar crustal thickness from the Apollo seismic data set // *Earth Planet. Sci. Lett.* 2006. V.243. P.1–14.
346. *Chiang E. I.* Dust in Protoplanetary Disks // *Astrophysics of Dust*. ASP Conference Series. 2004. V.309. Proceed. Conf. 26–30 May. 2003. Estes Park. Colorado / Eds. A. N. Witt, G. C. Clayton, and B. T. Draine. 2004. P.213.
347. *Chiang E., Lithwick Y., Murray-Clay R. et al.* A brief history of trans-neptunian space // *Protostars and Planets V.* / Eds. B. Reipurth, D. Jewitt, and K. Keil. Tucson: University of Arizona Press, 2007.
348. *Chick K. M., Cassen P.* Thermal processing of interstellar dust grains in the primitive solar environment // *Astrophys. J.* 1997. V.477. P.398–409.

349. *Christensen U.* Effects of phase transitions on mantle convection // *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.* 1995. V.23. P.65–87.
350. *Cieza L. A., Kessler-Silacci J. E., Jaffe D. T. et al.* Evidence for J- and H-Band Excess in Classical T Tauri Stars and the Implications for Disk Structure and Estimated Ages // *Astrophys. J.* 2005. V.635. Issue 1. P.422–441.
351. *Clark R. N., Brown R. H., Jaumann R. et al.* The surface composition of Phoebe as seen by the Cassini visual and infrared mapping spectrometer // *Nature.* 2005. V.435. № 1. P.66–69.
352. *Clark R. N., Curchin J., Brown R. H. et al.* Detection of Widespread Aromatic and Aliphatic Hydrocarbon Deposits of Titan's Surface Observed by Cassini VIMS // *Am. Geophys. Union. Fall Meeting. 2006. Abstracts.* P11A-03.
353. *Clarke C. J., Gendrin A., Sotomayor M.* The dispersal of circumstellar discs: the role of the ultraviolet switch // *MN Royal Astronom. Soc.* 2001. V.328. Issue 2. P.485–491.
354. *Cochran A. L.* A Search for N_2^+ in Spectra of Comet C/2002 C1 (Ikeya—Zhang) // *Astrophys. J.* 2002. V.576. P.L165–L168.
355. *Cochran A. L., Cochran W. D., Barker E. S.* N_2^+ and CO^+ in Comets 122 P/1995 S1 (deVico) and C/1995 O1 (Hale—Bopp) // *Icarus.* 2000. V.146. P.583–593.
356. *Cohen R. E., Gulseren O., Hemley R. J.* Accuracy of equation-of-state formulations // *Amer. Miner.* 2000. V.85. P.338–344.
357. *Collins G. C., Goodman J. C.* Enceladus' south polar sea // *Icarus.* 2007. V.189. № 1. P.72–82.
358. *Conrath B. J., Gautier D.* Saturn helium abundance: a reanalysis of Voyager measurements // *Icarus.* 2000. V.144. P.124–134.
359. *Consolmagno G. J.* Io: Thermal models and chemical evolution // *Icarus.* 1981. V.47. P.36–45.
360. *Consolmagno G. J., Lewis J. S.* Structural and thermal models of icy Galilean satellites // *Jupiter / Ed. T.Gehrels. Tucson: Univ. of Arizona Press, 1976. P.1035–1051.*
361. *Cooper J. F., Sittler E. C., Jr., Cooper P. D. et al.* Energy Source Contributions from Magnetospheric and Cosmic Ray Particle Irradiation for the Polar Water Plumes of Enceladus *Amer. Astronom. Soc. DPS meeting #38. #15.06 // Bull. Amer. Astronom. Soc.* 2006. V.38. P.509.
362. *Coradini A., Cerroni P., Magni G., Federico C.* Formation of the satellites of the outer solar system — Sources of their atmospheres // *Origin and evolution of planetary and satellite atmospheres. Tucson, AZ: University of Arizona Press, 1989. P.723–762.*
363. *Coradini A., Federico C., Forni O., Magni G.* Origin and thermal evolution of icy satellites // *Surv. Geophys.* 1995. V.16. P.533–591.
364. *Coradini A., Magni G.* Jupiter and Saturn Evolution by Gas Accretion onto a Solid Core // 37th Ann. Lunar Planet. Sci. Conf. 2006. Abstract № 1591.
365. *Cottin H., Gazeau M. C., Raulin F.* Cometary organic chemistry: a review from observation, numerical and experimental simulations // *Planet. Space Sci.* 1999. V.47. P.1141–1162.
366. *Coustonis A., Achterberg R. K., Conrath B. J. et al.* The composition of Titan's stratosphere from Cassini/CIRS mid-infrared spectra // *Icarus.* 2007. V.189. № 1. P.35–62.
367. *Coustonis A., Aterya S., Ferrary C. et al.* Surfaces and atmospheres of the outer planets, their satellites and ring systems // *Planet. Space Sci.* 2006. V.54. Issue 12. P.1115–1116.
368. *Coustonis A., Bézard B.* Titan's atmosphere from Voyager infrared observations. IV. Spatial variations of temperature and composition // *Icarus.* 1995. V.115. P.126–140.

369. *Coustenis A., Bézard B., Gautier D.* Titan's atmosphere from Voyager infrared observations II. The CH₃D abundance and D/H ratio from the 900–1200 cm⁻¹ spectral region // *Icarus*. 1989. V.82. № 1. P.67–80.
370. *Coustenis A., Salama A., Schulz B. et al.* Titan's atmosphere from ISO mid-infrared spectroscopy // *Icarus*. 2003. V.161. P.383–403.
371. *Crary F. J., Bagenal F.* Remanent ferromagnetism and the interior structure of Ganymede // *J. Geophys. Res.* 1998. V.103. P.25757–25773.
372. *Cruikshank D. P., Barucci M. A., Emery J. P. et al.* Physical Properties of Transneptunian Objects // *Protostars and Planets V* / Eds. B. Reipurth, D. Jewitt, and K. Keil. Tucson: Univ. of Arizona Press, 2007. 951 pp. P.879–893.
373. *Cuzzi J. N., Weidenschilling S. J.* Particle-Gas Dynamics and Primary Accretion Meteorites and the Early Solar System II / Eds. D. S. Lauretta and H. Y. McSween Jr. Tucson: Univ. of Arizona Press, 2006. P.353–381.
374. *Cuzzi J. N., Dobrovolskis A. R., Champney J. M.* Particle-gas dynamics in the midplane of a protoplanetary nebula // *Icarus*. 1993. V.106. P.102–134.
375. *D'Angelo G., Henning T., Kley W.* Nested-grid calculations of disk-planet interaction // *Astron. and Astrophys.* 2002. V.385. P.647–670.
376. *Dartois E., Mucoz-Caro G. M., Deboffle D., d'Hendecourt L.* Diffuse interstellar medium organic polymers. Photoproduction of the 3,4, 6,85 and 7,25 mm features // *Astron. Astrophys.* 2004. V.423. L33–L36.
377. *Datchi F., Loubeyre P., LeToullec R.* Extended and accurate determination of the melting curves of argon, helium, ice (H₂O), and hydrogen (H₂) // *Phys. Rev. B*. 2000. V.61. № 10. P.6535–6546.
378. *Davies A. G.* Temperature, age and crust thickness distributions of Loki Patera on Io from Galileo NIMS data: Implications for resurfacing mechanism // *Geophys. Res. Lett.* 2003a. V.30. № 21. 2133. doi:10.1029/2003GL018371.
379. *Davies A. G.* Volcanism on Io: Estimation of eruption parameters from Galileo NIMS data // *J. Geophys. Res.* 2003b. V.108. № E9. 5106 10.1029/2001JE001509.
380. *de Capitani C., Brown T. H.* The computation of equilibrium in complex systems containing non-ideal solutions // *Geochim. Cosmochim. Acta*. 1987. V.51. P.2639–2652.
381. *de Graauw Th., Feuchgruber H., Bézard B. et al.* First results of ISO SWS observations of Saturn: detection of CO₂, CH₃C₂H, C₄H₂ and tropospheric H₂O // *Astron. Astrophys.* 1997. V.321. P.L13–L16.
382. *de Kok R., Irwin P. G. J., Teanby N. A. et al.* Oxygen compounds in Titan's stratosphere as observed by Cassini CIRS // *Icarus*. 2007. V.186. № 2. P.354–363.
383. *de Pater I., Deboer D., Marley M. et al.* Retrieval of water in Jupiter's deep atmosphere using microwave spectra of its brightness temperature // *Icarus*. 2005. V.173. № 2. P.425–438.
384. *de Pater I., Lissauer J. J.* Planetary sciences. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2004. 528 p.
385. *de Pater I., Massie S. T.* Models of the millimeter-centimeter spectra of the giant planets // *Icarus*. 1985. V.62. P.143–171.
386. *Delano J. W.* Pristine lunar glasses: Criteria data, and implications // *Proc. 16th Lunar Planet. Sci. Conf.* 1986. P.D201–D213.
387. *Delsemme A. H.* Have comets played a role in the primary organic syntheses? // *Advances in Space Research*. 1989. V.9. P.25–34.
388. *Delsemme A. H., Swings P.* Hydrates de gaz dans les noyaux cométaires et les grains interstellaires // *Ann. d'Astrophys.* 1952. V.15. P.1–12.

389. *Delsemme A. H.* The deuterium enrichment observed in recent comet is consistent with the cometary origin of seawater // *Planet. Space Sci.* 1999. V.47. P.125–131.
390. *Deschamps F., Sotin C.* Thermal convection in the outer shell or large icy satellites // *J. Geophys. Res.* 2001. V.106. P.5107–5121.
391. *Dominik C., Tielens A. G. G. M.* The Physics of Dust Coagulation and the Structure of Dust Aggregates in Space // *Astrophys. J.* 1997. V.480. P.647–673.
392. *Donati J.-F., Paletou F., Bouvier J., Ferreira J.* Direct detection of a magnetic field in the innermost regions of an accretion disk // *Nature.* 2005. V.438. Issue 7067. P.466–469.
393. *Dorressoundiram A.* Colour Properties and Trends in Trans-Neptunian Objects // *Earth, Moon, and Planets.* 2003. V.92. Issue 1. P.131–144.
394. *Dorogokupets P. I.* Thermodynamic functions at zero pressure and their relation to equations of state of minerals // *Amer. Mineral.* 2000. V.85. P.329–337.
395. *Draine B. T.* Interstellar Dust Grains // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 2003. VI. 41. P.241–289.
396. *Draine B. T.* On the Submillimeter Opacity of Protoplanetary Disks // *Astrophys. J.* 2006. V.636. Issue 2. P.1114–1120.
397. *Drake M. J.* Is lunar bulk composition similar to Earth's mantle? // *Origin of the Moon* / Eds. Hartmann W.K. et al. Houston: Lunar Planet. Inst. TX, 1986. P.105–124.
398. *Dreibus G., Wänke H.* Comparison of the chemistry of Moon and Mars // *Adv. Space Res.* 1990. V.10. P. (3)7–(3)16.
399. *Dreibus G., Wänke H.* Volatiles on Earth and Mars: A comparison // *Icarus.* 1987. V.71. P.225–240.
400. *Drossart P., Encrenaz T.* The abundance of water on Jupiter from *Voyager* IRIS data at 5 microns // *Icarus.* 1982. V.52. P.483–491.
401. *Drossart P., Encrenaz T., Dorofeeva V. A.* High temperature chemistry in the fireballs fomed by the impacts of comet P/Shoemaker-Levy 9 in Jupiter // *Icarus.* 1995. V.125. P.121–134.
402. *Dubrovinsky L., Dubrovinskaja N., Langenhorst F. et al.* Reaction of iron and silica at core-mantle boundary conditions // *Phys. Earth. Planet. Inter.* 2004. V.146. P.243–247.
403. *Dubrulle B.* Differential rotation as a source of angular momentum transport in the solar nebula // *Icarus.* 1993. V.106. P.59–76.
404. *Dubrulle B., Morfill G., Sterzik M.* The dust subdisk in the protoplanetary nebula // *Icarus.* 1995. V.114. P.237–246.
405. *Dullemond C. P., Hollenbach D., Kamp I., D'Alessio P.* Models of the structure and evolution of the protoplanetary disks // *Protostars and planets V* / Eds. B. Reipurth, D. Jewitt, K. Keil. Tucson: Univ. Arizona Press, 2007. P.555–572.
406. *Dunaeva A. N., Antsyshkin D. V., Kuskov O. L.* Phase diagram of water: Thermodynamics of phase transitions and properties of high-pressure ices // *XVI Int. Conf. Chem Therm. Suzdal, 2007.* 2/S-97.
407. *Durham W. B., Kirby S. H., Stern L. A.* Creep of water ices at planetary conditions: a compilation // *J. Geophys. Res.* 1997. V.102. P.16293–16302.
408. *Durham W. B., Stern L. A.* Rheological properties of water ice — Applications to satellites of the outer planets // *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.* 2001. V.29. P.295–330.
409. *Durham W. B., Stern L. A., Kirby S. H.* Rheology of ice I at low stress and elevated confining pressure // *J. Geophys. Res.* 2001. V.106 B. №6. P.11031–11042.
410. *Dutrey A., Guilloteau S., Ho P.* Interferometric spectro-imaging of molecular gas in protoplanetary disks // *Protostars and Planets V* / Eds. B. Reipurth, D. Jewitt, K. Keil. Tucson: Univ. of Arizona Press, 2007. 951 pp. P.495–506.

411. *Dziewonski A., Anderson D. L.* Preliminary reference Earth model // *Phys. Earth Planet. Inter.* 1981. V. 25. P. 297–356.
412. *Ebel D. S., Grossman L.* Condensation in dust-enriched systems // *Geochim. Cosmochim. Acta.* 2000. V. 64. P. 339–366.
413. *Eberhardt P.* A neon-E-rich phase in the Orgueil carbonaceous chondrite // *Earth and Planet. Sci. Letters.* 1974. V. 24. P. 182–193.
414. *Eberhardt P., Reber M., Krakowsky D., Hodges R. R.* The D/H and $^{18}\text{O}/^{16}\text{O}$ ratios in water from comet P/Halley // *Astronom. Astrophys.* 1995. V. 302. P. 301–312.
415. *Eisenberg D., Kauzmann W.* The Structure and Properties of Water. London: Oxford Univ. Press, 1969.
416. *Eisner J. A., Carpenter J. M.* Massive Protoplanetary Disks in the Trapezium Region // *Astrophys. J.* 2006. V. 641. Issue 2. P. 1162–1171.
417. *Eisner J. A., Hillenbrand L. A., Carpenter J. M., Wolf S.* Constraining the Evolutionary Stage of Class I Protostars: Multiwavelength Observations and Modeling // *Astrophys. J.* 2005. V. 635. Issue 1. P. 396–421.
418. *Elachi C., Wall S., Allison M. et al.* Cassini Radar Views the Surface of Titan // *Science.* 2005. V. 308. № 5724. P. 970–974.
419. *Elachi C., Wall S., Janssen M. et al.* Titan Radar Mapper observations from Cassini's T₃ fly-by // *Nature.* 2006. V. 441. Issue 7094. P. 709–713.
420. *Elkins L. T., Fernandes V. A., Delano J. W., Grove T. L.* Origin of lunar ultramafic green glasses: constraints from phase equilibrium studies // *Geochim. Cosmochim. Acta.* 2000. V. 64. P. 2339–2350.
421. *Elliott T.* Silicon-enhanced core // *Nature.* 2007. V. 447. P. 1060–1061.
422. *Emery J. P., Burr D. M., Cruikshank D. P. et al.* Near-infrared (0.8–4.0 mm) spectroscopy of Mimas, Enceladus, Tethys, and Rhea // *Astronomy and Astrophysics.* 2005. V. 435. № 1. P. 353–362.
423. *Fabrichnaya O. B., Kuskov O. L.* Constitution of the Earth's mantle: 1. Phase relations for the FeO-MgO-SiO₂ system at pressure 10–30 GPa // *Phys. Earth Planet. Inter.* 1991. V. 69. P. 56–71.
424. *Fabrichnaya O. B., Kuskov O. L.* Constitution of the Moon: 1. Assessment of thermodynamic properties and reliability of phase relation calculations in the FeO-MgO-Al₂O₃-SiO₂ system // *Phys. Earth Planet. Inter.* 1994. V. 83. P. 175–196.
425. *Fabrichnaya O. B., Saxena S. K., Richet P., Westrum E. E.* Thermodynamic Data, Models and Phase Diagrams in Multicomponent Oxide Systems. Springer, 2004.
426. *Fanale F. P., Li Y. H., De Carlo E. et al.* An experimental estimate of Europa's «ocean» composition independent of Galileo orbital remote sensing // *J. Geophys. Res.* 2001. V. 106E. P. 14595–14600.
427. *Farinella P., Davis D. R., Stern S. A.* Formation and Collisional Evolution of the Edgeworth–Kuiper Belt // *Protostars and Planets IV* / Eds. V. Mannings, A. P. Boss, and S. S. Russell. Tucson: Univ. of Arizona Press. USA, 2000. P. 1255–1282.
428. *Faul U. H., Jackson I.* The seismological signature of temperature and grain size variations in the upper mantle // *Earth Planet. Sci. Lett.* 2005. V. 234. P. 119–134.
429. *Feaga L. M., A'Hearn M. F., Sunshine J. M. et al.* Asymmetries in the distribution of H₂O and CO₂ in the inner coma of Comet 9 P/Tempel 1 as observed by Deep Impact // *Icarus.* 2007. V. 190. Issue 2. P. 345–356.
430. *Fegley B.* Chemistry of the Solar nebula // *The Chemistry of Life's Origins* / Eds. J. M. Greenberg et al. Netherlands: Kluwer Acad. Publ., 1993. P. 75–147.
431. *Fegley B. J., Lodders K.* Chemical models of the deep atmospheres of Jupiter and Saturn // *Icarus.* 1994. V. 110. P. 117–154.

432. *Fei Y., Mao H.-K., Hemley R. J.* Thermal expansivity, bulk modulus, and melting curve of H₂O-ice VII to 20 GPa // *J. Chem. Phys.* 1993. V. 99. № 7. P. 5369–5373.
433. *Fei Y., Prewitt C. T., Mao H. et al.* Structure and density of FeS at high pressure and high temperature and the internal structure of Mars // *Science.* 1995. V. 268. P. 1892–1894.
434. *Filacchione G., Capaccioni F., McCord T. B. et al.* Saturn's icy satellites investigated by Cassini-VIMS // *Icarus.* 2007. V. 186. № 1. P. 259–290.
435. *Filinov V. S., Fortov V. E., Bonitz M., Levashov P. R.* Phase transition in strongly degenerate hydrogen plasma // *Письма в ЖЭТФ.* 2001. T. 74. С. 422–425.
436. *Fischer D. A., Valenti J.* The Planet—Metallicity Correlation // *Astrophys. J.* 2005. V. 622. Issue 2. P. 1102–1117.
437. *Flasar F. M., Achterberg R. K., Conrath B. J. et al.* Temperatures, Winds, and Composition in the Saturnian System // *Science.* 2005. V. 307. № 5713. P. 1247–1251.
438. *Fleming T., Stone J.* Local Magnetohydrodynamic Models of Layered Accretion Disks // *Astrophys. J.* 2003. V. 585. Issue 2. P. 908–920.
439. *Flynn G. J., Keller L. P., Feser M. et al.* The origin of organic matter in the solar system: evidence from the interplanetary dust particles // *Geochim. Cosmochim. Acta.* 2003. V. 67. P. 4791–4806.
440. *Flynn G. J., Keller L. P., Jacobsen C., Wirick S.* An assessment of the amount and types of organic matter contributed to the Earth by interplanetary dust // *Adv. Space Res.* 2004. V. 33. P. 57–66.
441. *Foley C. N., Nittler L. R., McCoy T. J. et al.* Minor element evidence that Asteroid 433 Eros is a space-weathered ordinary chondrite parent body // *Icarus.* 2006. V. 184. P. 338–343.
442. *Folkner W. M., Woo R., Nandi S.* Ammonia abundance in Jupiter's atmosphere derived from attenuation of the Galileo probe's radio signal // *J. Geophys. Res.* 1998. V. 103. P. 22847–22856.
443. *Folkner W. M., Yoder C. F., Yuan D. N. et al.* Interior Structure and Seasonal Mass Redistribution of Mars from Radio Tracking of Mars Pathfinder // *Science.* 1997. V. 278. P. 1749–1752.
444. *Fomenkova M. N.* On the organic refractory component of cometary dust // *Space Sci. Rev.* 1999. V. 90. Issue 1/2. P. 109–114.
445. *Fortes A. D., Grindrod P. M., Trickett S. K., Vočadlo L.* Ammonium sulfate on Titan: Possible origin and role in cryovolcanism // *Icarus.* 2007. V. 188. P. 139–153.
446. *Fortes A. D., Wood I. G., Brodholt J. P., Vočadlo L.* Ab initio simulation of the ice II structure // *J. Chem. Phys.* 2003. V. 119. P. 4567–4572.
447. *Fortney J. J., Hubbard W. B.* Phase separation in giant planets: inhomogeneous evolution of Saturn // *Icarus.* 2003. V. 164. P. 228–243.
448. *Fouchet T., Irwin P. G. J., Parrish P. et al.* Search for spatial variation in the jovian ¹⁵N/¹⁴N ratio from Cassini/CIRS observations // *Icarus.* 2004. V. 172. Issue 1. P. 50–58.
449. *Francis D.* Cratonic mantle roots, remnants of a more chondritic Archean mantle? // *Lithos.* 2004. V. 71. P. 135–152.
450. *Frank M. R., Fei Y., Jingzhu H.* Constraining the equation of state of fluid H₂O to 80 GPa using the melting curve, bulk modulus, and thermal expansivity of the Ice VII // *Geochim. Cosmochim. Acta.* 2004. V. 68. P. 2781–2790.
451. *Freeman J.* Non-Newtonian stagnant lid convection and the thermal evolution of Ganymede and Callisto // *Planet. Space Sci.* 2006. V. 54. P. 2–14.
452. *Fridman A. M., Boyarchuk A. A., Bisikalo D. V. et al.* The collective mode and turbulent viscosity in accretion disks // *Phys. Lett. A.* 2003. V. 317. P. 181–198.

453. *Friedson A. J., Stevenson D. J.* Viscosity of rock-ice mixtures and applications to the evolutions of icy satellites // *Icarus*. 1983. V.56. P.1–14.
454. *Fulchignoni M., Ferri F., Angrilli F. et al.* In situ measurements of the physical characteristics of Titan's environment // *Nature*. 2005. V.438. № 7069. P.785–791.
455. *Gagnepain-Beyneix J., Lognonné P., Chenet H. et al.* A seismic model of the lunar mantle and constraints on temperature and mineralogy // *Phys. Earth Planet. Inter.* 2006. V.159. P.140–166.
456. *Gagnon R. E., Kieffe H., Clouter M. J., Whalley E.* Acoustic velocities and densities of polycrystalline ice Ih, II, III, V, and VI by Brillouin spectroscopy // *J. Chem. Phys.* 1990. V.92. P.1909–1914.
457. *Galimov E. M.* Redox evolution of the Earth caused by a multi-stage formation of its core // *Earth Planet. Sci. Lett.* 2005. V.233. P. 263–276.
458. *Ganapathy R., Anders E.* Bulk composition of the Moon and Earth, estimated from meteorites // *Proc. 5th Lunar Sci. Conf. Geochim. Cosmochim. Acta. Suppl.* 1974. V.5. P.1181–1206.
459. *Garnero E. J., Revenaugh J. S., Williams Q. et al.* Ultralow velocity zone at the core-mantle boundary // *The Core-Mantle Boundary Region / Eds. M. Gurnis et al.* Washington: Amer. Geophys. Union. DC. USA, 1998. P.319–334.
460. *Gautier D., Hersant F.* Formation and composition of planetesimals. Trapping volatiles by clathration // *Space Sci. Rev.* 2005. V.116. P.25–52.
461. *Gautier D., Hersant F., Mousis O., Lunine J. J.* Enrichments in volatiles in Jupiter: a new interpretation of the Galileo measurements // *Astrophys. J.* 2001a. V.550. P.L227–L230.
462. *Gautier D., Hersant F., Mousis O., Lunine J. J.* Erratum: Enrichments in volatiles in Jupiter: a new interpretation of the Galileo measurements // *Astrophys. J.* 2001b. V.559. P.L183–L183.
463. *Gautier D., Morel P. A.* Reestimate of the protosolar (2H/1H)_p ratio from (¹He/⁴He) SW solar wind measurements // *Astrophys. J.* 1997. V.323. P.L9–L12.
464. *Geiss J.* Primmordial abundance of hydrogen and helium isotopes // *Origin and Evolution of the Elements / Eds. N. Plantzos et al.* Cambridge University Press, 1993. P.89–106.
465. *Geissler P. E.* Volcanic activity on Io during the Galileo era // *Annu. Rev. Earth. Planet. Sci.* 2003. V.31. P.175–211.
466. *Geissler P. E., Greenberg R., Hoppa G.* Evolution of lineaments on Europa: Clues from Galileo multispectral imaging observations // *Icarus*. 1998. V.135. P.107–126.
467. *Gerakines P. A., Whittet D. C. B., Ehrenfreund P. et al.* Observations of solid carbon dioxide in molecular clouds with the infrared space observatory // *Astrophys. J.* 1999. V.522. № 1. P.357–377.
468. *Gerasimov M. V., Ivanov B. A., Yakovlev O. I., Dikov Yu. P.* Physics and chemistry of impacts // *Lab. Astrophys. Space Res. Kluwer Acad. Dordrecht/Norwell. MA,* 1999. P.279–239.
469. *Gessman C. K., Wood B. J., Rubie D. C., Kilburn M. R.* Solubility of silicon in liquid metal at high pressure: implications for the composition of the Earth's core // *Earth Planet. Sci. Lett.* 2001. V.184. P.367–376.
470. *Gibb E. L., Mumma M. J., dello Russo N. et al.* Methane in Oort cloud comets // *Icarus*. 2003. V.165. P.391–406.
471. *Gibb E. L., Whittet D. C. B., Boogert A. C. A., Tielens A. G. G. M.* Interstellar ice: The infrared space observatory legacy // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 2004. V.151. Issue 1. P.35–73.

472. *Gibb E. L., Whinet D. C. B., Schutte W. A. et al.* An inventory of interstellar ices toward the embedded protostar W33A // *Astrophys. J.* 2000. V. 536. P. 347–356.
473. *Glein C. R., Zolotov M. Yu., Shock E. L.* Hydrothermal geochemistry as the source of plume gases on Enceladus: a thermodynamic evolution // *Lunar Planet. Sci.* XXXVIII. 2007. № 1251.
474. *Goes S., Govers R., Vacher P.* Shallow mantle temperatures under Europe from P and S wave tomography // *J. Geophys. Res.* 2000. V. 105B. P. 11153–11169.
475. *Goins N. R., Dainty A. M., Toksöz M. N.* Lunar seismology: The internal structure of the Moon // *J. Geophys. Res.* 1981. V. 86. P. 5061–5074.
476. *Goldreich P., Ward W. R.* The formation of planetesimals // *Astrophys. J.* 1973. V. 183. P. 1051–1061.
477. *Goldsby D. L.* Diffusion creep of ice: Constraints from laboratory creep experiments // *Lunar Planet. Sci. Conf.* XXXVIII. 2007. № 2186.
478. *Goldsby D. L., Kohlstedt D. L.* Superplastic deformation of ice: Experimental observations // *J. Geophys. Res.* 2001. V. 106. P. 11017–11030.
479. *Goncharov A. F., Struzhkin V. V., Mao H., Hemley R. J.* Raman spectroscopy of dense H₂O and the transition to symmetric hydrogen bonds // *Phys. Rev. Lett.* 1999. V. 83. P. 1998–2001.
480. *Gonzalez G.* Colloquium: Stars, planets, and metals // *Rev. Modern Phys.* 2003. V. 75. P. 101–120.
481. *Goodwin S., Kroupa P., Goodman A., Burkert A.* The fragmentation of cores and the initial binary population // *Protostars and Planets V* / Eds. B. Reipurth, D. Jewitt, K. Keil. Tucson: Univ. of Arizona Press, 2007. 951 pp. P. 133–147.
482. *Graboske H. C. Jr., Olness R. J., Pollack J. B., Grossman A. S.* The structure and evolution of Jupiter — The fluid contraction stage // *Astrophys. J.* 1975. V. 199. P. 265–281.
483. *Granahan J.* A compositional study of asteroid 243 Ida and Dactyl from Galileo NIMS and SSI observations // *J. Geophys. Res.* 2002. V. 107 [E10]. 5090. doi:10.1029/2001JE001759.
484. *Grasset O., Pargamin J.* The ammonia-water system at high pressures: Implications for the methane of Titan // *Planet. Space Sci.* 2005. V. 53. № 4. P. 371–384.
485. *Grasset O., Sotin C.* The cooling rate of a liquid shell in Titan's interior // *Icarus.* 1996. V. 123. P. 101–112.
486. *Grasset O., Sotin C., Deschamps F.* On the internal structure and dynamics of Titan // *Planet. Space Sci.* 2000. V. 48. P. 617–636.
487. *Greeley R., Klemaszewski J. E., Wagner R.* Galileo views of the geology of Callisto // *Planet. Space Sci.* 2000. V. 48. P. 829–853.
488. *Green S. F., McBride N., O'Ceallaigh D. P. et al.* Surface reflectance properties of distant Solar system bodies // *MN Roy. Astronom. Soc.* 1997. V. 290. P. 186–192.
489. *Greenberg J. M.* Making a comet nucleous // *Astronomy and Astrophysics.* 1998. V. 330. P. 375–380.
490. *Greenberg R.* Tides and biosphere of Europa // *Amer. Scientist.* 2002. V. 90. P. 48–55.
491. *Greenberg R., Hoppa G. V., Tufts B. R. et al.* Chaos on Europa // *Icarus.* 1999. V. 141. P. 263–286.
492. *Grevesse N., Asplund M., Sauval A. J.* The Solar Chemical Composition // *Space Sci. Rev.* 2007. V. 130. Issue 1–4. P. 105–114.
493. *Grevesse N., Lambert D. L., Sauval A. J. et al.* Vibration-rotation bands of CH in the solar infrared spectrum and the solar carbon abundance // *Astronom. Astrophys.* 1991. V. 242. № 2. P. 488–495.

494. *Grevesse N., Sauval A. J.* Standart Solar composition // *Space Sci. Rev.* 1998. V. 85. P. 161–174.
495. *Grégoire M., Bell D. R., Le Roex A. P.* Garnet Iherzolites from the Kaapvaal craton (South Africa): Trace element evidence for a metasomatic history // *J. Petrol.* 2003. V. 44. P. 629–657.
496. *Griffith C. A., Hall J. L., Geballe T. R.* Detection of daily clouds on Titan // *Science.* 2000. V. 290. № 5491. P. 509–513.
497. *Griffith C. A., Zahnle K.* Influx of cometary volatiles to planetary moons: The atmospheres of 1000 possible Titans // *J. Geophys. Res.* 1995. V. 100. P. 16907–16922.
498. *Grindrod P. M., Fortes A. D., Trickett S. K., Vocadlo L.* Ammonium Sulfate Volcanism Titan // *Am. Geophys. Union. Fall Meeting.* 2006. Abstracts. P13A-0167.
499. *Gromnitskaya E. L., Stal'gorova O. V., Brazhkin V. V., Lyapin A. G.* Ultrasonic study of the nonequilibrium pressure-temperature diagram of H₂O ice // *Phys. Rev. B.* 2001. V. 64. P. 1–16.
500. *Grossman L., Larimer W.* Early chemical history of the solar system // *Rev. Geophys. Space Phys.* 1974. V. 12. P. 71–101.
501. *Grott M., Sohl F., Hussmann H.* Degree-one convection and the origin of Enceladus' dichotomy // *Icarus.* 2007. V. 191. № 1. P. 203–210.
502. *Gudkova T. V., Zharkov V. N.* Models of Jupiter and Saturn after Galileo mission // *Planet. Space Sci.* 1999. V. 47. P. 1201–1210.
503. *Guillot T.* The interiors of giant planets: Models and outstanding questions // *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.* 2005. V. 33. P. 493–530.
504. *Guillot T., Stevenson D. J., Hubbard W. B., Saumon D.* The interior of Jupiter // *Jupiter / Eds. F. Bagenal, T. E. Dowling, W. B. McKinnon.* Cambridge: Cambridge University Press, 2004. P. 35–57.
505. *Gurwell M. A.* Submillimeter observations of Titan: Global measures of stratospheric temperature, CO, HCN, HC₃N, and the isotopic ratios ¹²C/¹³C and ¹⁴N/¹⁵N // *Astrophys. J.* 2004. V. 616. № 1. P. L7–L10.
506. *Gusev A., Petrova N.* Project “The Moon — 2012+”: Spin-orbital evolution, geophysics and selenodesy of the Moon // *Adv. Space Res.* 2007. V. 40. P. 1–8.
507. *Hagermann A., Rosenberg P. D., Towner M. C. et al.* Speed of sound measurements and the methane abundance in Titan's atmosphere // *Icarus.* 2007. V. 189. № 2. P. 538–543.
508. *Hagermann A., Tanaka S.* Ejecta deposit thickness, heat flow, and a critical ambiguity on the Moon // *Geophys. Res. Lett.* 2006. V. 33. L19203. doi:10.1029/2006GL027030.
509. *Haisch K. E., Lada E. A., Lada C. J.* Disk frequencies and lifetimes in young lasters // *Astrophys. J.* 2001. V. 553. P. L153–L156.
510. *Halliday A. N.* The origin of the Earth. What's new? // *Elements.* 2006. V. 2. P. 205–210.
511. *Hand K. P., Chyba C. F.* Empirical constraints on the salinity of the european ocean and implications for a thin ice shell // *Icarus.* 2007. V. 189. P. 424–438.
512. *Hanel R., Conrath B., Flasar F. M. et al.* Infrared observations of the Saturnian system from Voyager 1 // *Science.* 1981. V. 212. P. 192–200.
513. *Hanner M. S., Bradley J. P.* Composition and mineralogy of cometary dust // *Comets II / Eds. M. Festou et al. Tucson: Univ. of Arizona,* 2004. P. 555–564.
514. *Hansen C. J., Esposito L., Stewart A. I. F. et al.* Enceladus' Water Vapor Plume // *Science.* 2006. V. 311. P. 1422–1425.
515. *Harris A. W., Kaula W. M.* A co-accretion model of satellite formation // *Icarus.* 1975. V. 24. P. 516–524.

516. *Hartmann W. K., Davis D. R.* Satellite-sized planetesimals and lunar origin // *Icarus*. 1975. V. 24. P. 504–515.
517. *Hartung M., Herbst T. M., Dumas C., Coustenis A.* Limits to the abundance of surface CO₂ ice on Titan // *J. Geophys. Res.* 2006. V. 111. Issue E7. CiteID E07S09.
518. *Hauck S. A., Aurnou J. M., Dombard A. J.* Sulfur's impact on core evolution and magnetic field generation on Ganymede // *J. Geophys. Res.* 2006. V. 111. E09008. doi:10.1029/2005JE002557.
519. *Hayatsu R., Winans R. E., Scott R. G. et al.* Phenolic ethers in the organic polymer of Marchison meteorite // *Science*. 1980. V. 207. P. 1202–1204.
520. *Head J. W., Wilson L.* Lunar mare volcanism: Stratigraphy, eruption conditions, and evolution of secondary crusts // *Geochim. Cosmochim. Acta*. 1992. V. 56. P. 2155–2176.
521. *Hemley R. J., Mao H. K.* New windows on earth and planetary interiors // *Mineral. Mag.* 2002. V. 66. P. 791–811.
522. *Hersant F., Dubrulle B., Huré J.-M.* Turbulence in circumstellar disks // *Astronomy and Astrophysics*. 2005. V. 429. P. 531–542.
523. *Hersant F., Gautier D., Huré J.-M. A.* Two-dimensional model for the primordial nebula constrained by D/H measurements in the Solar System: Implications for the formation of giant planets // *The Astrophysical Journal*. 2001. V. 554. Issue 1. P. 391–407.
524. *Hersant F., Gautier D., Lunine J. I.* Enrichment in volatiles in the giant planets of the Solar System // *Planet. Space Sci.* 2004. V. 52. P. 623–641.
525. *Hersant F., Gautier D., Tobie G., Lunine J. I.* Interpretation of the carbon abundance Saturn measured by Cassini // *Planet. Space Sci.* 2008. V. 56. Issue 8. P. 1103–1111.
526. *Hersant F., Tobie G., Gautier D., Lunine J. I.* Volatiles in Saturn and Titan: New lights from Cassini–Huygens // *Planet. Space Sci.* 2008 (in press).
527. *Hess P. C., Parmentier E. M.* A model for the thermal and chemical evolution of the Moon's interior: implications for the onset of mare volcanism // *Earth Planet. Sci. Lett.* 1995. V. 134. P. 501–514.
528. *Hewins R. H., Newsom H. E.* Igneous activity in the early Solar system // *Meteorites and the Early Solar System* / Eds. J. F. Kerridge et al. Tucson: Univ. Arizona Press, 1988. P. 73–101.
529. *Hibbitts C. A., McCord T. B., Hansen G. B.* Distributions of CO₂ and SO₂ on the surface of Callisto // *J. Geophys. Res.* 2000. V. 105. №E9. P. 22541–22558.
530. *Hidayat T., Marten A., Bézard B. et al.* Millimeter and submillimeter heterodyne observations of Titan: The vertical profile of carbon monoxide in its stratosphere // *Icarus*. 1998. V. 133. № 1. P. 109–133.
531. *Hiesinger H., Head J. W.* New Views of Lunar Geoscience: An Introduction and Overview. *New Views of the Moon* // *Rev. Mineral. Geochem.* 2006. V. 60. P. 1–81.
532. *Hirai H., Tanaka T., Kawamura T. et al.* Structural changes in gas hydrates and existence of a filled ice structure of methane hydrate above 40 GPa // *J. Phys. Chem. Solids*. 2004. V. 65. P. 1555–1559.
533. *Hirose K.* Postperovskite phase transition and its geophysical implications // *Rev. Geophys.* 2006. V. 44. RG3001. doi:10.1029/2005RG000186.
534. *Hollenbach D. J., Yorke H. W., Johnstone D.* Disk dispersal around young stars // *Protostars and Planets IV* / Eds. V. Mannings, A. P. Boss, and S. S. Russell. Tucson: Univ. of Arizona Press, 2000. P. 401–428.
535. *Holzheid A., Sylvester P., O'Neill H. St C. et al.* Evidence for a late chondritic veneer in the Earth's mantle from high-pressure partitioning of palladium and platinum // *Nature*. 1999. V. 406. P. 396–399.

536. *Holzheid A., Schmitz M. D., Grove T. L.* Textural equilibria of iron sulfide liquids in partly molten silicate aggregates and their relevance to core formation scenarios // *J. Geophys. Res.* 2000. V. 105B6. P. 13555–13567.
537. *Hong Y., Fegley B.* Experimental studies of magnetite formation in the solar nebula // *Meteoritics Planet. Sci.* 1998. V. 33. P. 1101–1112.
538. *Hood L. L., Zuber M.* Recent refinements in geophysical constraints on lunar origin and evolution // *Origin of the Earth and Moon* / Eds. K. Righter, R. Canup. Tucson: Univ. Arizona Press, 2000. P. 397–412.
539. *Hood L. L.* Geophysical constraints on the lunar interior // *Origin of the Moon* / Eds. W. K. Hartmann et al. Houston: LPI. TX, 1986. P. 361–388.
540. *Hood L. L., Jones J. H.* Geophysical constraints on lunar bulk composition and structure: A reassessment // *J. Geophys. Res.* 1987. V. 92E. P. 396–410.
541. *Hood L. L., Mitchell D. L., Lin R. P. et al.* Initial Measurements of the Lunar Induced Magnetic Dipole Moment Using Lunar Prospector Magnetometer Data // *Geophys. Res. Lett.* 1999. V. 26. P. 2327–2330.
542. *Hubbard W. B., Burrows A., Lunine J. I.* Theory of giant planets // *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* 2002. V. 40. P. 103–136.
543. *Hubbard W. B.* Thermal structure of Jupiter // *Astrophys. J.* 1968. V. 152. P. 745–754.
544. *Hubbard W. B., Dewitt H. E.* Statistical mechanics of light elements at high pressure. VII — A perturbative free energy for arbitrary mixtures of H and He // *Astrophys. J.* 1985. V. 290. P. 388–393.
545. *Hubickyj O., Bodenheimer P., Lissauer J. J.* Accretion of the gaseous envelope of Jupiter around a 5–10 Earth-mass core // *Icarus.* 2005. V. 179. P. 415–431.
546. *Hueso R., Guillot T.* Evolution of protoplanetary disks: constraints from DM Tauri and GM Aurigae // *Astron. Astrophys.* 2005. V. 442. P. 703–725.
547. *Hurford T. A., Helfenstein P., Hoppa G. V. et al.* Eruptions arising from tidally controlled periodic openings of rifts on Enceladus // *Nature.* 2007. V. 447. Issue 7142. P. 292–294.
548. *Husmann H., Spohn T.* Thermal-orbital evolution of Io and Europa // *Icarus.* 2004. V. 171. P. 391–410.
549. *Husmann H., Spohn T., Wiczerkowski K.* Thermal equilibrium states of Europa's ice shell: Implications for internal ocean thickness and surface heat flow // *Icarus.* 2002. V. 156. P. 143–151.
550. *Hustoft J. W., Kohstedt D. L.* Metal-silicate segregation in deforming dunitic rocks // *Geochem. Geophys. Geosyst.* 2006. V. 7. Q02001. doi:10.1029/2005GC001048.
551. *Ida S., Canup R. M., Stewart G. R.* Lunar accretion from an impact-generated disk // *Nature.* 1997. V. 389. P. 353–357.
552. *Ida S., Lin D. N. C.* Toward a deterministic model of planetary formation. I. A desert in the mass and semimajor axis distribution of extrasolar planets // *Astrophys. J.* 2004. V. 604. P. 388–413.
553. *Ip W.-H., Fernandez J. A.* Accretional origin of the giant planets and its consequences // *Collisional processes in the Solar System* / Eds. M. Ya. Marov, H. Rickman. Netherlands: Kluwer Acad. Publishers, 2001. P. 181–201.
554. *Iro N., Gautier D., Hersant F. et al.* An interpretation of the nitrogen deficiency in comets // *Icarus.* 2003. V. 161. P. 511–532.
555. *Irvine W. M.* The Composition of interstellar molecular clouds // *Space Sci. Rev.* 1999. V. 90. P. 203–218.
556. *Irwin P. G. J.* Cloud Structure and composition of Jupiter's atmosphere // *Surv. Geophys.* 1999. V. 20. P. 505–535.

557. *Irwin P. G. J., Weir A. L., Smith S. E. et al.* Cloud structure and atmospheric composition of Jupiter retrieved from Galileo near-infrared mapping spectrometer real-time spectra // *J. Geophys. Res.* 1998. V. 103. Issue E10. P. 23001–23022.
558. *Ivanova M. A., Kononkova N. N., Ivanov A. V.* First recorded find of ordinary chondrite material in the Kaidun meteorite // *Solar System Res.* 2005. V. 39. P. 150–156.
559. *Jackson I., FitzGerald J. D., Faul U. H., Tan B. H.* Grain-size sensitive seismic wave attenuation in polycrystalline olivine // *J. Geophys. Res.* 2002. V. 107. B12 2360. doi:10.1029.2001JB001225.
560. *James O. B.* Rocks of the early lunar crust // *Proc. 11th Lunar Planet. Sci. Conf.* 1980. P. 365–393.
561. *Jarosewich E.* Chemical analyses of meteorites: A compilation of stony and iron meteorite analyses // *Meteoritics.* 1990. V. 25. P. 323–337.
562. *Jessberger E. K., Christoforidis A., Kissel J.* Aspects of the major elements composition of Haley's dust // *Nature.* 1988. V. 332. P. 691–695.
563. *Jessberger E. K.* Rocky Cometary particulates: Their elemental, isotopic and mineralogical ingredients // *Space Sci. Rev.* 1999. V. 90. Issue 1/2. P. 91–97.
564. *Jaupart C., Mareschal J.-C.* The thermal structure and thickness of continental roots // *Lithos.* 1999. V. 48. P. 93–114.
565. *Jellinek A. M., Manga M.* Links between long-lived hot spots, mantle plumes, D, and plate tectonics // *Rev. Geophysics.* 2004. V. 42. P. 1–35.
566. *Jessberger E. K., Kissel J.* The composition of comets // *Origin and Evolution of Planetary and Satellite Atmospheres* / Eds. S. K. Atreya, J. B. Pollack, M. S. Matthews. Tucson: Univ. of Arizona Press, 1989. P. 167–191.
567. *Jewitt D., Aussen H., Evans A.* The size and albedo of the Kuiper-belt object (20000) Varuna // *Nature.* 2001. V. 411. P. 446–447.
568. *Jewitt D., Luu J.* Physical nature of the Koiper Belt // *Protostars and Planets IV* / Eds. V. Mannings, A. P. Boss, and S. S. Russell. Tucson: Univ. of Arizona Press. USA, 2000. P. 1201–1230.
569. *Johnson T. V., Lunine J. I.* Saturn's moon Phoebe as a captured body from the outer Solar System // *Nature.* 2005. V. 435. № 7038. P. 69–71.
570. *Jolliff B. L.* What is the composition of the Moon's lower crust? // *37th Lunar Planet. Sci.* 2006. № 2346.
571. *Jolliff B. L., Gillis J. J., Haskin L. et al.* Major lunar crustal terranes: surface expressions and crust — mantle origins // *J. Geophys. Res.* 2000. Vol. 105. P. 4197–4216.
572. *Jones J. H., Delano J. W.* A three component model for the bulk composition of the Moon // *Geochim. Cosmochim. Acta.* 1989. V. 53. P. 513–527.
573. *Jones J. H., Palme H.* Geochemical constraints on the origin of the Earth and Moon // *Origin of the Earth and Moon* / Eds. Canup R. M. et al. Tucson: Univ. Arizona Press, 2000. P. 197–216.
574. *Jones T. D., Lewis J. S.* Estimated impact shock production of N₂ and organic compounds on early Titan // *Icarus.* 1987. V. 72. P. 381–393.
575. *Jordan T. H.* Composition and development of the continental tectosphere // *Nature.* 1978. V. 274. P. 544–548.
576. *Judge D. L., Carlson R. W.* Pioneer 10 observations of the ultraviolet glow in the vicinity of Jupiter: III. Spectrometry from the Voyager 1 IRIS experiment // *Science.* 1974. V. 183. P. 317–318.
577. *Karato S.* Importance of anelasticity in the interpretation of seismic tomography // *Geophys. Res. Lett.* 1993. V. 20. P. 1623–1626.

578. *Kargel J. S., Delmelle P., Nash D. B.* Volcanogenic sulfur on Earth and Io: Composition and spectroscopy // *Icarus*. 1999. V. 142. P.249–280.
579. *Kargel J. S., Kaye J. Z., Head J. W. et al.* Europa's crust and ocean: origin, composition, and the prospects for life // *Icarus*. 2000. V. 148. P.226–265.
580. *Kargel R. H.* Enceladus: cosmic gymnast, volatile miniworld // *Science*. 2006. V.311. P.1389–1391.
581. *Kasting J. E.* Methane and climate during the Precambrian Era // *Precambrian Res.* 2005. V.137. P.119–129.
582. *Kasting J. F., Howard M. T.* Atmospheric composition and climate on the early Earth // *Phil. Trans. R. Soc. B.* 2006. V.361. P.1733–1742.
583. *Keil K.* Thermal alteration of asteroids: evidence from meteorites // *Planet. Space Sci.* 2000. V.48. P.887–903.
584. *Keller L. P., Messenger S., Flynn G. J. et al.* The nature of molecular cloud material in interplanetary dust // *Geochim. Cosmochim. Acta.* 2004. V.68. P.2577–2589.
585. *Kelley D. S., Karson J. A. et al.* A serpentinite-hosted ecosystem: The lost city hydrothermal field // *Science*. 2005. V.307. P.1428–1434.
586. *Kennet B. L. N., Engdahl E. R.* Traveltimes for global earthquake location and phase identification // *Geophys. J. Int.* 1991. V.105. P.429–465.
587. *Kennet B. L. N., Engdahl E. R., Buland R.* Constraints on seismic velocities in the Earth from traveltimes // *Geophys. J. Int.* 1995. V.122. P.108–124.
588. *Kerola D. X., Larson H. P., Tomasko M. G.* Analysis of the Near-IR spectrum of Saturn: A comprehensive radiative transfer model of its middle and upper troposphere // *Icarus*. 1997. V.127. №1. P.190–212.
589. *Kerridge J. F.* Formation and processing of organics in the early Solar System // *Space Sci. Rev.* 1999. V.90. P.275–288.
590. *Keszthelyi L., Jaeger W. L., Turtle E. P. et al.* A post-Galileo view of Io's interior // *Icarus*. 2004. V.169. P.271–286.
591. *Keszthelyi L., Jaeger W., Milazzo M. et al.* New estimates for Io eruption temperatures: Implications for the interior // *Icarus*. 2007. V.192. P.491–502.
592. *Keszthelyi L., McEwen A.* Magmatic differentiation of Io // *Icarus*. 1997. V.130. P.437–448.
593. *Khan A., Connolly J.* Constraining the composition and thermal state of Mars from inversion of geophysical data // *J. Geophys. Res.* 2008. V.113.
594. *Khan A., Connolly J. A. D., Maclennan J., Mosegaard K.* Joint inversion of seismic and gravity data for lunar composition and thermal state // *Geophys. J. Int.* 2007. V.168. P.243–258.
595. *Khan A., Connolly J. A. D., Olsen N., Mosegaard K.* Constraining the composition and thermal state of the moon from an inversion of electromagnetic lunar day-side transfer functions // *Earth Planet. Sci. Lett.* 2006a. V.248. P.579–598.
596. *Khan A., Maclennan J., Taylor S. R., Connolly J. A. D.* Are the Earth and the Moon compositionally alike? Inferences on lunar composition and implications for lunar origin and evolution from geophysical modeling // *J. Geophys. Res.* 2006b. V.111. E05005. doi:10.1029/2005JE002608.
597. *Khan A., Mosegaard K.* Further constraints on the deep lunar interior // *Geophys. Res. Lett.* 2005. V.32. L22203. doi:10.1029/2005GL023985.
598. *Khan A., Mosegaard K., Rasmussen K. L.* A new seismic velocity model for the Moon from a Monte Carlo inversion of the Apollo lunar seismic data // *Geophys. Res. Lett.* 2000. V.27. P.1591–1594.

599. *Khurana K. K., Kivelson M. G., Stevenson D. J. et al.* Induced magnetic field as evidence for subsurface oceans in Europa and Callisto // *Nature*. 1998. V. 395. P. 777–780.
600. *Kieffer S. W.* Thermodynamics and lattice vibrations of minerals // *Rev. Geophys. Space Phys.* 1979. V. 17. P. 1–59.
601. *Kiess C. C., Corliss C. H., Kiess H. K.* High-Dispersion Spectra of Jupiter // *Astrophys. J.* 1960. V. 132. P. 221–228.
602. *Kim S. J., Geballe T. R., Noll K. S., Courtin R.* Clouds, haze, and CH₄, CH₃D, HCN, and C₂H₂ in the atmosphere of Titan probed via 3 μm spectroscopy // *Icarus*. 2005. V. 173. № 2. P. 522–532.
603. *Kim S. J., Leeb Y. S., Kim Y. H.* Spectroscopic studies of the atmospheres of giant planets, Titan, and comets // *Planet. Space Sci.* 2001. V. 49. P. 117–141.
604. *Kirk R. L., Stevenson D. J.* The competition between thermal contraction and differentiation in the stress history of the Moon // *J. Geophys. Res.* 1989. V. 94. P. 12133–12144.
605. *Kirk R. L., Stevenson D. J.* Thermal evolution of a differentiated Ganymed and implications for surface features // *Icarus*. 1987. V. 69. P. 91–134.
606. *Kissel J.* In situ measurements of evolved solids in space with emphasis on cometary particles // *Formulation and Evolution of Solids in Space / Eds. J. M. Greenberg and A. Li.* Kluwer Academic Publishers, 1999. P. 427–445.
607. *Kissel J., Brownlee D. E., Buchler K. et al.* Composition of comet Halley dust particles from Giotto observations // *Nature*. 1986. V. 321. P. 336–337.
608. *Kissel J., Krueger F. R.* The Organic Component in Dust from Comet Halley as Measured by the PUMA Mass Spectrometer on Board VEGA 1 // *Nature*. 1987. V. 326. P. 755–760.
609. *Kitamura Y., Momose M., Yokogawa S. et al.* Investigation of the physical properties of protoplanetary disks around T Tauri stars by a 1 arcsecond imaging survey: Evolution and diversity of the disks in their accretion stage // *Astrophys. J.* 2002. V. 581. P. 357–380.
610. *Kitts K., Lodders K.* Survey and evolution of eucrite bulk composition // *Meteorit. Planet. Sci.* 1998. V. 33. P. A197–A213.
611. *Kivelson M. G.* Does Enceladus Govern magnetospheric dynamics at Saturn // *Science*. 2006. V. 311. P. 1391–1392.
612. *Kivelson M. G., Khurana K. K., Russel C. T. et al.* Discovery of Ganymede's magnetic field by the Galileo spacecraft // *Nature*. 1996b. V. 384. P. 537–541.
613. *Kivelson M. G., Khurana K. K., Russell C. T. et al.* Galileo magnetometer measurements: A stronger case for a subsurface ocean at Europa // *Science*. 2000. V. 289. P. 1340–1343.
614. *Kivelson M. G., Khurana K. K., Volwerk M.* The permanent and inductive magnetic moments of Ganymede // *Icarus*. 2002. V. 157. P. 507–522.
615. *Kivelson M. G., Khurana K. K., Walker R. J. et al.* A magnetic signature at Io: Initial report from the Galileo magnetometer // *Science*. 1996a. V. 273. P. 337–340.
616. *Klahr H. H., Bodenheimer P.* Turbulence in accretion disks: vorticity generation and angular momentum transport via the global baroclinic instability // *Astrophys. J.* 2003. V. 582. P. 869–892.
617. *Klein R. J., Inutsuka S., Padoan P., Tomisaka K.* Current advances in the methodology and computational simulation of the formation of low-mass stars // *Protostars and Planets V / Eds. B. Reipurth, D. Jewitt, K. Keil.* Tucson: Univ. of Arizona Press, 2007. 951 pp. P. 99–116.
618. *Kleine T., Mezger K., Palme H. et al.* Early core formation in asteroids and late accretion of chondrite parent bodies: Evidence from ¹⁸²Hf-¹⁸²W in CAIs, metal-rich chondrites, and iron meteorites // *Geochim. Cosmochim. Acta*. 2005. V. 69. P. 5805–5818.

619. *Kokubo E., Ida S., Makino J.* Evolution of a circumterrestrial disk and formation of a single Moon // *Icarus*. 2000. V. 148. P. 419–436.
620. *Kong P., Ebihara M.* The origin and nebula history of the metal phase of ordinary chondrites // *Geochim. Cosmochim. Acta*. 1997. V. 61. P. 2317–2329.
621. *Königl A., Pudritz R. E.* Disk winds and the accretion-outflow connection // *Protostars and Planets IV* / Eds. V. Mannings, A. P. Boss, and S. S. Russell. Tucson: Univ. of Arizona Press, 2000. P. 759–788.
622. *Konopliv A. S., Binder A. B., Hood L. L. et al.* Improved gravity field of the Moon from Lunar Prospector // *Science*. 1998. V. 281. P. 1476–1480.
623. *Kopylova M. G., Lo J., Christensen N. I.* Petrological constraints on seismic properties of the Slave upper mantle (Northern Canada) // *Lithos*. 2004. V. 77. P. 493–510.
624. *Korycansky D. G., Pollack J. B., Bodenheimer P.* Numerical models of giant planet formation with rotation // *Icarus*. 1991. V. 92. P. 234–251.
625. *Kouchi A., Yamamoto T., Kozasa T. et al.* Conditions for condensation and preservation of amorphous ice and crystallinity of astrophysical ices // *Astron. Astrophys.* 1994. V. 290. P. 1009–1018.
626. *Krot A. N., Fegley B., Lauretta D. S., Palme H.* Meteoritical and astrophysical constraints of the oxidation state of the Solar nebula // *Protostars and Planets IV* / Eds. Mannings V. et al. Tucson: Univ. Arizona Press, 2000. P. 1019–1054.
627. *Krot A. N., Meibom A., Weisberg M. K., Keil K.* The CR chondrite clan: Implications for early solar system processes // *Meteorit. Planet. Sci.* 2002. V. 37. P. 1451–1490.
628. *Kunde V. G., Flasar F. M., Jennings D. E. et al.* Jupiter's Atmospheric Composition from the Cassini Thermal Infrared Spectroscopy Experiment // *Science*. 2004. V. 305. P. 1582–1587.
629. *Kunde V. G., Hanel R. A., Maguire W. et al.* The tropospheric gas composition of Jupiter's north equatorial belt (NH₃, PH₃, CH₃D, GeH₄, H₂O) and the Jovian D/H isotopic ratio // *Astrophys. J.* 1982. V. 263. P. 443–467.
630. *Kuskov O. L.* Constitution of the Moon: 3. Composition of middle mantle from seismic data // *Phys. Earth Planet. Inter.* 1995. V. 90. P. 55–74.
631. *Kuskov O. L.* Constitution of the Moon: 4. Composition of the mantle from seismic data // *Phys. Earth Planet. Inter.* 1997. V. 102. P. 239–257.
632. *Kuskov O. L., Fabrichnaya O. B.* Constitution of the Moon: 2. Composition and seismic properties of the lower mantle // *Phys. Earth Planet. Inter.* 1994. V. 83. P. 197–216.
633. *Kuskov O. L., Galimzyanov R. F.* Thermodynamics of stable mineral assemblages of the mantle transition zone // *Chem. Phys. Terrest. Planets* / Ed. S. K. Saxena. New York: Springer, 1986. V. 6. P. 310–361.
634. *Kuskov O. L., Kronrod V. A.* Constitution of the Moon: 5. Constraints on composition, density, temperature, and radius of a core // *Phys. Earth Planet. Inter.* 1998. V. 107. P. 285–306.
635. *Kuskov O. L., Kronrod V. A.* Core sizes and internal structure of the Earth's and Jupiter's satellites // *Icarus*. 2001. V. 151. P. 204–227.
636. *Kuskov O. L., Kronrod V. A.* Internal structure of Europa and Callisto // *Icarus*. 2005. V. 177. P. 550–569.
637. *Kuskov O. L., Kronrod V. A.* Resemblance and difference between constitution of the Moon and Io // *Planet. Space Sci.* 2000. V. 48. P. 717–726.
638. *Kuskov O. L., Kronrod V. A., Annersten H.* Inferring upper-mantle temperatures from seismic and geochemical constraints: Implications for Kaapvaal craton // *Earth Planet. Sci. Lett.* 2006. V. 244. P. 133–154.

639. *Kuskov O. L., Kronrod V. A., Hood L. L.* Geochemical constraints on the seismic properties of the lunar mantle // *Phys. Earth Planet. Inter.* 2002. V.134. P.175–189.
640. *Kuskov O. L., Panferov A. B.* Phase diagrams of the FeO-MgO-SiO₂ system and the structure of the mantle discontinuities // *Phys. Chem. Miner.* 1991. V.17. P.642–653.
641. *Lagrange A.-M., Backman D. E., Artymovich P.* Planetary material around main-sequence stars // *Protostars and Planets IV* / Eds. V. Mannings, A. P. Boss, and S. S. Russell. Tucson: Univ. of Arizona Press, 2000. P.639–672.
642. *Langer W. D., van Dishoeck E. F., Bergin E. A. et al.* Chemical Evolution of Protostellar Matter // *Protostars and Planets IV* / Eds. V. Mannings, A. P. Boss, and S. S. Russell. Tucson: Univ. of Arizona Press. USA, 2000. P.29–58.
643. *Langseth M. G., Keihm S. J., Peters K.* Revised lunar heat flow values // *Proc. Lunar Planet. Sci. Conf.* 7th. 1976. P.3143–3171.
644. *Lara L. M., Banaszekiewicz M., Rodrigo R., Lopez-Moreno J. J.* The CH₄ density in the upper atmosphere of Titan // *Icarus.* 2002. V.158. P.191–198.
645. *Latham G., Ewing M., Dorman J. et al.* Moonquakes and lunar tectonism // *The Moon.* 1972. V.4. P.373–382.
646. *Lauretta D. S., Kremser D. T., Fegley B.* The rate of iron sulfide formation in the Solar nebula // *Icarus.* 1996. V.122. P.288–315.
647. *Lawler M. E., Brownlee D. E., Temple S., Wheelock M. M.* Iron, magnesium, and silicon in dust from comet Halley // *Icarus.* 1989. V.80. P.225–242.
648. *Lebreton J.-P., Matson D.* The Cassini–Huygens mission. Part. I // *COSPAR Inf. Bull. Space Res. Today.* 2007. V.169. P.11–19.
649. *Lebreton J.-P., Witasse O., Sollazzo C. et al.* An overview of the descent and landing of the Huygens probe on Titan // *Nature.* 2005. V.438. №7069. P.758–764.
650. *Lecluse C., Robert F., Gautier D., Guiraud M.* Deuterium enrichment in giant planets // *Planet. Space Sci.* 1996. V.44. P.1579–1592.
651. *Leliwa-Kopystynski J., Maruyama M., Nakajima T.* The water-ammonia phase diagram up to 300 MPa: Application to icy satellites // *Icarus.* 2002. V.159. P.518–528.
652. *Lellouch E., Bézard B., Fouchet T. et al.* The deuterium abundance in Jupiter and Saturn from ISO-SWS observations // *Astronomy and Astrophysics.* 2001. V.370. P.610–622.
653. *Lellouch E., Coustenis A., Gautier D. et al.* Titan's atmosphere and hypothesized ocean: An analysis of the Voyager 1 radio-occultation and IRIS 7,7 mm data // *Icarus.* 1989. V.79. P.328–349.
654. *Lellouch E., Crovisier J., Lim T. et al.* Evidence for water ice and estimate of dust production rate in comet Hale–Bopp at 2,9 AU from the Sun // *Astronomy and Astrophysics.* 1998. V.339. P.L9–L12.
655. *Lellouch E., Schmitt B., Coustenis A., Cuby J.-G.* Titan's 5-micron lightcurve // *Icarus.* 2004. V.168. P.209–214.
656. *Leone G., Wilson L.* Density structure of Io and the migration of magma through its lithosphere // *J. Geophys. Res.* 2001. V.106E. P.32983–32995.
657. *Lewis J. S.* Io: Geochemistry of sulfur // *Icarus.* 1982. V.50. P.103–114.
658. *Lewis J. S.* Low temperature condensatoin from the solar nebula // *Icarus.* 1972. V.16. P.241–252.
659. *Lewis J. S.* *Physics and Chemistry of the Solar System.* San Diego: Acad. Press, 1997.
660. *Lewis J. S.* Satellites of the outer planets: Their physical and chemical nature // *Icarus.* 1971. V.15. P.174–185.
661. *Lewis J. S., Prinn R. G.* Kinetic ingibition of CO and N reduction in the solar nebula // *Astrophys. J.* 1980. V.238. P.357–364.

662. *Lewis J. S., Prinn R. G.* Planets and their atmospheres. Origin and evolution. Orlando Florida. Academic Press Inc. 1984. 470 p.
663. *León G. C., Rodriguez R. S., Tchijov V.* Thermodynamics of high-pressure ice polymorphs: ice II // *J. Phys. Chem. Solids*. 2002. V.63. P.843–851.
664. *Li J., Agee C. B.* Geochemistry of mantle-core differentiation at high pressure // *Nature*. 1996. V.381. P.686–689.
665. *Lissauer J. J.* Planet formation // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 1993. V.31. (A94-12726 02-90). P.129–174.
666. *Lissauer J. J., Stevenson D. J.* Formation of giant planets // *Protostars and Planets V* / Eds. B. Reipurth, D. Jewitt, K. Keil. Tucson: Univ. of Arizona Press, 2007. 951 pp. P.591–606.
667. *Lodders K.* Solar system abundances and condensation temperatures of the elements // *Astrophys. J.* 2003. V.591. P.1220–1247.
668. *Lodders K., Fegley B., Jr.* The Planetary Scientist's Companion. N. Y.; Oxford: Oxford University Press, 1998. 371 p.
669. *Lodders K., Fegley B.* An oxygen isotope model for the composition of Mars // *Icarus*. 1997. V.126. P.373–394.
670. *Lognonné P.* Planetary seismology // *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.* 2005. V.33. P.571–604.
671. *Lognonné P., Gagnepain-Beyneix J., Chenet H.* A new seismic model of the Moon: implications for structure, thermal evolution and formation of the Moon // *Earth Planet. Sci. Lett.* 2003. V.211. P.27–44.
672. *Lognonné P., Johnson C. L.* Planetary seismology // *Treatise on Geophysics, Planets and Moons*. Elsevier. 2007. V.10.
673. *Longhi J.* Experimental petrology and petrogenesis of mare volcanism // *Geochim. Cosmochim. Acta*. 1992. V.56. P.2235–2251.
674. *Longhi J.* Petrogenesis of picritic mare magmas: Constraints on the extent of early lunar differentiation // *Geochim. Cosmochim. Acta*. 2006. V.70. P.5919–5934.
675. *Longhi J., Knittle E., Holloway J. R., Wänke H.* The bulk composition, mineralogy and internal structure of Mars // *Mars*. Tucson: Univ. of Arizona Press, 1992. P.184–208.
676. *Lopes R. M. C., Mitchell K. L., Stofan E. R. et al.* Cryovolcanic features on Titan's surface as revealed by the Cassini Titan Radar Mapper // *Icarus*. 2007. V.186. №2. P.395–412.
677. *Lopes-Gautier R., McEwen A. S., Smythe W. B.* Active volcanism on Io: Global distribution and variations in activity // *Icarus*. 1999. V.140. P.243–264.
678. *Lorenz R. D., Elachi C., Stiles B. et al.* Titan's elusive lakes? Properties and context of dark spots in Cassini TA radar data // *Lunar Planet. Sci. XXXVI*. 2005. Abstract №1682.
679. *Loubeyre P., Occelli F., LeToullec R.* Optical studies of solid hydrogen to 320 GPa and evidence for black hydrogen // *Nature*. 2002. V.416. №6881. P.613–617.
680. *Loveday J. S., Nelmes R. J., Guthrie M. et al.* Stable methane hydrate above 2 GPa and the source of Titan's atmospheric methane // *Nature*. 2001. V.410. P.661–663.
681. *Lowell R. P., Rona P. A.* Sea or hydrothermal systems driven by the serpentinization of peridotite // *Geophys. Res. Lett.* 2002. V.29. P.26–35.
682. *Lubow S. H., Bate M., Ogilvie G. I.* Interactions of High- and Low-Mass Planets with Protoplanetary Disks // *Scientific Frontiers in Research on Extrasolar Planets, ASP Conference Series V.294* / Eds. D. Deming and S. Seager. San Francisco: ASP. ISBN: 1–58381–141–9, 2003. P.343–348.
683. *Lubow S. H., Seibert M., Artymowicz P.* Disk accretion onto high-mass planets // *Astrophys. J.* 1999. V.526. P.1001–1012.

684. *Lunine J. I.* The atmospheres of Uranus and Neptune // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 1993. V.31. P.217–263.
685. *Lunine J. I., Stevenson D. J., Yung Y. L.* Ethane ocean on Titan // *Science.* 1983. V.222. P.1229–1230.
686. *Lunine J. I., Stevenson D. J.* Clathrate and ammonia hydrates at high pressure. Application to the origin of methane on Titan // *Icarus.* 1987. V.70. P.61–77.
687. *Lunine J. I., Stevenson D. J.* Thermodynamics of clathrate hydrate at low and high pressures with application to the outer solar system // *Astrophys. J.* 1985. Suppl. Ser. V.58. P.493–531.
688. *Lunine J., Stofan E., Elachi C. et al.* The Lakes of Titan // *American Geophysical Union. Fall Meeting.* 2006. Abstracts. P11A-05.
689. *Lunine J. I., Coradini A., Gautier D. et al.* The origin of Jupiter // *Jupiter. The planet, satellites and magnetosphere* / Eds. F. Bagenal, T. E. Dowling, W. B. McKinnon. Cambridge: Cambridge University Press, 2004. P.19–34.
690. *Lunine J. I., Engel S., Rizk B., Horanyi M.* Sublimation and reformation of icy grains in the primitive solar nebula // *Icarus.* 1991. V.94. P.333–344.
691. *Lunine J. I., Hunten D. M.* Moist convection and abundance of water in the troposphere of Jupiter // *Icarus.* 1987. V.69. P.566–570.
692. *Lunine J. I., Stevenson D. J.* Formation of the Galilean satellites in a gaseous nebula // *Icarus.* 1982. V.52. № 1. P.14–39.
693. *Lunine J. I., Tittlemore W. C.* Origins of outer-planet satellites // *Protostars and Planets III.* Univ. of Arizona Press, 1993. P.1149–1176.
694. *Lunine J. I., Yung Y. L., Lorenz R. D.* On the volatile inventory of Titan from isotopic abundances in nitrogen and methane // *Planet. Space Sci.* 1999. V.47. P.1291–1303.
695. *Lupo M. J.* Macc-radius relationships in icy satellites after Voyager // *Icarus.* 1982. V.52. P.40–53.
696. *Lupo M. J., Lewis J. S.* Macc-radius relationships in icy satellites // *Icarus.* 1979. V.40. P.157–170.
697. *Luu J., Jewitt D.* Color diversity among the Centaurs and Kuiper Belt Objects // *Astronom. J.* 1996. V.112. P.2310–2318.
698. *Lynden-Bell D., Pringle J. E.* The evolution of viscous discs and the origin of the nebular variables // *MN Roy. Astron. Soc.* 1974. V.168. P.603–637.
699. *Magni G., Coradini A.* Formation of Jupiter by nucleated instability // *Planet. Space Sci.* 2004. V.52. P.343–360.
700. *Mahaffy P. R., Niemann H. B., Alibert A. et al.* Noble gas abundance and isotope ratios in the atmosphere of Jupiter from the Galileo Probe Mass Spectrometer // *Geophys. Res.* 2000. V.105. P.15061–15072.
701. *Makalkin A. B.* Possibility of formation of an initially inhomogeneous Earth // *Phys. Earth Planet. Inter.* 1980. V.22. P.302–312.
702. *Makalkin A. B.* Radial compaction of the dust subdisk in a protoplanetary disk as a possible way to gravitational instability // *Lunar Planet. Sci.* 1994. V.25. P.827–828.
703. *Makalkin A. B., Dorofeeva V. A.* Temperatures in the protoplanetary disk: models, constraints and consequences for the planets // *Izv. Earth Phys.* 1991. V.27. № 8. P.650–664.
704. *Makalkin A. B., Dorofeeva V. A., Ruskol E. L.* Modeling the protosatellite circum-Jovian accretion disk: an estimate of the basic parameters // *Sol. Syst. Res.* 1999. V.6. P.456–463.

705. *Makalkin A. B., Dorofeeva V. A., Ruskol E. L.* Modeling of turbulent accretion Saturn's subnebula and formation of satellites // 42-nd Vernadsky/Brown Microsymposium on Comparative Planetology. 2005. Abstract.
706. *Makalkin A. B., Ziglina I. N., Dorofeeva V. A., Safronov V. S.* Structure of the protoplanetary disk embedded within the infalling envelope // Planetary Systems: the long view / Eds. L. Celnikier, J. Tran Thanh Van. France: Editions Frontieres, 1998. P.73–76.
707. *Malfait K., Waalkens C., Waters L. B. F. M. et al.* The spectrum of the young star HD 100546 observed with the Infrared Space Observatory // Astronomy and Astrophysics. 1998. V.332. P.L25–L28.
708. *Manga M., Wang C.-Y.* Pressurized oceans and the eruption of liquid water on Europa and Enceladus // Geophys. Res. Letters. 2007. V.34. № 7. P.CiteID L07202.
709. *Mao W. L., Mao H., Sturhahn W. et al.* Iron-rich post-perovskite and the origin of ultralow-velocity zones // Science. 2006. V.312. P.564–565.
710. *Marcy G. W., Butler R. P., Fischer D. A., Vogt S. S.* A Doppler Planet Survey of 1330 FGKM Stars // Extrasolar Planets: Today and Tomorrow. ASP Conf. Proceed. V.321. 2004. P.3–14.
711. *Marcy G. W., Butler R. P., Fischer D. A. et al.* A Planet at 5 AU around 55 Cancri // Astrophys. J. 2002. V.581. Issue 2. P.1375–1388.
712. *Marov M. Ya., Ipatov S. I.* Life Among the Stars // Bioastronomy. 2002. Proc. of the 213th Symp. of the IAU. Australia. 2004. P.295.
713. *Marov M. Ya., Kolesnichenko A. V.* Mechanics of turbulence of multicomponent gases. Kluwer Academic Publishers, 2003. 375 p.
714. *Marov M. Ya., Ipatov S. I.* Collisional processes in the Solar system / Eds. M. Ya. Marov, H. Rickman. Dordrecht: Kluwer Acad. Publ // Astrophys. Space Sci. Lib. 2001. V.261. P.223.
715. *Marov M. Ya., Ipatov S. I.* Volatiles inventory to the inner planets due to small bodies migration // 34th LPS Conf. Texas. USA. 2003. Abstract 1099.
716. *Matson D. L., Castillo J. C., Lunine J., Johnson T. V.* Enceladus' plume: Compositional evidence for a hot interior // Icarus. 2007. V.187. № 2. P.569–573.
717. *Matson D. L., Castillo J. C., Sotin C. et al.* Enceladus' interior and geysers — Possibility for hydrothermal geochemistry and N₂ production // Lunar Planet. Sci. XXXVII. 2006. № 2219
718. *Matson D. L., Johnson T. V., Veeder G. J. et al.* Upper bound on Io's heat flow // J. Geophys. Res. 2001. V.106E. P. 33021–33024.
719. *Matsuyama I., Johnstone D., Hartmann L.* Viscous diffusion and photoevaporation of stellar disks // Astrophys. J. 2003. V.582. P.893–904.
720. *McConnell R. K., Gast P. W.* Lunar thermal history revisited // The Moon. 1972. V.5. P.41–51.
721. *McCord T. B., Combe J., Hayne P., Hansen G. B.* CO₂ on Titan's surface // Am. Astron. Soc. meeting. 2007.
722. *McCord T. B., Hansen G. B., Fanale F. P. et al.* Salts on Europa's Surface Detected by Galileo's Near Infrared Mapping Spectrometer // Science. 1998. V.280. P.1242–1245.
723. *McCord T. B., Hansen G. B., Hibbitts C. A.* Hydrated Salt Minerals on Ganymede's Surface: Evidence of an Ocean Below // Science. 2001b. V.292. P.1523–1525.
724. *McCord T. B., Orlando T. M., Teeter G. et al.* Thermal and radiation stability of the hydrated salt minerals epsomite, mirabilite, and natron under Europa environmental conditions // J. Geophys. Res. 2001a. V.106. P.3311–3319.
725. *McDonough W. F.* Constraints on the composition of the continental lithospheric mantle // Earth Planet. Sci. Lett. 1990. V.101. P.1–18.

726. *McDonough W. F., Sun S.-S.* The composition of the Earth // *Chem. Geol.* 1995. V. 120. P. 223–253.
727. *McEwen A. S., Keszthelyi L., Spencer J. R. et al.* High-temperature silicate volcanism on Jupiter's moon Io // *Science.* 1998. V. 281. P. 87–90.
728. *McEwen A. S., Belton M. J. S., Breneman H. H. et al.* Galileo at Io: Results from High-Resolution Imaging // *Science.* 2000. V. 288. P. 1193–1198.
729. *McKay C. P., Scattergood T. W., Pollack J. B. et al.* High-temperature shock formation of N₂ and organics on primordial Titan // *Nature.* 1988. V. 332. P. 520–522.
730. *McKinnon W. B.* Convective instability in Europa's floating ice shell // *Geophys. Res. Lett.* 1999. V. 26. P. 951–954.
731. *McKinnon W. B.* Geodynamics of icy satellites // *Solar System Ices* / Ed. Schmitt B. et al. Netherlands: Kluwer, 1998. P. 525–550.
732. *McKinnon W. B.* Mystery of Callisto: Is it undifferentiated? // *Icarus.* 1997. V. 130. P. 540–543.
733. *McKinnon W. B.* On convection in ice I shells of outer Solar System bodies, with detailed application to Callisto // *Icarus.* 2006. V. 183. P. 435–450.
734. *McKinnon W. B., Parmentier E. M.* Ganymede and Callisto // *Satellites* / Eds. J. A. Burns et al. Tucson: Univ. of Arizona Press, 1986. P. 718–763.
735. *McSween H. Y.* What we have learned about Mars from SNC meteorites // *Meteoritics.* 1994. V. 29. P. 757–759.
736. *McSween H. Y., Bennet M. E., Jarosewich E.* The mineralogy of ordinary chondrites and implications for asteroid spectrophotometry // *Icarus.* 1991. V. 90. P. 107–116.
737. *Meibom A., Desch S. J., Krot A. N. et al.* Large-scale thermal events in the solar nebula: Evidence from Fe, Ni metal grains in primitive meteorites // *Science.* 2000. V. 288. P. 839–841.
738. *Meier R., Smith B. A., Owen T. C., Terrile R. J.* The surface of Titan from NICMOS observations with the Hubble Space Telescope // *Icarus.* 2000. V. 145. № 2. P. 462–473.
739. *Melosh H. J., Ekholm A. G., Showman A. P., Lorenz R. D.* The temperature of Europa's subsurface water ocean // *Icarus.* 2004. V. 168. P. 498–502.
740. *Mendyaev R. A., Dorofeeva V. A., Makalkin A. B. et al.* On the forms of carbon and nitrogen in the gas phase of the preplanetary nebula // *LPS XV.* Houston. USA. Abstracts. 1984. P. 540–541.
741. *Meyer M. R., Backman D. E., Weinberger A., Wyatt M. C.* Evolution of circumstellar disks around normal stars: placing our solar system in context // *Protostars and Planets V* / Eds. B. Reipurth, D. Jewitt, K. Keil. Tucson: Univ. of Arizona Press, 2007. 951 pp. P. 573–588.
742. *Miller S. L.* A production of amino acids under possible primitive Earth conditions // *Science.* 1953. V. 117. P. 528–529.
743. *Mironenko M. V., Grant S. A., Marion G. M.* Calculation of densities of aqueous electrolyte solutions at subzero temperatures // *J. Solution. Chem.* 1997. V. 26. P. 433–460.
744. *Mishima O., Stanley H. E.* The relationship between liquid, supercooled and glassy water // *Nature.* 1998. V. 396. P. 329–335.
745. *Mitri G., Showman A. P., Lunine J. I., Lorenz R. D.* Hydrocarbon lakes on Titan // *Icarus.* 2007. V. 186. № 2. P. 385–394.
746. *Mitri G., Showman A. P.* Thermal convection in ice-I shells of Titan and Enceladus // *Icarus.* 2008. V. 193. P. 387–396.
747. *Mizutani H., Fujimura A., Tanaka S., Shiraishi H., Nakajima T.* LUNAR-A mission: goals and status // *Adv. Space Res.* 2003. V. 31. P. 2315–2321.

748. *Monnereau M., Dubuffet F.* Is Io's Mantle Really Molten? // *Icarus*. 2002. V. 158. P. 450–459.
749. *Moore J. M., Asphaug E., Sullivan R. J. et al.* Large Impact Features on Europa: Results of the Galileo Nominal Mission // *Icarus*. 1998. V. 135. P. 127–145.
750. *Morfill G. E.* Physics and chemistry in primitive solar nebula // *Birth and infancy of stars*. Amsterdam: North-Holland, 1985. P. 693–794.
751. *Morgan J. W., Herogen J., Anders E.* The Moon: composition determined by nebula processes // *Moon Planets*. 1978. V. 18. P. 465–478.
752. *Moroz L., Baratta G., Strazzulla G. et al.* Optical alteration of complex organics induced by ion irradiation: I. Laboratory experiments suggest unusual space weathering trend // *Icarus*. 2004. V. 170. Issue 1. P. 214–228.
753. *Mosegaard K., Tarantola A.* Monte Carlo sampling of solutions to inverse problems // *J. Geophys. Res.* 1995. V. 100. P. 12431–12447.
754. *Mosqueira I., Estrada P. R.* Formation of the regular satellites of giant planets in an extended gaseous nebula: I: subnebula models and accretion of satellites // *Icarus*. 2003a. V. 163. P. 198–231.
755. *Mosqueira I., Estrada P. R.* Formation of the regular satellites of giant planets in an extended gaseous nebula: II: satellite migration and survival // *Icarus*. 2003b. V. 163. P. 232–255.
756. *Motoyama K., Yoshida T.* High accretion rate during class 0 phase due to external trigger // *MN Roy. Astron. Soc.* 2003. V. 344. P. 461–467.
757. *Mousis O., Alibert Y.* Modeling the Jovian subnebula. II. Composition of regular satellite ices // *Astronom. Astrophys.* 2006b. V. 448. № 2. P. 771–778.
758. *Mousis O., Alibert Y., Benz W.* Saturn's internal structure and carbon enrichment // *Astron. Astrophys.* 2006a. V. 449. № 1. P. 411–415.
759. *Mousis O., Gautier D.* Constraints on the presence of volatiles in Ganymede and Callisto from an evolutionary turbulent model of the Jovian subnebula // *Planet. Space Sci.* 2004. V. 52. P. 361–370.
760. *Mousis O., Gautier D., Bockelée-Morvan D.* An evolutionary turbulent model of Saturn's subnebula: Implications for the origin of the atmosphere of Titan // *Icarus*. 2002a. V. 156. P. 162–175.
761. *Mousis O., Gautier D., Bockelée-Morvan D. et al.* Constraints on the formation of comets from D/H ratios measured in H₂O and HCN // *Icarus*. 2000. V. 148. P. 513–525.
762. *Mousis O., Gautier D., Coustenis A.* The D/H ratio in methane in Titan: origin and history // *Icarus*. 2002b. V. 159. P. 156–165.
763. *Mousis O., Pargamin J., Grasset O., Sotin C.* Experiments in the NH₃-H₂O system in the [0, 1 GPa] pressure range — Implications for the deep liquid layer of large icy satellites // *Geophys. Res. Lett.* 2002. V. 29. № 24. 2192. doi:10.1029/2002GL015812.
764. *Mueller S., McKinnon W. B.* Three-layered models of Ganymed and Callisto: Compositions, structure, and aspect of evolution // *Icarus*. 1988. V. 76. P. 437–464.
765. *Mueller S., Taylor G. J., Phillips R. J.* Lunar composition: A geophysical and petrological synthesis // *J. Geophys. Res.* 1988. V. 93. P. 6338–6352.
766. *Mumma M. J., Disanti M. A., dello Russo N. et al.* Remote infrared observation of parent volatiles in comets: A window on the early solar systems // *Protostars and Planets III* / Eds. E. H. Levy, J. I. Lunine, M. S. Matthews. Tucson: Univ. of Arizona Press. USA, 1993. P. 1177–1252.
767. *Murthy V. R., Banerjee S. K.* Lunar evolution: How well do we know it now? // *The Moon*. 1973. V. 7. P. 149–171.

768. *Muzerolle J., Calvet N., Briceño C. et al.* Disk Accretion in the 10 MYR Old T Tauri Stars TW Hydrae and Hen 3–600A // *Astrophys. J.* 2000. V. 535. Issue 1. P. L47–L50.
769. *Nagornov O. V., Chizhov V. E.* Thermodynamic Properties of ice, water, and a mixture of the two at high pressures // *Z. Prikl. Mekh. Tekhn. Fiz.* 1990. № 3. P. 41–48.
770. *Nakamura Y.* Seismic velocity structure of the lunar mantle // *J. Geophys. Res.* 1983. V. 88B. P. 677–686.
771. *Nakamura Y., Koyama J.* Seismic Q of the lunar upper mantle // *J. Geophys. Res.* 1982. V. 87. P. 4855–4861.
772. *Nagel K., Breuerz D., Spohn T.* A model for the interior structure, evolution, and differentiation of Callisto // *Icarus.* 2004. V. 169. P. 402–412.
773. *Nash D. B., Carr M. H., Gradie J. et al.* Io // *Satellites* / Eds. J. A. Burns et al. Tucson, AZ: Univ. of Arizona Press, 1986. P. 629–688.
774. *Natta A.* The temperature profile of T Tauri disks // *Astrophys. J.* 1993. V. 412. P. 761–770.
775. *Natta A., Testi L., Calvet N. et al.* Dust in proto-planetary disks: properties and evolution // *Protostars and Planets V* / Eds. B. Reipurth, D. Jewitt, K. Keil. Tucson: Univ. of Arizona Press, 2007. P. 767–781.
776. *Neal C. R., Taylor L. A.* Petrogenesis of mare basalts: A record of lunar volcanism // *Geochim. Cosmochim. Acta.* 1992. V. 56. P. 2177–2212.
777. *Nellis W. J.* Metallization of fluid hydrogen at 140 GPa (1,4 Mbar): implications for Jupiter // *Planet. Space Sci.* 2000. V. 48. Issue 7–8. P. 671–677.
778. *Nelson R. M., Kamp L.* Saturn's Titan: Evidence for Surface Reflectance Change: Implications for Atmospheric and Volcanic Activity // *Am. Geophys. Union. Fall Meeting.* 2006. Abstract P12A-06.
779. *Neumann G. A., Zuber M. T., Smith. D. E., Lemoine F. G.* The lunar crust: global structure and signature of major basins // *J. Geophys. Res.* 1996. V. 101. P. 16841–16863.
780. *Newsom H. E., Taylor S. R.* Geochemical implications of the formation of the Moon by a single giant impact // *Nature.* 1989. V. 338. P. 29–34.
781. *Niemann H. B., Atreya S. K., Bauer S. J. et al.* The abundances of constituents of Titan's atmosphere from the GCMS instrument on the Huygens probe // *Nature.* 2005. V. 438. P. 779–784.
782. *Niemann H. B., Atreya S. K., Carignan G. R. et al.* The composition of the Jovian atmosphere as determined by the Galileo probe mass spectrometer // *J. Geophys. Res.* 1998. V. 103. P. 22831–22846.
783. *Nimmo F., Giese B.* Thermal and topographic tests of Europa chaos formation models from Galileo E15 observations // *Icarus.* 2005. V. 177. P. 327–340.
784. *Nimmo F., Spencer J. R., Pappalardo R. T., Mullen M. E.* Shear heating as the origin of the plumes and heat flux on Enceladus // *Nature.* 2007. V. 447. № 7142. P. 289–291.
785. *Nolet G., Grand S. P., Kennett B. L. N.* Seismic heterogeneity in the upper mantle // *J. Geophys. Res.* 1994. V. 99. P. 23753–23766.
786. *Noll K. S., Larson H. P.* The spectrum of Saturn from 1990 to 2230 cm. Abundances of AsH₃, CH₃D, CO, GeH₄, NH₃, and PH₃// *Icarus.* 1991. V. 89. P. 168–189.
787. *Noll K. S., Larson H. P.* The abundance of AsH₃ in Jupiter // *Icarus.* 1990. V. 83. P. 494–499.
788. *Notesco G., Bar-Nun A., Owen T.* Gas trapping in water ice at very low deposition rates and implications for comets // *Icarus.* 2003. V. 162. P. 183–189.
789. *Nummelin A., Whittet D. C. B., Gibb E. L. et al.* Solid Carbon Dioxide in Regions of Low-Mass Star Formation // *The Astrophys. J.* 2001. V. 558. P. 185–193.

790. O'Brien D. P., Geissler P., Greenberg R. A melt-through model for chaos formation on Europa // *Icarus*. 2002. V. 156. P. 152–161.
791. Oganov A. R., Dorogokupets P. I. All-electron and pseudopotential study of MgO: equation of state, anharmonicity, stability // *Phys. Rev. B*. 2003. V. 67. 224110.
792. Ojakangas G. W., Stevenson D. J. Episodic volcanism of tidally heated satellites with application to Io // *Icarus*. 1986. V. 66. P. 341–358.
793. O'Neill H. St. C. The origin of the Moon and the early history of the Earth — A chemical model. Part 1: The Moon // *Geochim. Cosmochim. Acta*. 1991. V. 55. P. 1135–1157.
794. O'Neill H. St. C., Palme H. Composition of the silicate earth: implications for accretion and core formation // *The Earth's Mante-Composition, Structure and Evolution* / Ed. I. Jackson. Cambridge. UK: Cambridge University Press, 1998. P. 3–126.
795. O'Reilly S. Y., Griffin W. L. Imaging global chemical and thermal heterogeneity in the subcontinental lithospheric mantle with garnets and xenoliths: Geophysical implications // *Tectonophysics*. 2006. V. 416. P. 289–309.
796. Orton G., Fletcher L., Irwin P. et al. The super-solar abundance of methane in Saturn from Cassini CIRS spectra // *Geophys. Res. Abstracts*. 2005. V. 7. P. 05823. Eur. Geosciences Union.
797. Osegovic J. P., Max M. D. Compound clathrate hydrate on Titan's surface // *J. Geophys. Res.* 2005. V. 110. Issue E8, CitelD E08004.
798. Owen T. C. Planetary science: Huygens rediscovers Titan // *Nature*. 2005. V. 438. Issue 7069. P. 756–757.
799. Owen T. C., Niemann H., Atreya S., Zolotov M. Y. Between heaven and Earth: the exploration of Titan // *Faraday Discuss.* 2006. Paper 133/21. P. 1–5.
800. Owen T. Huygens rediscovers Titan // *Nature*. 2005. V. 438. P. 756–757.
801. Owen T., Atreya S., Niemann H. 'A wild surmise': first results from the Huygens probe into Titan's atmosphere // *PHYS-USP*. 2005. V. 48. № 6. P. 635–638.
802. Owen T., Atreya S., Niemann H., Zolotov M. Titan: A Fiercely Frozen Echo of the Early Earth // *Am. Astron. Soc. Meeting*. 2005. V. 37. P. 1336.
803. Owen T., Mahaffy P., Niemann H. B. et al. A low-temperature origin for the planetesimals that formed Jupiter // *Nature*. 1999. V. 402 (6759). P. 269–270.
804. Owen T. C., Bar-Nun A. From the interstellar medium to planetary atmospheres via comets // *Collisional processes in the Solar System* / Eds. M. Ya. Marov, H. Rickman. Netherlands: Kluwer Acad. Publishers, 2001. P. 249–264.
805. Ozawa H., Hirose K., Mitome M. et al. Chemical equilibrium between ferropericlasite and molten iron to 134 GPa and implications for iron content at the bottom of the mantle // *Geophys. Res. Lett.* 2008. V. 35. L05308. doi:10.1029/2007GL032648.
806. Oze C., Sharma M. Have olivine, will gas: Serpentinization and the abiogenic production of methane on Mars // *Geophys. Res. Letters*. 2005. V. 32. L10203.
807. Oze C., Sharma M. Serpentinization and the inorganic synthesis of H₂ in planetary surfaces // *Icarus*. 2007. V. 186. P. 557–561.
808. Padgett D., Brandner W., Stapelfeldt K. R. et al. Hubble Space Telescope/Nicmos imaging of disks and Envelopes around very young stars // *Astron. J.* 1999. V. 117. P. 1490–1504.
809. Palme H., Fegley B. High-temperature condensation of iron-rich olivine in the solar nebula // *Earth Planet. Sci. Lett.* 1990. V. 101. P. 180–195.
810. Pappalozou J. C. B., Nelson R. P. Models of accreting gas giant protoplanets in protostellar disks // *Astronom. Astrophys.* 2005. V. 433. P. 247–265.

811. *Poppalardo R. T., Belton M. J. S., Breneman H. H. et al.* Does Europa have a subsurface ocean? Evaluation of the geological evidence // *J. Geophys. Res.* 1999. V. 104E. P. 24015–24055.
812. *Pasquini L., Bonifacio P., Randich S. et al.* Beryllium in turnoff stars of NGC 6397: Early Galaxy spallation, cosmochronology and cluster formation // *Astron. Astrophys.* 2004. V. 426. P. 651–657.
813. *Peale S. J.* Origin and evolution of the natural satellites // *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 1999. V. 37. P. 533–602.
814. *Peale S. J., Cassen P., Reynolds R. T.* Melting of Io by tidal dissipation // *Science.* 1979. V. 203. P. 892–894.
815. *Penteado P. F., Griffith C. A., Greathouse T. K., de Bergh C.* Measurements of CH₃D and CH₄ in Titan from Infrared Spectroscopy // *Astrophys. J.* 2005. V. 629. P. L53.
816. *Perez-Ayucar M.* An overview of the descent and landing of the Huygens probe on Titan // *Nature.* 2005. V. 438. Issue 7069. P. 758–764.
817. *Petaev M. I., Wood J. A.* The condensation with partial isolation (CWPI) model of condensation in the solar nebula // *Meteorit. Planet. Sci.* 1998. V. 33. P. 1123–1137.
818. *Petrenko V. F., Whitworth R. W.* Physics of Ice. New York; Oxford, 1999. 373 p.
819. *Phillips C. B., McEwen A. S., Hoppa G. V. et al.* The search for current geologic activity on Europa // *J. Geophys. Res.* 2000. V. 105. P. 22579–22597.
820. *Poirasson F.* Does planetary differentiation really fractionate iron isotopes? // *Earth Planet. Sci. Lett.* 2007. V. 223. P. 484–492.
821. *Poirasson F., Halliday A. N., Lee D. et al.* Iron isotope differences between Earth, Moon, Mars and Vesta as possible records of contrasted accretion mechanisms // *Earth Planet. Sci. Lett.* 2004. V. 223. P. 253–266.
822. *Pollack H. N., Hurter S. J., Johnson J. R.* Heat flow from the Earth's interior: Analysis of the global data set // *Rev. Geophys.* 1993. V. 31. P. 267–280.
823. *Pollack J. B., Hollenbach D., Beckwith S. B., Simonelly D. P.* Composition and radiative properties of grains in molecular clouds and accretion disks // *Astrophys. J.* 1994. V. 421. P. 615–639.
824. *Pollack J. B., Hubickyj O., Bodenheimer P. et al.* Formation of the Giant Planets by Concurrent Accretion of Solids and Gas // *Icarus.* 1996. V. 124. P. 62–85.
825. *Pollack J. B., Reynolds R. T.* Implications of Jupiter's early contraction history for the composition of the Galilean satellites // *Icarus.* 1974. V. 21. P. 248–253.
826. *Porco C. C., Baker E., Barbara J. et al.* Imaging of Titan from the Cassini spacecraft // *Nature.* 2005. V. 434. № 7030. P. 159–168.
827. *Porco C. C., Helfenstein P., Thomas P. C. et al.* Cassini observes the active south pole of Enceladus // *Science.* 2006. V. 311. P. 1393–1401.
828. *Porco C., Spitale J., Mitchell C. et al.* Enceladus' jets: Particle characteristics, surface source locations, temporal variability, and correlations with thermal hot spots // *LPS XXXVIII.* 2007. № 1338.
829. *Prentice A. J. R.* Origin, bulk chemical composition and physical structure of the Galilean satellites of Jupiter: A post-Galileo analysis // *Earth Moon and Planets.* 2001. V. 87. P. 11–55.
830. *Prinn R. G.* Chemistry and evolution of gaseous circumstellar disks // *Protostars and Planets III* / Eds. E. H. Levy et al. Univ. Arizona Press, 1993. P. 1005–1028.
831. *Prinn R. G., Fegley B., Jr.* Kinetic inhibition of CO and N₂ reduction in circumplanetary nebula: implications for satellite composition // *Astrophys. J.* 1981. V. 249. № 2. P. 308–317.

832. *Pudritz R. E., Ouyed R., Fendt C., Brandenburg A.* Disk winds, jets, and outflows: theoretical and computational foundations // *Protostars and Planets V* / Eds. B. Reipurth, D. Jewitt, K. Keil. Tucson: Univ. of Arizona Press, 2007. 951 pp. P. 277–294.
833. *Rafikov R. R.* Can giant planets form by direct gravitational instability? // *Astrophys. J.* 2005. V. 621. Issue 1. P. L69–L72.
834. *Rappaport N. J., Iess L., Tortora P. et al.* Mass and interior of Enceladus from Cassini data analysis // *Icarus*. 2007. V. 190. № 1. P. 175–178.
835. *Reindler L., Arkan-Hamed J.* The strength of the lunar lithosphere // *Icarus*. 2003. V. 162. P. 233–241.
836. *Reipurth B., Jewitt D., Keil K. (eds.)*. Protostars and planets V. Tucson: Univ. Arizona Press, 2007. 951 pp.
837. *Reynolds R. T., Gassen P. M.* On the internal structure of the major satellites of the outer planets // *Geophys. Res. Lett.* 1979. V. 6. P. 121–124.
838. *Richard D., Zahn J.-P.* Turbulence in differentially rotating flows. What can be learned from the Couette–Taylor experiment // *Astron. and Astrophys.* 1999. V. 347. P. 734–738.
839. *Righter K.* Does the Moon have a metallic core? Constraints from giant impact modeling and siderophile elements // *Icarus*. 2002. V. 158. P. 1–13.
840. *Ringwood A. E.* Composition and origin of the Moon // *Origin of the Moon* / Eds. W. K. Hartmann et al. Houston: Lunar Planet. Inst., 1986. P. 673–698.
841. *Ringwood A. E.* Origin of the Earth and Moon. New York: Springer, 1979. 295 p.
842. *Ringwood A. E., Essene E.* Petrogenesis of Apollo 11 basalts, internal constitution and origin of the Moon // *Proc. Apollo 11th Lunar Sci. Conf.* 1970. V. 1. P. 769–799.
843. *Ritsema J., van Heijst H.* New seismic model of the upper mantle beneath Africa // *Geology*. 2000. V. 28. P. 63–66.
844. *Roberge A., Lecavelier Des Etangs A., Vidal-Madjar A.* Evidence for Comet-Like Bodies Around the 12 Myr Old Star β Pictoris // *Astrophysics in the Far Ultraviolet: Five Years of Discovery with FUSE ASP Conference Series*. V. 348. Proceed. Conf. 2006. P. 294.
845. *Roberts J. J., Kinney J. H., Siebert J., Ryerson F. J.* Fe–Ni–S melt permeability in olivine: Implications for planetary core formation // *Geophys. Res. Lett.* 2007. V. 34. № 14. L14306.
846. *Roe H. G., Brown M. E., Schaller E. L. et al.* Geographic Control of Titan's Mid-Latitude Clouds // *Science*. 2005. V. 310. № 5747. P. 477–479.
847. *Rosenberg N. D., Browning L., Bourcier W. L.* Modeling aqueous alteration of CM carbonaceous chondrites // *Meteorit. Planet. Sci.* 2001. V. 36. P. 239–244.
848. *Ross M. N., Schubert G., Spohn T., Gaskell R. W.* Internal structures of Io and the global distribution of its topography // *Icarus*. 1990. V. 85. P. 309–325.
849. *Rubie D. C., Melosh H. J., Reid J. E. et al.* Mechanisms of metal-silicate equilibration in the terrestrial magma ocean // *Earth Planet. Sci. Lett.* 2003. V. 205. P. 239–255.
850. *Rubin A. E., Fegley B., Brett R.* Oxidation state in chondrites // *Meteorites and the Early Solar System* // Eds. J. F. Kerridge and M. S. Matthews. Tucson: Univ. Arizona Press, 1988. P. 488–511.
851. *Ruden S. P., Pollack J. B.* The dynamical evolution of the protosolar nebula // *Astrophys. J.* 1991. V. 375. P. 740–760.
852. *Rudnick R. L., McDonough W. F., O'Connell R. J.* Thermal structure, thickness and composition of continental lithosphere // *Chem. Geol.* 1998. V. 145. P. 395–411.
853. *Ruiz J.* The stability against freezing of an internal liquid-water ocean in Callisto // *Nature*. 2001. V. 412. P. 409–411.

854. Ruiz J. Heat flow and depth to a possible internal ocean on Triton // *Icarus*. 2003. V. 166. P. 436–439.
855. Ruiz J. The heat flow of Europa // *Icarus*. 2005. V. 177. P. 438–446.
856. Ruiz J., Alvarez-Gómez J. A., Tejero R., Sánchez N. Heat flow and thickness of a convective ice shell on Europa for grain size-dependent rheologies // *Icarus*. 2007. V. 190. P. 145–154.
857. Ruiz J., Fairén A. G. Seas under ice: Stability of liquid-water oceans within icy worlds // *Earth, Moon, and Planets*. 2005. V. 97. P. 79–90.
858. Ruiz J., Tejero R. Heat flows through the ice lithosphere of Europa // *J. Geophys. Res.* 2000. V. 105. № E12. P. 29283–29289.
859. Rushmer T., Minarik W. G., Taylor G. J. Physical Processes of Core Formation // *Origin of the Earth and Moon*. 2000. P. 227–243.
860. Russell C. T., Capaccioni F., Coradini A. et al. Dawn mission to Vesta and Ceres. Symbiosis between terrestrial observations and robotic exploration // *Earth Moon Planet.* 2007. V. 101. P. 65–91.
861. Ruzicka A., Snyder G. A., Taylor L. A. Comparative geochemistry of basalts from the Moon, Earth, HED asteroid, and Mars: Implications for the origin of the Moon // *Geochim. Cosmochim. Acta*. 2001. V. 65. P. 979–997.
862. Ruzmaikina T. V., Makalkin A. B. Formation and evolution of the rotoplanetary disk // *Planetary Sciences. American and Soviet Research* / Ed. T. M. Donahue. Washington D. C.: National Acad. Press, 1991. P. 44–60.
863. Ryzhenko B. N., Kennedy G. C. The effect of pressure on the eutectic minima in the system Fe–FeS // *Am. J. Sci.* 1973. V. 273. P. 803–810.
864. Safronov V. S., Pechernikova G. V., Ruskol E. L., Vityazev A. V. Protosatellite swarms // *Satellites* / Eds. Burns J. A., Matthews M. S. Tucson: Univ. of Arizona Press, 1986. P. 89–116.
865. Safronov V. S., Ruskol E. L. On the origin and initial temperature of Jupiter and Saturn // *Icarus*. 1982. V. 49. P. 284–296.
866. Salzmann C. G., Radaelli P. G., Hallbrucker A. et al. The preparation and structure of hydrogen ordered phases of ice // *Science*. 2006. V. 31. P. 1758–1761.
867. Samuelson R. E. Titan's atmospheric engine: an overview // *Planet. Space Sci.* 2003. V. 51. P. 127–145.
868. Sandford S. A., Aleon J., Alexander C. M. O. D. et al. Organics Captured from Comet 81 P/Wild 2 by the Stardust Spacecraft // *Science*. 2006. V. 314. Issue 5806. P. 1720–1723.
869. Sandford S. A., Aleon J., Alexander C. M. O. D. et al. Saturnian System // *Science*. 2005. V. 307. P. 1247–1251.
870. Sanloup C., Guyot F., Gillet P. et al. Density measurements of liquid Fe–S alloys at high-pressure // *Geophys. Res. Lett.* 2000. V. 27. P. 811–814.
871. Sanloup C., Jambon A., Gillet P. A simple chondritic model of Mars // *Phys. Earth Planet. Inter.* 1999. V. 112. P. 43–54.
872. Sanz E., Vega C., Abascal J. L. F., MacDowell L. G. Phase diagram of water from computer simulation // *Phys. Rev. Lett.* 2004. V. 92. P. 255701–255704.
873. Saumon D., Chabrier G., van Horn H. M. An equation of state for low-mass stars and giant planets // *Astrophys. J. Suppl.* 1995. V. 99. P. 713–741.
874. Saumon D., Guillot T. Shock compression of deuterium and the interiors of Jupiter and Saturn // *Astrophys. J.* 2004. V. 609. Issue 2. P. 1170–1180.
875. Saxena S. K., Eriksson G. Chemistry of the formation of the terrestrial planets // *Chem. Phys. Terrestr. Planets* / Ed. S. K. Saxena. New York: Springer. 1986. P. 30–105.

876. *Saxena S. K., Eriksson G.* Theoretical computation of mineral assemblages in pyrolyte and lherzolite // *J. Petrol.* 1984. V. 24. P. 538–555.
877. *Saxena S. K., Liermann H.-P., Shen G.* Formation of iron hydride and high-magnetite at high pressure and temperature // *Phys. Earth. Planet. Inter.* 2004. V. 146. P. 313–317.
878. *Saxena S. K., Shen G., Lazor P.* Temperature in the Earth's core based on melting and phase transformation experiments on iron // *Science.* 1994. V. 264. P. 405–407.
879. *Schaefer L., Fegley F.* Outgassing of ordinary chondritic material and some of its implications for the chemistry of asteroids, planets, and satellites // *Icarus.* 2007. V. 186. P. 462–483.
880. *Schilling N., Khurana K. K., Kivelson M. G.* Limits on an intrinsic dipole moment in Europa // *J. Geophys. Res.* 2004. V. 109 [E5]. doi:10.1029/2003JE002166.
881. *Schubert G., Anderson J. D., Travis B. J., Palguta J.* Enceladus: Present internal structure and differentiation by early and long-term radiogenic heating // *Icarus.* 2007. V. 188. № 2. P. 345–355.
882. *Schubert G., Anderson J. D., Spohn T., McKinnon W. B.* Interior composition, structure and dynamics of the Galilean satellites // *Jupiter: The Planet, Satellites and Magnetosphere* / Eds. F. Bagenal, T. Dowling, W. McKinnon. Cambridge University Press, 2004. P. 281–306.
883. *Schubert G., Spohn T.* Thermal history of Mars and the sulfur content of its core // *J. Geophys. Res.* 1990. V. 95. P. 14095–14104.
884. *Schubert G., Spohn T., Reynolds R. T.* Thermal histories, compositions and internal structures of the moons in the Solar systems. *Satellites* / Eds. J. A. Burns, M. S. Matthews. Tucson: Univ. of Arizona Press, 1986. P. 224–292.
885. *Schubert G., Stevenson D. J., Ellsworth K.* Internal structures of the Galilean satellites // *Icarus.* 1981. V. 47. P. 46–59.
886. *Schwager B., Chudinovskikh L., Gavriluk A., Boehler R.* Melting curve of H₂O to 90 GPa measured in a laser-heated diamond cell // *J. Phys. Condens. Matter.* 2004. V. 16. P. S1177–S1179.
887. *Scott H. P., Williams Q., Ryerson F. J.* Experimental constraints on the chemical evolution of large icy satellites // *Earth Planet. Sci. Lett.* 2002. V. 203. P. 399–412.
888. *Segatz M. T., Spohn T., Ross M. N., Schubert G.* Tidal dissipation, surface heat flow, and figure of viscoelastic models of Io // *Icarus.* 1988. V. 75. P. 187–206.
889. *Sekine Y., Sugita S., Shido T. et al.* An experimental study on Fischer–Tropsch catalysis: Implications for impact phenomena and nebular chemistry // *Meteorit. Planet. Sci.* 2006. V. 41. № 5. P. 715–729.
890. *Sekiya M., Takeda H.* Does the gas flow through a porous dust aggregate help its growth in a protoplanetary disk? // *Icarus.* 2005. V. 176. P. 220–223.
891. *Sekiya M., Takeda H.* Were planetesimals formed by dust accretion in the solar nebula? // *Earth Planets Space.* 2003. V. 55. P. 263–269.
892. *Setiawan J., Henning Th., Launhardt R. et al.* A young massive planet in a star-disk system // *Nature.* 2008. V. 451. Issue 7174. P. 38–41.
893. *Shakura N. I., Sunyaev R. A.* Black holes in binary systems. Observational appearance // *Astron. Astrophys.* 1973. V. 24. P. 337–353.
894. *Shamazaki H., Clark L. A.* Liquidus relations in the Fe–FeO–SiO₂–Na₂O system and geological implications // *Econ. Geol.* 1973. V. 68C. P. 79–96.
895. *Shapiro N. M., Ritzwoller M. H.* Thermodynamic constraints on seismic inversions // *Geophys. J. Int.* 2004. V. 157. P. 1175–1188.
896. *Shaw G. H.* Elastic properties and equation of state of high pressure ice // *J. Chem. Phys.* 1986. V. 84. P. 5862–5868.

897. *Shearer C. K., Papke J. J.* Basaltic magmatism on the Moon: A perspective from picritic glass beads // *Geochim. Cosmochim. Acta.* 1993. V.57. P.4785–4812.
898. *Shearer C. K., Papke J. J.* Magmatic evolution of the Moon // *Amer. Mineral.* 1999. V.84. P.1469–1494.
899. *Sheppard S. S., Jewitt D. C.* Hawaii Kuiper Belt Variability Project: An Update // *Earth, Moon, and Planets.* 2003. V.92. Issue 1. P.207–219.
900. *Shimizu H., Nabetani T., Nishiba T., Sasaki S.* High-pressure elastic properties of the VI and VII phase of ice in dense H₂O and D₂O // *Phys. Rev. B.* 1996. V.53. P.6107–6110.
901. *Showman A. P., Malhotra R.* The Galilean satellites // *Science.* 1999. V.286. P.77–84.
902. *Showman A. P., Mosqueira I., Head J. W.* On the resurfacing of Ganymede by liquid-water volcanism // *Icarus.* 2004. V.172. P.625–640.
903. *Shu F.* Self similar collapse of isothermal spheres and star formation // *Astrophys. J.* 1977. V.214. P.488–497.
904. *Shu F. H., Johnstone D., Hollenbach D.* Photoevaporation of the solar nebula and the formation of the giant planets // *Icarus.* 1993. V.106. P.92–101.
905. *Shu F. H., Tremaine S., Adams F. C., Ruden S. P.* Slingshot amplification and eccentric gravitational instabilities in gaseous disks // *Astrophys. J.* 1990. V.358. P.495–514.
906. *Shukolyukov A., Lugmair G. W.* Chronology of Asteroid Accretion and Differentiation // *Asteroids III* / Eds. W. Bottke, A. Cellino, P. Paolicchi, R. P. Binzel. Tucson: Univ. of Arizona Press, 2003. P.687–695.
907. *Siebert J., Malavergne V., Guyot F. et al.* The behaviour of sulphur in metal-silicate core segregation experiments under reducing conditions // *Phys. Earth. Planet. Inter.* 2004. V.143–144. P.433–443.
908. *Simon R. E., Wright C., Kgaswane E. M., Kwadiba M. T. O.* The P wavespeed structure below and around the Kaapvaal craton to depths of 800 km, from traveltimes and waveforms of local and regional earthquakes and mining-induced tremors // *Geophys. J. Int.* 2002. V.151. P.132–145.
909. *Simonnelly D. P., Pollack J. B., McKey C. P.* Radiative heating of interstellar grains falling toward the solar nebula: 1-D diffusion calculations // *Icarus.* 1997. V.125. P.261–280.
910. *Sleep N.* Geodynamic implications of xenolith geotherms // *Geochem. Geophys. Geosyst.* 2003. V.4. №9. P.1079. doi:10.1029/2003GC000511.
911. *Smith W. R., Missen R. M.* Chemical reaction equilibrium analysis. New-York: Wiley-Interscience, 1982.
912. *Smoluchowski R.* Internal structure and energy emission of Jupiter // *Nature.* 1967. V.215. P.691–695.
913. *Snyder G. A., Taylor L. A., Neal C. R.* A chemical model for generating the sources of mare basalts: Combined equilibrium and fractional crystallization of the lunar magmashere // *Geochim. Cosmochim. Acta.* 1992. V.56. P.23809–23823.
914. *Sobolev S. V., Zeyen H., Stoll G. et al.* Upper mantle temperatures from teleseismic tomography of French Massif Central including effects of composition, mineral reactions, anharmonicity, anelasticity and partial melt // *Earth Planet. Sci. Lett.* 1996. V.139. P.147–163.
915. *Sohl F., Hussmann H., Schwentker B., Spohn T., Lorenz R. D.* Interior structure models and tidal Love numbers of Titan // *J. Geophys. Res.* 2003. V.108E. P.5130. doi:10.1029/2003JE002044.
916. *Sohl F., Spohn T., Breuer D., Nagel K.* Implications from Galileo observations on the interior structure and chemistry of the Galilean satellites // *Icarus.* 2002. V.157. P.104–119.

917. *Sohl F., Spohn T.* The interior structure of Mars: Implications from SNC meteorites // *J. Geophys. Res.* 1997. V. 102E. P. 1613–1635.
918. *Solomatov V. S.* Scaling of temperature- and stress-dependent viscosity convection // *Phys. Fluids.* 1995. V. 7. P. 266–274.
919. *Solomatov V. S., Barr A. C.* Onset of convection in fluids with strongly temperature-dependent, power-law viscosity // *Phys. Earth Planet. Inter.* 2006. V. 155. P. 140–145.
920. *Solomon S. C.* On the early thermal state of the Moon // *Origin of the Moon* / Eds. W. K. Hartmann et al. Houston: LPI, 1986. P. 435–452.
921. *Song M., Yamawaki H., Fujihisa H. et al.* // Infrared investigation on ice VII and the phase diagram of dense ices // *Phys. Rev. B.* 2003. V. 68. № 1. 014106.
922. *Sotin C., Grasset O., Mocquet A.* Mass-radius curve for extrasolar Earth-like planets and ocean planets // *Icarus.* 2007. V. 191. P. 337–351.
923. *Sotin C., Jaumann R., Buratti B. J. et al.* Release of volatiles from a possible cryovolcano from near-infrared imaging of Titan // *Nature.* 2005. V. 435. № 7043. P. 786–789.
924. *Sotin C., Tobie G.* Internal structure and dynamics of the large icy satellites // *C. R. Physiq.* 2004. V. 5. P. 769–780.
925. *Spencer J. R., Pearl J. C., Segura M. et al.* Cassini encounters Enceladus: Background and the discovery of a south polar hot spot // *Science.* 2006. V. 311. P. 1401–1405.
926. *Spencer J. R., Schneider N. M.* Io on the eve of the Galileo mission // *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.* 1996. P. 125–190.
927. *Spergel D. N., Verde L., Peiris H. V.* First-year Wilkinson microwave anisotropy probe (WMAP) observations: Determination of cosmological parameters // *Astrophys. J. Suppl. Series.* 2003. V. 148. P. 175–194.
928. *Spohn T., Schubert G.* Oceans in the icy Galilean satellites of Jupiter? // *Icarus.* 2003. V. 161. P. 456–467.
929. *Stepinski T. F.* New approach to diagnosing properties of protoplanetary disks // *Astrophys. J.* 1998a. V. 507. P. 361–370.
930. *Stepinski T. F.* The solar nebula as a process — An analytical model // *Icarus.* 1998b. V. 132. P. 100–112.
931. *Stevenson D. J.* Interiors of the giant planets // *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.* 1982. V. 10. P. 257–295.
932. *Stevenson D. J.* Jupiter and its Moons // *Science.* 2001. V. 294. P. 71–72.
933. *Stevenson D. J.* Origin of the Moon — The collision hypothesis // *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.* 1987. P. 271–315.
934. *Stevenson D. J.* Planetary magnetic fields // *Earth Planet. Sci. Lett.* 2003. V. 208. P. 1–11.
935. *Stevenson D. J., Salpeter E. E.* The dynamics and helium distribution in hydrogen-helium fluid planets // *Astrophys. J. Suppl.* 1977. V. 35. P. 239–261.
936. *Stixrude L., Lithgow-Bertelloni C.* Mineralogy and elasticity of the oceanic upper mantle: Origin of the low-velocity zone // *J. Geophys. Res.* 2005. V. 110. B03204. doi:10.1029/2004JB002965.
937. *Stofan E. R., Elachi C., Lunine J. I. et al.* The lakes of Titan // *Nature.* 2007. V. 445. № 7123. P. 61–64.
938. *Stofan E. R., Lunine J. I., Lopes R. et al.* Mapping of Titan: Results from the first Titan radar passes // *Icarus.* 2006. V. 185. № 2. P. 443–456.
939. *Stofan E. R., Elachi C., Lunine J. I.* The lakes of Titan // *Nature.* 2007. V. 445. P. 61–64.
940. *Sundberg S.* Optical and Raman spectroscopic studies on H₂O at high pressure // *Theses. Uppsala University. Sweden.* 2005. 77 p.

941. *Sundberg S., Lazor P.* Study of thermal pressure and phase transitions in H₂O using optical pressure sensors in the diamond anvil cell // *J. Phys. Condens. Matter.* 2004. V. 16. S1223.
942. *Sunshine J. M., Groussin O., Schultz P. H. et al.* The distribution of water ice in the interior of Comet Tempel 1 // *Icarus.* 2007. V. 190. Issue 2. P. 284–294.
943. *Supulver K. D., Bridges F. G., Tiscareno S., Lievore J.* The sticking properties of water frost produced under various ambient conditions // *Icarus.* 1997. V. 129. P. 539–554.
944. *Supulver K. D., Lin D. N. C.* Formation of Icy Planetesimals in a Turbulent Solar Nebula // *Icarus.* 2000. V. 146. № 2. P. 525–540.
945. *Tackley P. J., Schubert G., Glatzmaier G. A. et al.* Three-Dimensional Simulations of Mantle Convection in Io // *Icarus.* 2001. V. 149. P. 79–93.
946. *Takafuji N., Hirose K., Ono S. et al.* Segregation of core melts by permeable flow in the lower mantle // *Earth Planet. Sci. Lett.* 2004. V. 224. P. 249–257.
947. *Tanaka H.* Thermal expansivities of cubic ice I and ice VII // *J. Molec. Str.* 1999. V. 461. P. 561–567.
948. *Tari Ö., Yurtseven H., Salihoglu S.* Calculation of a phase diagram for the ice II–V–VI transitions // *Calphad.* 2000. V. 24. P. 475–482.
949. *Taylor S. R.* Planetary Science: A Lunar Perspective. Houston: LPI. TX, 1982. 481 p.
950. *Taylor S. R.* The origin of the Moon: geochemical considerations // *Origin of the Moon* / Eds. W. K. Hartmann et al. Houston: LPI. TX, 1986. P. 125–143.
951. *Taylor S. R.* Solar System Evolution: A New Perspective. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2001. 460 p.
952. *Taylor F. W., Atreya S. K., Encrenaz Th. et al.* The composition of the atmosphere of Jupiter // *Jupiter. The Planet, satellites and magnetosphere* / Eds. F. Bagenal, T. E. Dowling, W. B. McKinnon. Cambridge Univ. Press, 2004. P. 59–78.
953. *Taylor S. R., Taylor G. J., Taylor L. A.* The Moon: A Taylor perspective // *Geochim. Cosmochim. Acta.* 2006. V. 70. P. 5904–5918.
954. *Teanby N. A., Irwin P. G. J., de Kok R. et al.* Latitudinal variations of HCN, HC₃N, and C₂N₂ in Titan's stratosphere derived from Cassini CIRS data // *Icarus.* 2006. V. 181. Issue 1. P. 243–255.
955. *Teanby N. A., Irwin P. G. J., de Kok R. et al.* Vertical profiles of HCN, HC₃N, and C₂H₂ in Titan's atmosphere derived from Cassini/CIRS data // *Icarus.* 2007. V. 186. № 2. P. 364–384.
956. *Tegler S. C., Romanishin W.* Extremely red Kuiper-belt objects in near-circular orbits beyond 40 AU // *Nature.* 2000. V. 407. Issue 6807. P. 979–981.
957. *Terasaki H., Frost D. J., Rubie D. C., Langenhorst F.* The effect of oxygen and sulphur on the dihedral angle between Fe-O-S melt and silicate minerals at high pressure: Implications for Martian core formation // *Earth Planet. Sci. Lett.* 2005. V. 232. P. 379–392.
958. *Terebey S., Van Buren D., Brundage M., Hancock T.* The circumstellar structure of the class I protostar TMC-1 (IRAS 04381+2540) from Hubble Space Telescope NICMOS Data // *Astrophys. J.* 2006. V. 637. Issue 2. P. 811–822.
959. *Thomas C., Mousis O., Ballenegger V., Picaud S.* Clathrate hydrates as a sink of noble gases in Titan's atmosphere // *Astron. Astrophys.* 2007. V. 474. № 2. P. L17–L20.
960. *Thommes E. W., Duncan M. J., Levison H. F.* Oligarchic growth of giant planets // *Icarus.* 2003. V. 161. Issue 2. P. 431–455.
961. *Thommes E. W., Duncan M. J., Levison H. F.* The Formation of Uranus and Neptune among Jupiter and Saturn // *Astronom. J.* 2002. V. 123. Issue 5. P. 2862–2883.
962. *Thomsen L.* Theoretical foundations of equations of state for the terrestrial planets // *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.* 1977. V. 5. P. 491–513.

963. *Thybo H., Perchuc E.* The seismic 8° discontinuity and partial melting in continental mantle // *Science*. 1997. V. 275. P. 1626–1629.
964. *Tobie G., Choblet G., Sotin C. et al.* Numerical Simulations of Plume Cryovolcanism: Implication for Methane Outgassing on Titan // *Lunar Planet. Sci.* XXXVII. 2006. № 1797.
965. *Tobie G., Choblet G., Sotin C.* Tidally heated convection: Constraints on Europa's ice shell thickness // *J. Geophys. Res.* 2003. V. 108. 5124. doi:10.1029/2003JE002099.
966. *Tobie G., Hersant F., Gautier D., Lunine J. I.* // *Planet. Space Sci.* 2008 (in press).
967. *Tobie G., Grasset O., Lunine J. I. et al.* Titan's internal structure inferred from a coupled thermal-orbital model // *Icarus*. 2005a. V. 175. P. 496–502.
968. *Tobie G., Mocquet A., Sotin C.* Tidal dissipation within large icy satellites: Applications to Europa and Titan // *Icarus*. 2005b. V. 177. P. 534–549.
969. *Tobie G., Lunine J. I., Sotin C.* Episodic outgassing as the origin of atmospheric methane on Saturn's moon Titan // *Nature*. 2005c. V. 440. P. 61–64.
970. *Tokano T., McKay C. P., Neubauer F. M. et al.* Methane drizzle — on Titan // *Nature*. 2006. V. 442. № 7101. P. 432–435.
971. *Toksöz M. N., Press F., Dainty A. M., Anderson K. R.* Lunar velocity structure and compositional and thermal inferences // *The Moon*. 1974. V. 9. P. 32–42.
972. *Toksöz M. N., Solomon S. C.* Thermal history and evolution of the Moon // *The Moon*. 1973. V. 7. P. 251–278.
973. *Tomasko M. G., Archinal B., Becker T. et al.* Rain, winds and haze during the Huygens probe's descent to Titan's surface // *Nature*. 2005. V. 438. № 7069. P. 765–778.
974. *Tonks W. B., Melosh H. J.* The physics of crystal settling and suspension in a turbulent magma ocean // *Origin of the Earth* / Eds. H. E. Newsom, J. H. Jones. New York: Oxford Univ., 1990. P. 151–174.
975. *Toomre A.* On the gravitational stability of a disk of stars // *Astrophys. J.* 1964. V. 139. P. 1217–1238.
976. *Touboul M., Kleine T., Bourdon B. et al.* Late formation and prolonged differentiation of the Moon inferred from W isotopes in lunar metals // *Nature*. 2007. V. 450. P. 1206–1209.
977. *Trombka J. I., Squyres S. W., Brückner J. et al.* The elemental composition of asteroid 433 Eros: Results of the NEAR-Shoemaker X-ray spectrometer // *Science* 2000. V. 289. P. 2101–2105.
978. *Tulk C. A., Gagnon R. E., Kiefe H., Clouter M. J.* Elastic constants of ice VI by Brillouin spectroscopy // *J. Chem. Phys.* 1996. V. 104. P. 7854–7859.
979. *Tulk C. A., Kiefe H., Clouter M. J., Gagnon R. E.* Elastic constants of ice III, V, and VI by Brillouin spectroscopy // *J. Phys. Chem. B*. 1997. V. 101. P. 6154–6157.
980. *Turtle E. P., Pierazzo E.* Thickness of a European ice shell from impact crater simulations // *Science*. 2001. V. 294. P. 1326–1328.
981. *Urakawa S., Someya K., Terasaki H. et al.* Phase relationships and equations of state for FeS at high pressures and temperatures and implications for the internal structure of Mars // *Phys. Earth Planet. Inter.* 2004. V. 143–144. P. 469–479.
982. *Urey H.* The abundance of the elements with special reference to the problem of the iron // *Quart. J. Roy. Astron. Soc. London*. 1967. V. 8. P. 23–47.
983. *Usselman T. M.* Experimental approach to the state of the core: Part I. The liquidus relations of the Fe-rich portion of the Fe–Ni–S system from 30 to 100 kbar // *Am. J. Sci.* 1975. V. 275. P. 278–290.
984. *van Boekel R., Min M., Leinert Ch. et al.* The building blocks of planets within the 'terrestrial' region of protoplanetary disks // *Nature*. 2004. V. 432. P. 479–482.

985. *Vinatier S., Bézard B., Fouchet T. et al.* Vertical abundance profiles of hydrocarbons in Titan's atmosphere at 15.S and 80.N retrieved from Cassini/CIRS spectra // *Icarus*. 2007. V. 188. P. 120–138.
986. *Vinnik L., Farra V.* Subcratonic low-velocity layer and flood basalts // *Geophys. Res. Lett.* 2002. V. 29. doi:1029/2001GL014064.
987. *Vlascher C., Fegley B. J.* Chemical Constraints on the water and total oxygen abundances in the deep atmosphere of Saturn // *Astrophys. J.* 2005. V. 623. P. 1221–1227.
988. *Von Zahn U., Hunten D. M., Lehmacher G.* Helium in Jupiter's atmosphere: results from the Galileo probe helium interferometer experiment // *J. Geophys. Res.* 1998. V. 103. P. 22815–22830.
989. *Voss L. F., Henson B. F., Robinson J. M.* Methane thermodynamics in nanoporous ice: A new methane reservoir on Titan // *J. Geophys. Res.* 2007. V. 112. Issue E5. CiteID E05002.
990. *Voelk H. J., Jones F. C., Morfill G. E., Roeser R. S.* Collisions between grains in a turbulent gas // *Astron. Astrophys.* 1980. V. 5. P. 316–325.
991. *Wagner W., Pruß A.* The IAPWS formulation 1995 for the thermodynamic properties of ordinary water substance for general and scientific use // *J. Phys. Chem. Ref. Data*. 2002. V. 31. P. 387–535.
992. *Waite J. H., Combi M. R., Ip W.-H. et al.* Cassini ion and neutral mass spectrometer: Enceladus plume composition and structure // *Science*. 2006. V. 311. P. 1419–1422.
993. *Waite J. H., Young D. T., Cravens T. E. et al.* The process of tholin formation in Titan's upper atmosphere // *Science*. 2007. V. 316. № 5826. P. 870–875.
994. *Wang J. H., Davis A. M., Clayton R. N. et al.* Chemical and isotopic fractionation during the evaporation of the FeO–MgO–SiO₂–CaO–Al₂O₃–TiO₂ rare earth element melt system // *Geochim. Cosmochim. Acta*. 2001. V. 65. P. 479–494.
995. *Wänke H.* Constitution of terrestrial planets // *Phil. Trans. Roy. Soc. London*. 1981. V. A303. P. 287–302.
996. *Wänke H., Dreibus G.* Chemical composition and accretional history of terrestrial planets // *Phil. Trans. R. Soc. Lond.* 1988. V. A235. P. 545–557.
997. *Wänke H., Dreibus G.* Geochemical evidence for the formation of the Moon by impact-induced fission of the proto-earth. Origin of the Moon / Eds. W. K. Hartmann et al. Houston: LPI, 1986. P. 649–672.
998. *Warren P. H.* The magma ocean concept and lunar evolution // *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.* 1985. V. 13. P. 201–240.
999. *Warren P. H.* The Moon // *Rev. Geophys. Suppl.* 1991. V. 29. P. 282–289.
1000. *Warren P. H.* «New» lunar meteorites: implications for composition of the global lunar surface, lunar crust, and the bulk Moon // *Meteorit. Planet. Sci.* 2005. V. 40. P. 477–506.
1001. *Watt J. P., Davies G. F., O'Connel R. J.* The elastic properties of composite materials // *Rev. Geophys. Space Phys.* 1976. V. 14. P. 541–563.
1002. *Weidenschilling S. J.* Aerodynamics of solid bodies in the solar nebula // *Royal Astronomical Society, Monthly Notices*. 1977a. V. 180. № 1. P. 57–70.
1003. *Weidenschilling S. J.* The distribution of mass in the planetary system and solar nebula // *Astrophys. Space Sci.* 1977b. V. 51. P. 153–158.
1004. *Weidenschilling S. J.* Dust to planetesimals: Settling a coagulation in the solar nebula // *Icarus*. 1980. V. 44. P. 172–189.
1005. *Weidenschilling S. J.* Evolution of grains in a turbulent solar nebula // *Icarus*. 1984. V. 60. P. 555–567.
1006. *Weidenschilling S. J.* Formation of planetesimals and accretion of the terrestrial planets // *Space Sci. Rev.* 2000. V. 92. P. 295–310.

1007. *Weidenschilling S. J.* Models of particle layers in the midplane of the solar nebula // *Icarus*. 2006. V. 181. P. 572–586.
1008. *West R. A., Brown M. E., Salinas S. V. et al.* No oceans on Titan from the absence of a near-infrared specular reflection // *Nature*. 2005. V. 436. № 7051. P. 670–672.
1009. *West R. A., Strobel D. F., Tomasko M. G.* Clouds, aerosols, and photochemistry in the Jovian atmosphere // *Icarus*. 1986. V. 65. P. 161–217.
1010. *Wetherill G. W., Stewart G. R.* Accumulation of a swarm of small planetesimals // *Icarus*. 1989. V. 77. № 1. P. 330–357.
1011. *Weyer S., Anbar A. D., Brey G. P. et al.* Iron isotope fractionation during planetary differentiation // *Earth Planet. Sci. Lett.* 2005. V. 240. P. 251–264.
1012. *White R. J., Greene T. P., Doppmann G. W. et al.* Stellar properties of embedded protostars // *Protostars and Planets V* / Eds B. Reipurth, D. Jewitt, K. Keil. Tucson: Univ. of Arizona Press, 2007. 951 pp. P. 117–132.
1013. *Whittet D. C. B., Gibb E. L., Nummelin A.* Interstellar ices as a source of CN-bearing molecules in protoplanetary disks // *Origins of Life and Evolution of the Biosphere*. 2001. V. 31. P. 157–165.
1014. *Wickramasinghe N. C., Hoyle F., Nandy K.* Organic molecules in interstellar dust: A possible spectral signature at $\lambda 2200 \text{ \AA}$? // *Astrophys. Space Sci.* 1999. V. 268. P. 295–299.
1015. *Wieczorek M. A., Jolliff B. L., Khan A. et al.* The constitution and structure of the lunar interior // *New Views of the Moon Rev. Mineral. Geochem.* 2006. V. 60. P. 221–364.
1016. *Wieczorek M. A., Phillips R. J.* The "Procellarum KREEP Terrane": Implications for mare volcanism and lunar evolution // *J. Geophys. Res.* 2000. V. 105E. P. 20417–20430.
1017. *Wigner E., Huntington H. B.* On the possibility of a metallic modification of hydrogen // *J. Chem. Phys.* 1935. V. 3. P. 764–770.
1018. *Wilkinson S. L., Robinson M. S.* Bulk density of ordinary chondrite meteorites and implications for asteroidal internal structure // *Meteorit. Planet. Sci.* 2000. V. 35. P. 1203–1213.
1019. *Williams D. A., Wilson A. H., Greeley R.* A komatiite analog to potential ultramafic materials on Io // *J. Geophys. Res.* 2000. V. 105. P. 1671–1684.
1020. *Williams H. M., Markowski A., Quitté G., Halliday A. N., Teutsch N., Levasseur S.* Fe isotope fractionation in iron meteorites: New insights into metal-sulphide segregation and planetary accretion // *Earth Planet. Sci. Lett.* 2006. doi:10.1016.
1021. *Williams J. G., Boggs D. H., Yoder C. F. et al.* Lunar rotational dissipation in solid body and molten core // *J. Geophys. Res.* 2001. V. 106. P. 27933–27968.
1022. *Williams Q., Jeanloz R.* Melting relations in the iron-sulfur system at ultra-high pressures: Implications for the thermal state of the Earth // *J. Geophys. Res.* 1990. V. 95B. P. 19299–19310.
1023. *Wilner D. J., D'Alessio P., Calvet N. et al.* Toward Planetesimals in the Disk around TW Hydrae: 3,5 Centimeter Dust Emission // *Astrophys. J.* 2005. V. 626. Issue 2. P. L109–L112.
1024. *Wilner D. J., Ho P. T. P., Kastner J. H., Rodríguez L. F.* VLA Imaging of the disk surrounding the nearby young star TW Hydrae // *Astrophys. J.* 2000. V. 534. P. L101–L104.
1025. *Wilson E. H., Atreya S. K.* Current state of modeling the photochemistry of Titan's mutually dependent atmosphere and ionosphere // *J. Geophys. Res.* 2004. V. 109. № E6. E06002.
1026. *Witasse O., Lebreton J.-P., Bird M. K. et al.* Overview of the coordinated ground-based observations of Titan during the Huygens mission // *J. Geophys. Res.* 2006. V. 111. E07S01. doi:10.1029/2005JE002640.

1027. *Wolanin E., Pruzan Ph., Chervin J. C. et al.* Equation of state of ice VII up to 106 GPa // Physical Review B. 1997. V. 56. P. 5781–5785.
1028. *Wong A.-S., Morgan C. G., Yung Y. L., Owen T.* Evolution of CO on Titan // Icarus. 2002. V. 155. P. 382–392.
1029. *Wong M. H., Mahaffy P. R., Atreya S. K. et al.* Updated Galileo probe mass spectrometer measurements of carbon, oxygen, nitrogen, and sulfur on Jupiter // Icarus. 2004. V. 171. Issue 1. P. 153–170.
1030. *Wood B. J.* Carbon in the core // Earth Planet. Sci. Lett. 1993. V. 117. P. 593–607.
1031. *Wood B. J., Holloway J. R.* Theoretical prediction of phase relationships in planetary mantles // J. Geophys. Res. Suppl. 1982. V. 87. P. A19–A30.
1032. *Wood B. J., Walter M. J., Wade J.* Accretion of the Earth and segregation of its core // Nature. 2006. V. 441. P. 825–833.
1033. *Wood J. A., Hashimoto A.* Mineral equilibrium in fractionated solar nebula // Geochim. Cosmochim. Acta. 1993. V. 57. P. 2377–2388.
1034. *Wooden D. H.* Comet grains: their IR emission and their relation to Ism grains // Earth, Moon, and Planets. 2002. V. 89. P. 247–287.
1035. *Wooden D. H., Desch S., Harker D. et al.* Comet grains and implications for heating and radial mixing in the protoplanetary disk // Protostars and Planets V / Eds. B. Reipurth, D. Jewitt, and K. Keil. Tucson: University of Arizona Press, 2007. 951 pp. P. 815–833.
1036. *Wurm G., Paraskov G., Krauss O.* Growth of planetesimals by impacts at 25 m/s // Icarus. 2005. V. 178. P. 253–263.
1037. *Yin Q., Jacobsen S. B., Yamashita K. et al.* A short timescale for terrestrial planet formation from Hf-W chronometry of meteorites // Nature. 2002. Vol. 418. P. 949–952.
1038. *Youdin A. N., Chiang E. I.* Particle pileups and planetesimal formation // Astrophys. J. 2004. V. 601. P. 1109–1119.
1039. *Youdin A. N., Shu F. H.* Planetesimal formation by gravitational instability // Astrophys. J. 2002. V. 580. P. 494–505.
1040. *Young E. D.* The hydrology of carbonaceous chondrite parent bodies and the evolution of planet progenitors // Phil. Trans. R. Soc. Lond. Ser. A — Mat. Phys. Eng. Sci. 2001. V. 359. P. 2095–2109.
1041. *Zarnecki J. C., Leese M. R., Hathi B. et al.* A soft solid surface on Titan as revealed by Huygens Surface Science Package // Nature. 2005. V. 438. № 7069. P. 792–795.
1042. *Zel'dovich Ya. B.* On the friction of fluids between rotating cylinders // Proc. Roy. Soc. Lond. 1981. V. A374. P. 299–312.
1043. *Zhang C. Z.* A study of internal structure models and dynamical parameters of Ganymede // Earth, Moon and Planets. 2000. V. 84. P. 115–121.
1044. *Zhang Z., Duan Z.* Prediction of the PVT properties of water over wide range of temperatures and pressures from molecular dynamics simulation // Phys. Earth Planet. Inter. 2005. V. 149. P. 335–354.
1045. *Zhao M., Langston C. A., Nyblade A. A., Owens T. J.* Upper mantle velocity structure beneath southern Africa from modeling regional seismic data // J. Geophys. Res. 1999. V. 104B. P. 4783–4794.
1046. *Zharkov V. N., Gudkova T. V.* Models of giant planets with a variable ratio of ice to rock // Ann. Geophys. 1991. V. 9. P. 357–366.
1047. *Zimmer C., Khurana K. K., Kivelson M. G.* Subsurface oceans on Europa and Callisto: Constraints from Galileo magnetometer observations // Icarus. 2000. V. 147. P. 329–347.
1048. *Zolensky M. E., Zega T. J., Yano H. et al.* Mineralogy and Petrology of Comet 81 P/Wild 2 Nucleus Samples // Science. 2006. V. 314. Issue 5806. P. 1735–1738.

1049. *Zolotov M. Y., Owen T., Atreya S. et al.* An Endogenic Origin of Titan's Methane // Am. Geophys. Union. Fall Meeting. 2005. Abstract P43B-04.
1050. *Zolotov M. Yu., Fegley B.* Oxidation state of volcanic gases and the interior of Io // *Icarus*. 1999. V. 141. P. 40–52.
1051. *Zolotov M. Yu., Mironenko M. V.* Chemical evolution of an early ocean on Europa: A kinetic-thermodynamic modeling // In Workshop on Ices, Oceans, and Fire: Satellites of the Outer Solar System. LPI Contribution No. 1357, Lunar and Planetary Institute, Houston, 2007. P. 157–158.
1052. *Zolotov M. Yu., Mironenko M. V., Shock E. L.* Thermodynamic constraints on fayalite formation on parent bodies of chondrites // *Meteorit. Planet. Sci.* 2006. V. 41. P. 1775–1796.
1053. *Zolotov M. Yu., Shock E. L.* Composition and stability of salts on the surface of Europa and their oceanic origin // *J. Geophys. Res.* 2001. V. 106E. P. 32815–32828.
1054. *Zuber M. T., Smith D. E., Lemoine F. G., Neumann G. A.* The shape and internal structure of the Moon from the Clementine mission // *Science*. 1994. V. 266. P. 1839–1843.

Представляем Вам наши лучшие книги:



URSS

Серия «Синергетика: от прошлого к будущему»

Петроуз Р. **НОВЫЙ УМ КОРОЛЯ.** О компьютерах, мышлении и законах физики. Пер. с англ.

Майнцер К. **Сложностемное мышление: Материя, разум, человечество. Новый синтез.** Пер. с англ.

Хакен Г. **Информация и самоорганизация.** Пер. с англ.

Малинецкий Г. Г. **Математические основы синергетики.**

Малинецкий Г. Г., Потапов А. Б. **Нелинейная динамика и хаос: основные понятия.**

Малинецкий Г. Г., Потапов А. Б., Подлазов А. В. **Нелинейная динамика.**

Капица С. П., Курдюмов С. П., Малинецкий Г. Г. **Синергетика и прогнозы будущего.**

Малинецкий Г. Г. (ред.) **Синергетика: Исследования и технологии.**

Арнольд В. И. **Теория катастроф.**

Кашимонтович Ю. Л. **Турбулентное движение и структура хаоса.**

Безручко Б. П. и др. **Путь в синергетику. Экскурс в десяти лекциях.**

Данилов Ю. А. **Лекции по нелинейной динамике. Элементарное введение.**

Трубецков Д. И. **Введение в синергетику. В 2 кн.: Колебания и волны; Хаос и структуры.**

Князева Е. Н., Курдюмов С. П. **Основания синергетики. Кн. 1, 2.**

Князева Е. Н., Курдюмов С. П. **Синергетика: нелинейность времени и ландшафты коэволюции.**

Редько В. Г. **Эволюция, нейронные сети, интеллект.**

Чернавский Д. С. **Синергетика и информация (динамическая теория информации).**

Баранцев Р. Г. **Синергетика в современном естествознании.**

Анищенко В. С. **Знакомство с нелинейной динамикой.**

Тюкин И. Ю., Терехов В. А. **Адаптация в нелинейных динамических системах.**

Васильков Г. В. **Эволюционная теория жизненного цикла механических систем.**

Долгоносов Б. М. **Нелинейная динамика экологических и гидрологических процессов.**

Пригожин И. **От существующего к возникающему.**

Пригожин И., Стенгерс И. **Время. Хаос. Квант. К решению парадокса времени.**

Пригожин И., Стенгерс И. **Порядок из хаоса. Новый диалог человека с природой.**

Пригожин И., Николис Г. **Познание сложного. Введение.**

Пригожин И., Гленсдорф П. **Термодинамическая теория структуры, устойчивости и флуктуаций.**

Суздальев И. П. **Нанотехнология: физико-химия нанокластеров, наноструктур и наноматериалов.**

Тел./факс:

(499) 135-42-46,

(499) 135-42-16,

E-mail:

URSS@URSS.ru

http://URSS.ru

Наши книги можно приобрести в магазинах:

«Евразия-Глобус» (м. Лубянка, ул. Мясницкая, 5. Тел. (495) 625-2457)

«Московский дом книги» (м. Арбатская, ул. Новый Арбат, 8. Тел. (495) 203-8242)

«Молодая гвардия» (м. Палкина, ул. Б. Палкина, 28. Тел. (495) 238-5001, 780-3376)

«Дом научно-технической книги» (Ленинский пр-т, 40. Тел. (495) 137-6019)

«Дом книги на Лядонской» (м. Бауманская, ул. Лядонская, 8, стр. 1. Тел. 267-8382)

«Глобус» (м. Университет, 1 гуп. корпус МГУ, комн. 141. Тел. (495) 939-6713)

«У Метастара» (РГТУ) (м. Новослободская, ул. Чапаева, 15. Тел. (499) 573-4301)

«СПб. дом книги» (Невский пр., 28. Тел. (812) 448-2355)

Уважаемые читатели! Уважаемые авторы!

Наше издательство специализируется на выпуске научной и учебной литературы, в том числе монографий, журналов, трудов ученых Российской академии наук, научно-исследовательских институтов и учебных заведений. Мы предлагаем авторам свои услуги на выгодных экономических условиях. При этом мы берем на себя всю работу по подготовке издания — от набора, редактирования и верстки до тиражирования и распространения.



URSS

Среди вышедших и готовящихся к изданию книг мы предлагаем Вам следующие:

- Дорофеева В. А., Макалкин А. Б.* Эволюция ранней Солнечной системы.
Ипатов С. И. Миграция небесных тел в Солнечной системе.
Шапкин А. И., Сидоров Ю. И. Термодинамические модели в космохимии и планетологии.
Тверской Б. А. Основы теоретической космофизики.
Ефремов Ю. Н. Вглубь Вселенной. Звезды, галактики и мироздание.
Горбунов Д. С., Рубаков В. А. Введение в теорию ранней Вселенной.
Куликовский П. Г. Справочник любителя астрономии.
Шварцшильд М. Строение и эволюция звезд.
Бааде В. Эволюция звезд и галактик.
Кинг А. Р. Введение в классическую звездную динамику.
Архангельская И. Д., Чернин А. Д., Розенталь И. Л. Космология и физический вакуум.
Розенталь И. Л., Архангельская И. В. Геометрия, динамика, Вселенная.
Чернин А. Д. Звезды и физика.
Ишханов Б. С., Капитонов И. М., Тутынь И. А. Нуклеосинтез во Вселенной.
Фридман А. А. Мир как пространство и время.
Сажин М. В. Современная космология в популярном изложении.
Левитан Е. П. Физика Вселенной: экскурс в проблему.
Попова А. П. Занимательная астрономия.
Хлопов М. Ю. Космомикрофизика.
Хлопов М. Ю. Основы космомикрофизики.
Сурдин В. Г. Астрономические задачи с решениями.
Хван М. П. Неустоявая Вселенная: от Большого взрыва до ускоренного расширения, от кварков до суперструн.
Вайнберг С. Мечты об окончательной теории. Пер. с англ.
Грин Б. Элегантная Вселенная. Пер. с англ.
Грин Б. Ткань космоса: Пространство, время и текстура реальности. Пер. с англ.
 Серия «Классический университетский учебник»
Кононович Э. В., Мороз В. И. Общий курс астрономии.
Ишханов Б. С., Капитонов И. М., Юдин Н. П. Частицы и атомные ядра.
Квасников И. А. Термодинамика и статистическая физика. В 4 т.
Петровский И. Г. Лекции по теории обыкновенных дифференциальных уравнений.
Гнеденко Б. В. Курс теории вероятностей.
Колмогоров А. Н., Драгалин А. Г. Математическая логика.

По всем вопросам Вы можете обратиться к нам:
 тел./факс (499) 135-42-16, 135-42-46
 или *электронной почтой* URSS@URSS.ru
 Полный каталог изданий представлен
 в *интернет-магазине*: <http://URSS.ru>

Научная и учебная
литература



Олег Львович КУСКОВ

Доктор химических наук, профессор, член-корреспондент РАН, заведующий лабораторией термодинамики и математического моделирования природных процессов Института геохимии и аналитической химии им. В. И. Вернадского РАН. Область научных интересов: эволюция вещества Солнечной системы, внутреннее строение планет земной группы, Луны и спутников планет-гигантов, термодинамика геологических процессов. Автор и соавтор 275 научных работ, в том числе монографии «Термодинамика и геохимия ядра и мантии Земли» (1982).



Вера Алексеевна ДОРОФЕЕВА

Доктор химических наук, ведущий научный сотрудник Института геохимии и аналитической химии им. В. И. Вернадского РАН. Специалист в области моделирования космохимических и геохимических процессов. Автор и соавтор около 100 научных работ, в том числе монографии «Эволюция ранней Солнечной системы. Космохимические и физические аспекты» (М.: URSS, 2004).



Виктор Александрович КРОНРОД

Доктор химических наук, ведущий научный сотрудник Института геохимии и аналитической химии им. В. И. Вернадского РАН. Специалист в области математического моделирования внутреннего строения Земли, Луны и спутников планет-гигантов, автор и соавтор около 100 научных работ.



Андрей Борисович МАКАЛКИН

Ведущий научный сотрудник Института физики Земли им. О. Ю. Шмидта РАН, специалист в области происхождения Солнечной системы, образования и ранней эволюции Земли и планет. Автор и соавтор около 90 научных работ, в том числе монографии «Эволюция ранней Солнечной системы. Космохимические и физические аспекты» (М.: URSS, 2004). Ответственный секретарь журнала «Астрономический вестник. Исследования Солнечной системы» РАН.



НАУЧНАЯ И УЧЕБНАЯ ЛИТЕРАТУРА



E-mail: URSS@URSS.ru
Каталог изданий в Интернете:
<http://URSS.ru>

Тел./факс: 7 (499) 135-42-16
URSS Тел./факс: 7 (499) 135-42-46

Любые отзывы о настоящем издании, а также обнаруженные опечатки присылайте по адресу URSS@URSS.ru. Ваши замечания и предложения будут учтены и отражены на web-странице этой книги в нашем интернет-магазине <http://URSS.ru>