

Л.П.Суркова

**Звезды
и звездные группировки в
нашей Галактике**



ЗАБАЙКАЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ПЕДАГОГИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
им. Н.Г. Чернышевского

Л.П.Суркова

Звезды
и звездные группировки в
нашей Галактике

издание второе,
исправленное и дополненное

ЧИТА – 2005

УДК 523.8
ББК В662 + В676

Печатается по решению Совета Забайкальского государственного педагогического университета

Суркова Л.П. Звезды и звездные группировки в нашей Галактике: Учеб. пособие.- 2-е изд. испр. и доп. – Чита: Заб ГПУ, 2005. – 173с.

Учебное пособие по курсу астрономии посвящено изложению современных взглядов на свойства, строение, происхождение и эволюцию одиночных и двойных звезд, различных типов переменных звезд, звездных скоплений, ассоциаций и комплексов нашей Галактики. Рассмотрены астрономические открытия последних лет и связанные с ними новые идеи о физических процессах, происходящих в черных дырах, пульсарах, рентгеновских двойных системах, при вспышках новых и сверхновых звезд.

Пособие ориентировано на студентов физико-математических факультетов педвузов, но оно может быть полезным всем, кто изучает астрономию, а также учителям физики и астрономии общеобразовательных учреждений.

Ответственный за выпуск – проректор по научной работе
М.В.Константинов.

Рецензенты: доктор физ.-мат. наук, профессор *М.А.Свечников* (Уральский университет), кандидат физ.-мат. наук *С.В.Винниченко* (Читинский институт природных ресурсов СО РАН).

Издательство Забайкальского государственного педагогического университета, 2005.

© Л.П. Суркова, 2005.
© Забайкальский педуниверситет, 2005.

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие.....	6
Глава I. Физические характеристики звезд	9
§1. Роль звезд во Вселенной	9
§2. Звезда как физический объект	10
§3. Связь между основными параметрами звезд и мировыми постоянными	12
§4. Спектры звезд.....	13
§5. Блеск звезд	20
§6. Тригонометрический параллакс звезд.....	22
§7. Абсолютная звездная величина.....	24
§8. Зависимости между наблюдаемыми характеристиками звезд.....	25
Глава II. Внутреннее строение звезд.....	29
§9. Уравнение состояния звездного вещества	29
§10. Условие гидростатического равновесия звезды	30
§11. Перенос энергии в звездах	32
§12. Гравитационное сжатие и энергетика звезд.....	35
§13. Ядерные источники энергии излучения звезд	37
§14. Модели звезд	45
Глава III. Эволюция звезд	47
§15. Протозвездная стадия эволюции	48
§16. Ядерная эволюция нормальных звезд	55
§17. Вспышка сверхновой	60
§18. Белые карлики	62
§19. Нейтронные звезды.....	66
§20. Черные дыры	70
Глава IV. Внутреннее строение звезд.....	79
§21. Статистика, методы обнаружения и роль двойных звезд в современной астрономии	79
§22. Тесные двойные системы	80
§23. Нейтронные звезды в тесных двойных системах	85
§24. Затменные двойные звезды.....	93
Глава V. Физические переменные звезды	106
§25. Цефеиды	107
§27. Новые и повторные новые звезды.....	117
§28. Сверхновые звезды	124

<i>Глава V. Звездные группировки</i>	136
§29. Систематика звездных группировок.....	136
§30. Кратные звезды	138
§31. Звездные ассоциации	141
§32. Рассеянные звездные скопления	143
§33. Шаровые звездные скопления	152
Заключение	160
<i>Литература</i>	162

ПРЕДИСЛОВИЕ

Вопросы звездной астрофизики и звездной астрономии традиционно занимают одно из центральных мест в курсе общей астрономии в педвузах. Предлагаемое учебное пособие посвящено изложению данных наблюдений и устоявшихся теоретических взглядов на строение и эволюцию звезд и звездных группировок различного масштаба. Представления о строении звездных систем и их основных структурных элементах – звездах являются важнейшими составляющими астрономической картины мира. Изучение строения и эволюции звезд позволяет понять, в каких физических условиях находится большая часть вещества в мире, как рождается основная доля энергии и каким путем происходит эволюция материи на ядерном уровне. Эти вопросы имеют не только и даже не столько астрономическое, сколько общенаучное и отчасти философское значение.

Наряду с классическими разделами физики звезд и звездной астрономии в пособии рассмотрены результаты, полученные в последние десятилетия. Эти удивительные результаты в значительной степени обусловлены огромным расширением наблюдательных возможностей в исследовании космического излучения во всех диапазонах длин волн. Применение новых телескопов и приемников излучения в совокупности с мощными компьютерами привело к открытию новых классов небесных объектов: пульсаров, квазаров, рентгеновских и гамма-барстеров, космических мазеров и других экзотических объектов. Теоретические исследования, выполненные за эти годы, существенно расширили и углубили понимание физической природы многих небесных тел, их происхождения и эволюции. Однако современные достижения науки по этим вопросам оказались недостаточно полно отраженными в учебной литературе. Вышедшие за последние годы научные монографии (например, Масевич А.Г., Тутуков А.В. Эволюция звезд: Теория и наблюдения. – М.: Наука, 1988. – 280с; Бисноватый-Коган Г.С. Физические основы теории звездной эволюции. – М.: Наука, 1989. – 488с.; Новиков И.Д., Фролов В.П. Физика черных дыр. – М.: Наука, 1986. – 328с.; Лицунов В.М. Астрофизика нейтронных звезд. – М.: Наука, 1987. – 296с; Взаимодействующие двойные звезды / Под ред. Дж. Е. Прингла, Р.А. Уейда; пер. с англ. К.А. Постнова. – М.: Наука, 1993. – 192с.; Марочник Л.С, Сучков А.А. Галактика. – М.: Наука, 1984. – 392с. и др.) требуют от читателя высокого уровня специальных знаний, которого студенты еще не достигли. Блестяще написанные и иллюстрированные научно-популярные книги (например,

Радость познания: Популярная энциклопедия. Т.1. Наука и Вселенная / Пер. с англ. под ред. А.Д. Суханова, Г.С. Хромова. – М.: Мир, 1983. – 295с.; Энциклопедия для детей. Т.8. Астрономия. Глав. ред. М.Д. Аксенова. – М.: Аванта+, 1997. – 688с.; Херрман Д. Открыватели неба / Пер. с нем. А.А. Конопихина, К.Б. Шингаревой. – М.: Мир, 1981. – 239с.; Хаббард Х. Звезды. – М.: Слово, 1995. – 48с.; Миттон С. и Ж. Астрономия. – М.: Росмен. 1995. – 160с. и другие) предназначены в основном для учащихся школ. Поэтому написание данного пособия, рассчитанного на студентов педвузов, изучающих астрономию по учебным планам физической специальности, представляется актуальным.

Пособие написано по материалам лекций, читавшихся автором в течение тридцати лет студентам физико-математического факультета Забайкальского государственного педагогического университета.

Пособие состоит из 6-ти глав.

В I главе дается обзор основных физических характеристик звезд. Она является вводной для последующего материала. В двух следующих главах кратко описаны разнообразные по физике явления, связанные с внутренним строением звезд и их эволюцией. Особое внимание уделяется процессам формирования звезд в межзвездных облаках нашей Галактики, а также конечным стадиям звездной эволюции: белым карликам, нейтронным звездам и черным дырам. IV глава посвящена двойным и кратным звездам, интерес к которым значительно возрос с начала 1970-х годов после того, как стало известно, что ярчайшие рентгеновские источники Галактики являются компонентами тесных двойных систем. Такие переменные рентгеновские источники обсуждаются в §23. В этой главе используются наблюдения затменных двойных систем и результаты исследования изменения их орбитальных периодов, полученные автором. Углубленное изучение ряда указанных в §24 задач может служить основой для научной работы студентов.

Наблюдательные данные о различных типах переменных звезд, а также теоретические идеи, лежащие в основе теории звездной переменности, описаны в V главе. Наибольшее внимание уделено «самым важным звездам» – цефеидам и наблюдаемым проявлениям новых и сверхновых звезд. Наконец, VI глава посвящена унитарным звездным группировкам. При рассмотрении вопросов структуры, динамики и эволюции звездных скоплений автор стремился доступным языком изложить современное состояние научных проблем.

Содержание пособия может быть положено в основу элективных курсов, спецсеминаров, курсовых и дипломных работ. Для облег-

чения понимания и более углубленного изучения материала после каждой главы в квадратных скобках указана литература. Более подробный список литературы, в том числе и журнальных статей, вышедших с 1980 по 1992гг, можно найти в издании: «Учебная и популярная литература по астрономии. Аннотированный указатель: Пособие для преподавателей астрономии, учителей и руководителей астрономических кружков /Сост. А.Б. Палей. – М.: Астр. об-во. – 1993. – 107с.»

Автор выражает искреннюю благодарность профессору Санкт-Петербургского университета *В.В. Иванову*, лекции которого по спецкурсу «Физика и эволюция звезд» использованы при написании I и II глав, *И.И. Бондаренко*, *С.В. Виннченко*, *В.М. Данилову*, *Л.В. Жукову*, *Т.П. Сурковой*, *М.А. Свечникову* за замечания и предложения, способствовавшие улучшению рукописи, а также *А.В. Денисюку* за набор текста рукописи на компьютере и *А.В. Кунцевичу* за помощь в подготовке текста рукописи к печати.

Вселенная стоит перед нами
как великая вечная загадка.

А.Эйнштейн

Глава I

ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗВЕЗД

§1. РОЛЬ ЗВЕЗД ВО ВСЕЛЕННОЙ

Звезды – это те объекты, которые дали имя астрономии. Это не случайно. На нынешнем этапе эволюции мира они, несомненно, являются самыми важными объектами Вселенной.

Во-первых, в звездах сосредоточена большая часть массы Вселенной. Так, в нашей Галактике более 90% видимого вещества собрано в звездах, а общее число звезд в Метагалактике (наблюдаемой части Вселенной) оценивается в 10^{22} - 10^{23} . По-видимому, *звезды – основная форма существования материи в мире.*

Во-вторых, звезды играют главную роль в энергетике мира, т.к. в них вырабатывается не меньше, а судя по всему в несколько раз больше энергии электромагнитного излучения, чем в ядрах галактик. Таким образом, *звезды – это важнейшие фабрики, по производству энергии во Вселенной.*

В-третьих, химический состав Вселенной почти целиком определяется процессами ядерного превращения в недрах звезд. Все химические элементы, кроме водорода и частично гелия, образовались в ядерных топках звезд. Это вещество каким-либо образом было рассеяно в межзвездной среде – частично при взрывах сверхновых, частично путем спокойного истечения из звезд, при сбросах звездных оболочек и т.п. Потом из вещества межзвездной среды, обогащенного таким путем тяжелыми элементами, сформировалось Солнце и планеты. С тех пор прошло около 5 млрд. лет. Таким образом, *звезды – это основные центры синтеза химических элементов в природе.*

Наконец, *звезды – главный структурный элемент галактик.* Поэтому эволюция галактик является, по-существу, историей процесса звездообразования в них.

Таким образом, чтобы понять, что собой представляет Вселенная, надо прежде всего знать, что такое звезды и как они эволюционируют. Это тем более важно, если учесть, что вся жизнь на Земле

зависит от ближайшей звезды – Солнца.

§2. ЗВЕЗДА КАК ФИЗИЧЕСКИЙ ОБЪЕКТ

Определение.

Звезда – это гравитационно связанное космическое тело, в котором в значительных масштабах происходят (происходили или будут происходить) термоядерные реакции превращения водорода в гелий. [42, стр. 222].

Главное в этом определении то, что оно подчеркивает три принципиальные особенности, отличающих звезду от других космических объектов. 1. Масса должна сдерживаться собственным полем тяготения и поэтому не может быть малой, а звезда – особенно протяженной. 2. Вещество должно быть распределено непрерывно, иметь не слишком малую плотность и быть достаточно нагретым – только тогда оно непрозрачно. 3. В недрах звезды должны происходить термоядерные реакции, являющиеся основным источником их энергии. Темп энерговыделения в ходе этих реакций очень низкий. Например, мощность излучения Солнца составляет 2 эрг/г·с, т.е. такая же как в куче тлеющих листьев. Однако звезды светят ярко потому, что они массивные и большие.

Из того наблюдательного факта, что звезды светят долго и не меняются, можно сделать вывод, что они находятся в механическом равновесии, определяемом балансом сил гравитации и давления.

Физическая классификация звезд. Фактически слово «звезда» – собирательный термин, можно выделить очень сильно отличающиеся друг от друга *четыре типа звезд: нормальные звезды, белые карлики, нейтронные звезды и черные дыры.*

Нормальными будем называть такие звезды, в которых главным фактором, противостоящим гравитации вещества является давление обычного (идеального) газа, описываемое законом Менделеева-Клапейрона. Эти звезды составляют в природе абсолютное большинство. У нормальных звезд механическое равновесие тесным образом связано с тепловой структурой, т.к. давление обеспечивается тепловым движением частиц. Вследствие этого потери энергии на излучение должны с неизбежностью вести к постепенной перестройке внутренней структуры звезда.

Белые карлики – это компактные звездные объекты очень малого по сравнению с нормальными звездами размера, у которых гравитации противостоит давление вырожденного электронного газа.

Механическое равновесие в этом случае полностью отделено от тепловой структуры звезда. Белые карлики светятся в основном за счет запасенной в них внутренней тепловой энергии и постепенно остывают, превращаясь в конце-концов в черные карлики.

Третий класс компактных объектов звездной природа – *нейтронные звезды*. Их массы от 0,1 до 2-3 масс Солнца, радиусы 10-12 км, средняя плотность – ядерная $\sim 10^{14}$ - 10^{15} г/см³. Грубо можно считать, что нейтронная звезда – большое атомное ядро с числом частиц $\sim 10^{57}$. Механическое равновесие в ней достигается в результате компенсации действия гравитационных сил давлением вырожденного нейтронного газа.

Четвертый класс звездных объектов – *черные дыры звездных масс*. Их характерный размер определяется гравитационным радиусом

$$R_g = \frac{2G\mathcal{M}}{c^2},$$

где G – гравитационная постоянная, \mathcal{M} – масса, c –

скорость света. В отличие от предыдущих трех типов объектов черные дыры не находятся в состоянии равновесия, т.к. здесь гравитация превалирует над давлением.

Согласно современным представлениям компактные звездные объекты – конечные продукты эволюции нормальных звезд различных масс.

Основные параметры звезд. В каждый момент времени в ходе эволюции звезда характеризуется тремя основными параметрами: массой \mathcal{M} , радиусом R и светимостью L . Их численные значения принято выражать соответственно в единицах солнечной массы ($\mathcal{M}_\odot = 1,99 \cdot 10^{30}$ кг) солнечного радиуса ($R_\odot = 6,96 \cdot 10^8$ м) и солнечной светимости ($L_\odot = 3,86 \cdot 10^{23}$ кВт = $3,86 \cdot 10^{33}$ эрг/с).

Массы известных звезд лежат в пределах $0,08\mathcal{M}_\odot \leq \mathcal{M} \leq 100\mathcal{M}_\odot$. У небесных тел с $\mathcal{M} \leq 0,08\mathcal{M}_\odot$ температура в центре не поднимется до таких значений, при которых возможны термоядерные реакции, а звезды с $\mathcal{M} \geq 100\mathcal{M}_\odot$ были бы неустойчивыми, т.к. в их недрах давление излучения преобладало бы над газовым. Наиболее массивными из известных звезд являются η Киля и Плейона – член рассеянного звездного скопления Плеяды в созвездии Тельца. Их массы близки к $100\mathcal{M}_\odot$. Непосредственно массы звезд можно определить по третьему обобщенному закону Кеплера, управляющему относительным движением компонентов двойной звездной системы.

Радиусы звезд могут различаться на девять порядков: $10\text{км} \leq R \leq 2 \cdot 10^9\text{км}$. Наименьшие радиусы имеют нейтронные звезды

и черные дыры. Одной из самых больших по размерам из известных звезд является ϵ Возничего, имеющая $R \sim 2700R_{\odot}$. Радиусы непосредственно определяются для затменных двойных звезд, т.е. систем, ориентированных по отношению к наблюдателю так, что одна звезда периодически затмевает другую. Кроме того, для небольшого числа ближайших ярких звезд радиусы удалось измерить методом оптической интерференции.

Светимостью называется количество энергии, излучаемое звездой за 1 секунду. Светимость можно вычислить по формуле

$$L=4\pi R^2\sigma T_e^4, \quad (2.1)$$

где T_e – эффективная температура, т.е. температура, которую имела бы поверхность звезды, если бы она излучала как абсолютно черное тело той же светимости, σ -постоянная Стефана-Больцмана ($\sigma=5,67 \cdot 10^{-8} \text{Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-4}$). Светимость звезд меняется в пределах $10^{-6} \leq L \leq 10^6$. Наибольшую светимость имеют звезды η Киля, S Золотой Рыбы и звезда №12 в OB -ассоциации в созвездии Лебедя.

Простейший вид классификации звезд по светимости заключается в их разделении на гиганты и карлики. При более подробной классификации выделяют сверхгиганты, субгиганты, субкарлики и т.д.

§3. СВЯЗЬ МЕЖДУ ОСНОВНЫМИ ПАРАМЕТРАМИ ЗВЕЗД И МИРОВЫМИ ПОСТОЯННЫМИ

Почему звезды в нашей Галактике именно такие, какие они есть? Оказывается, характеристики звезд не случайны. Они выражаются через мировые постоянные – скорость света ($c = 3 \cdot 10^8 \text{м} \cdot \text{с}^{-1}$), постоянную Планка ($\hbar = h/2\pi = 1,0546 \cdot 10^{-34} \text{Дж} \cdot \text{с}$), массу протона ($m_p = 1,6726 \cdot 10^{-27} \text{кг}$), массу электрона ($m_e = 9,1095 \cdot 10^{-31} \text{кг}$), заряд электрона ($e=1,6022 \cdot 10^{-19} \text{Кл}$), радиус первой боровской орбиты атома водорода ($R_B = 0,53 \cdot 10^{-10} \text{м}$) и гравитационную постоянную ($G=6,67 \cdot 10^{-11} \text{Н} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{кг}^{-2}$). Так, характерное значение массы звезд можно получить по формуле:

$$\mathcal{M} \approx m_p \cdot \delta^{-3/2} \sim 1,9\mathcal{M}_{\odot}. \quad (3.1)$$

Постоянная гравитационного взаимодействия

$$\delta = Gm_p^2/\hbar c \approx 5,8 \cdot 10^{-39}. \quad (3.2)$$

Малость δ отражает крайнюю слабость гравитационного взаимодей-

ствия и служит причиной того, что звезды имеют столь большие массы. Роль постоянной гравитационного взаимодействия в теории звезд подобна роли постоянной электромагнитного взаимодействия α в теории атома. $\alpha = e^2/4\pi\epsilon_0\hbar c \approx 1/137$, т.е. электромагнитные силы в атоме на 37 порядков больше гравитационных.

Характерные значения радиуса, светимости и времени жизни звезды можно оценить по формулам:

$$R \approx R_{\text{В}}/\sqrt{\delta} \sim 1R_{\odot}, \quad (3.3)$$

$$L \approx m^2 c^4 / \hbar \sqrt{\alpha \delta} \sim 24L_{\odot}, \quad (3.4)$$

$$t \approx r_{\text{р}}/c\delta \sim 10^8 \text{ лет} \quad (3.5)$$

($r_{\text{р}}$ – радиус протона $\approx 10^{-15}$ м).

§4. СПЕКТРЫ ЗВЕЗД

Виды и назначение спектров. Важнейшую информацию о физических свойствах звезд дают их спектры. *Спектром называют зависимость интенсивности излучения от частоты.* В оптическом диапазоне спектры обычно наблюдают как цветные полосы, получающиеся в результате разложения света призмой или дифракционной решеткой. Различают три вида спектров: *непрерывный, эмиссионный и спектр поглощения.* Описание этих спектров приводится в таблице.

Вид спектра	Описание	Источник	Происхождение
Непрерывный	Состоит из всех спектральных цветов, непрерывно переходящих друг в друга	Раскаленные твердые и жидкие вещества или газ под большим давлением	Образуется при рекомбинации свободных электронов на любой данный энергетический уровень атома, в результате чего выделяется квант с энергией равной кинетической энергии электрона плюс энергия ионизации
Эмиссионный	Отдельные тонкие линии различной окраски	Раскаленный газ	Каждая линия излучается атомом какого-либо химического элемента при его переходе с одного энергетического уровня на другой
Поглощения	Отдельные темные линии на фоне непрерывного спектра	Раскаленные твердые и жидкие вещества или газ под большим давлением с окружающим его более холодным газом при низком давлении	Темные линии образуются вследствие поглощения энергии излучения внешними электронами атомов в более холодных газах окружающих источник непрерывного спектра

Большинство звезд имеют спектры поглощения, т.е. на фоне непрерывного спектра видны темные линии поглощения. У некоторых типов звезд в спектре присутствуют также эмиссионные линии, возникающие в верхних слоях или оболочках звезд. Различия в звездных спектрах обусловлены различиями в физических свойствах их атмосферы основном температуры и давления, определяющих степень ионизации атомов. Вид спектра зависит также и от различия в химическом составе, вращения звезды, наличия магнитного поля и других факторов. На рис.1 приводятся образцы звездных спектров.

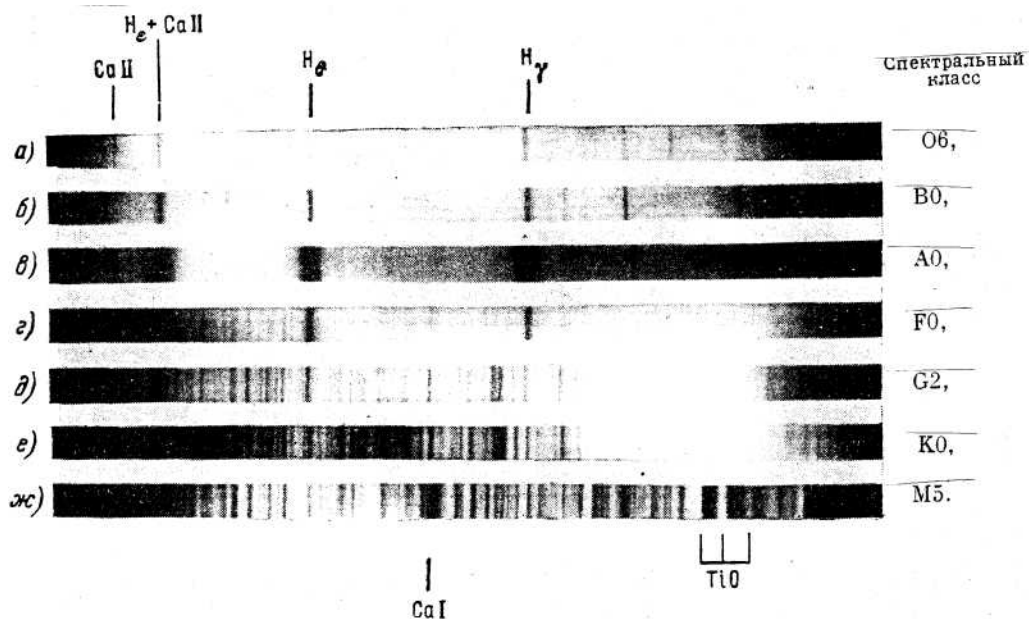


Рис.1. Образцы звездных спектров.

По спектру звезды можно определить:

- 1) *Химический состав атмосферы* (по измерению профилей линий, принадлежащих атомам различных химических элементов).
- 2) *Температуру и плотность тех слоев атмосферы, где образуются, спектральные линии* (например, по ширине спектральных линий, по количеству ионизованных атомов или на основании применения законов излучения абсолютно черного тела).
- 3) *Проекцию пространственной скорости звезды на луч зрения - лучевую скорость V_r* (по смещению спектральных линий в красную область спектра, если источник излучения удаляется, и в фиолетовую область, если он приближается к наблюдателю). Численное значение V_r можно вычислить по формуле эффекта Доплера:

$$V_r = c \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0}, \quad (4.1)$$

где c – скорость света, λ – длина волны смещенной линии в спектре, λ_0 – нормальная длина волны).

- 4) *Напряженность магнитного поля* (по расщеплению спектральных линий в магнитном поле – эффекту Зеемана (рис.2).

$$H = 2,14 \cdot 10^{12} \frac{\Delta\lambda}{g\lambda_0} (\text{Э}), \quad (4.2)$$

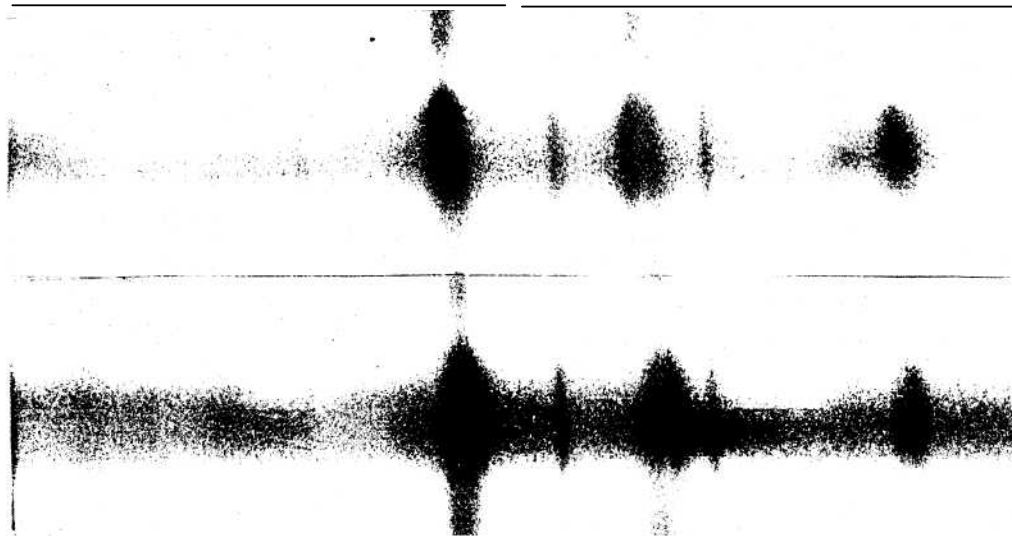


Рис.2. Эффект Зеемана в линиях Fe I $\lambda=6301.508 \text{ \AA}$ и $\lambda=6302.499 \text{ \AA}$ в спектре солнечного пятна. Два спектра получены при переключении правой и левой поляризации в институте солнечно-земной физики СО РАН (г.Иркутск).

где $\Delta\lambda$ – расщепление спектральной линии, g – эффективный фактор Ланде, который рассчитывается отдельно для каждой спектральной линии.

5) *Двойственность звезды* (по периодическому смещению спектральных линий в синюю и красную области спектра, вызванному орбитальным движением компонентов).

6) *Наличие газовых потоков или расширяющейся оболочки* (по уширению спектральных линий для одиночных звезд и по периодическому изменению длины волны спектральных линий для затменных двойных звезд).

Гарвардская классификация звездных спектров. Спектральная классификация звезд разработана в Гарвардском университете (США) в 1890-1924гг. по снимкам спектров с объективной призмой. *Критерием этой классификации является относительная интенсивность спектральных линий, которая определяется температурой поверхности звезды. Различают 7 основных и 2 побочных спектральных класса.* Основные спектральные классы

O – B – A – F – G – K – M

образуют непрерывную последовательность и располагаются в порядке понижения температуры поверхности от 40000 К (класс O) до 2500 К (класс M) (рис.1). Спектральные классы O, B, A называют *ранними*, F и G – *солнечными*, K и M – *поздними*. Спектральная последовательность одновременно является и цветовой: звезды O и B – голубые, A – белые, F – лимонные, G – желтые, K – оранжевые,

М – красные. У красных по цвету звезд побочных спектральных классов С, S наблюдаются аномалии химического состава. Спектры углеродных звезд С содержат сильные полосы поглощения углерода, а звезды типа S – циркония.

Каждый спектральный класс делится еще на 10 частей – *спектральных подклассов* от 0 до 9.

Запомнить спектральную последовательность помогает следующая фраза: «Oh, Be A Fine Girl, Kiss Me.»

На рис.3 приведена интенсивность линий поглощения у звезд разных спектральных классов.

Объяснение спектральной последовательности. Спектральные линии – это узкие участки в спектрах, на которых интенсивность излучения либо усилена (эмиссионные линии), либо ослаблена (линии поглощения) по сравнению с непрерывным спектром. Наличие линий поглощения в спектре звезды означает, что звездное вещество на частоте линии поглощает излучение значительно сильнее, чем на частотах соседних участков спектра. Поэтому на частоте спектральной ли-

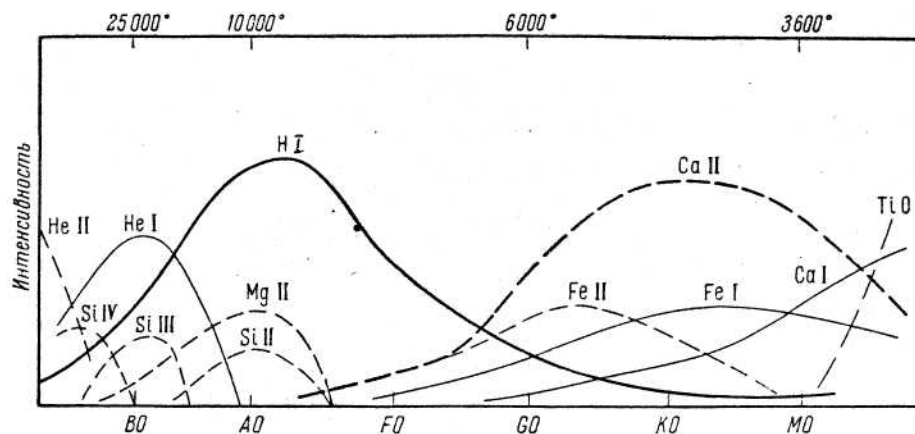


Рис.3. Интенсивность линий поглощения у звезд различных спектральных классов. Нейтральные атомы химических элементов обозначены римской цифрой I, однократно ионизованные – цифрой I и т.д.

нии к наблюдателю приходит излучение от более высоких и разреженных частей звездной атмосферы.

Рассмотрим, почему линии нейтрального водорода *серии Бальмера*, наблюдаемые в видимой области спектра, слабы у холодных звезд поздних спектральных классов, достигают максимума у звезд спектрального подкласса А0 и вновь ослабевают у горячих звезд спектральных классов О и В (рис.3).

Линии серии Бальмера ($H_\alpha, H_\beta, H_\gamma, H_\delta, H_\epsilon \dots$) образуются при переходе электрона в атоме водорода со второго энергетического уровня на более высокие. Следовательно, чтобы в спектре звезды присутствовала бальмеровская линия водорода в поглощении, атмосфера должна содержать достаточное количество атомов водорода, электроны которых находятся на втором энергетическом уровне. Поскольку это состояние возбужденное, то только при относительно высокой температуре газа столкновения атомов в нем будут достаточно энергичными для того, чтобы на этот уровень оказалось возбужденным много атомов водорода. У звезд поздних спектральных классов отношение числа атомов водорода, находящихся на втором уровне, ко всем атомам мало, поэтому линии водорода в спектрах таких звезд слабы. *С ростом температуры поверхности увеличивается количество возбужденных атомов водорода*, поэтому интенсивность линий серии Бальмера у звезд спектральных классов G и F растет, достигая максимума в спектральном подклассе A0. При очень высоких температурах столкновения атомов будут настолько энергичными, что окажутся способными ионизовать атом. *С ростом ионизации падает вероятность найти нейтральный атом в любом состоянии*, поэтому интенсивность линий серии Бальмера у самых горячих звезд уменьшается.

Йеркская классификация звездных спектров. Связь между видом спектра и светимостью звезды послужила основой для создания более современной йеркской классификации (МКК). Ее разработали сотрудники Йеркской обсерватории (СМ) У. Морган, Ф. Кинан, Е. Келман в 40-х годах нашего столетия. Согласно этой классификации *спектр звезды характеризуется двумя параметрами: температурой* (в этом отношении классификация МКК мало отличается от гарвардской) и *классом светимости* (I-сверхгиганты, II-яркие гиганты, III-гиганты, IV-субгиганты, V-нормальные карлики, VI-субкарлики, VII-белые карлики).

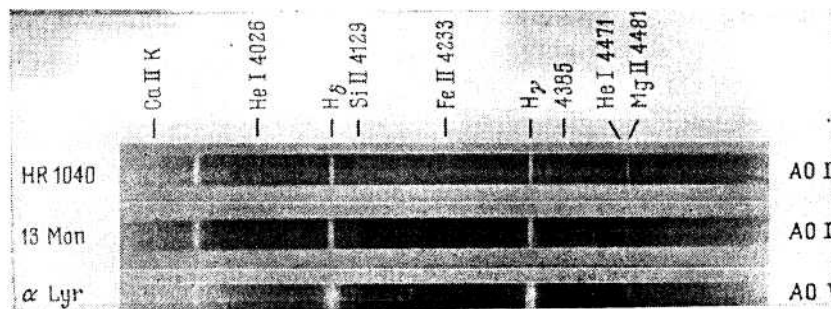


Рис.4. Эффект светимости в спектрах ао.

Например, звезда спектрального класса АOV – это белая по цвет: звезда с температурой поверхности 10000К, V класса светимости (нормальный карлик). Звезда K5II-яркий гигант спектрального класса K5 – красная по цвету звезда с температурой поверхности ~ 4000К.

В настоящее время гарвардской классификацией охвачено более 500 тыс. звезд, йеркской – свыше 100 тыс.

Физические основания йеркской классификации. Линии поглощения в спектрах гигантов и карликов одного и того же спектрального класса имеют различную ширину. У гигантов, например, линии серии Бальмера узкие, у карликов широкие. Кроме того, в спектрах гигантов особо выделяются по интенсивности несколько линий поглощения ионизованных атомов кальция (CaII) и стронция (SrII), а интенсивность линий нейтральных атомов CaI и SrI сильнее у звезд-карликов. Эти различия объясняются различием плотностей атмосфер гигантов и карликов, в которых образуются линии поглощения. Атмосфера гиганта очень протяженна и разрежена, у карлика, наоборот, градиент плотности велик. В плотной атмосфере карлика столкновения атомов настолько часты, что возбужденный атом нередко еще не успевает излучить свою энергию возбуждения, как сталкивается с другим атомом или электроном. Волна, посылаемая атомом, искажается. Кроме того, энергетические уровни в атоме при близком прохождении заряженных частиц – ионов и электронов – искажаются, и переходы между такими возмущенными уровнями будут происходить при частотах, сильно отличающихся от центральной.

На практике класс светимости определяют по отношению интенсивностей линий FeI $\lambda = 4063 \text{ \AA}$ и SrII $\lambda = 4077 \text{ \AA}$. Отношение J_{4063}/J_{4077} возрастает с уменьшением светимости.

§5. БЛЕСК ЗВЕЗД

Под блеском звезды E понимается освещенность, которую свет звезды создает на Земле. В физике освещенность измеряется в люксах. В астрономии в силу исторических традиций для этого принято использовать безразмерные видимые звездные величины – m .

Мера блеска – видимая звездная величина. Впервые это понятие ввел древнегреческий астроном Гиппарх (190-125гг. до н.э.), составивший первый каталог, содержащий 850 ярчайших звезд неба. Он приписал самым ярким звездам нашего неба первую звездную величину, а звездам, еле различимым невооруженным глазом, – шестую звездную величину. Впоследствии выяснилось, что существуют звезды более яркие, чем звезды первой величины, поэтому шкалу звездных величин продлили в область отрицательных чисел.

Нуль-пункт шкалы звездных величин произволен. Условно принимают, что от звезд нулевой звездной величины на Землю падает световой поток $2,54 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/м}^2$, дающий освещенность $2,77 \cdot 10^{-6} \text{ лк}$. Тогда зависимость между видимой звездной величиной и блеском звезды запишется в виде

$$m = -13.89 - 2.5 \lg E_{\text{лк}}. \quad (5.1)$$

Отсюда можно получить соотношение между блеском двух звезд и их звездными величинами

$$\frac{E_1}{E_2} = 2.512^{m_2 - m_1}. \quad (5.2)$$

Таким образом, разнице в 5 звездных величин соответствует различие в блеске в 100 раз, а разница в 1 звездную величину соответствует отношению блесков, равному $\sqrt[5]{100} = 2.512$.

Такая зависимость является следствием особенностей восприятия раздражения органами чувств человека. Если раздражение (в данном случае блеск) возрастает в геометрической прогрессии, то зрительные ощущения (видимые звездные величины) – в арифметической прогрессии.

Число звезд на небе. Невооруженным глазом на небе видны звезды до 6 звездной величины. Таких звезд в каталогах содержится 5719, из них 2916 в северном небесном полушарии и 2803 – в южном. Таким образом, невооруженным глазом на небе видно около 6000 звезд. В крупнейшие телескопы мира видны звезды до 26^m .

Самый полный каталог, составленный в США, содержит 18819291 звезду. Это около 0,01% звезд нашей Галактики.

Наиболее яркие светила на небе. Самым ярким светилом на

небе является Солнце. Его визуальная видимая звездная величина $m = -26,8^m$. Луна в полнолуние имеет $m = -12,6^m$, планета Венера в элонгации – $m = -4,8^m$. Ниже приводится список ярких звезд нашего неба в порядке уменьшения их видимого блеска на небе.

Таблица I

Яркие звезды неба

№	m	Обозначение звезды в созвездии	Название звезды	Происхождение и перевод названия	С какого языка
1.	$-1,6^m$	α Б.Пса	Сириус	Сверкающая	греч.
2.	0.1	α Лирь	Вега	«Ваки» – падающий	араб.
3.	0.2	α Волопаса	Арктур	Страж медведей	греч.
4.	0.2	α Возничего	Капелла	Козочка	лат.
5.	0.3	β Ориона	Ригель	«Риджи» – нога	араб.
6.	0.4	α Ориона	Бетельгейзе	Плечо	араб.
7.	0.5	α М.Пса	Процион	«ргі» – перед, «куон» – пес (восходящая раньше Сириуса)	лат.
8.	0.9	α Орла	Альтаир	Летящий	араб.
9.	0.9	α Скорпиона	Антарес	Вместо Марса	греч.
10.	1.1	α Тельца	Альдебаран	«Эль-дебар» – следующий (за Плеядами)	араб.
11.	1.2	β Близнецов	Поллукс	Имя героя легенды	римск.
12.	1.2	α Девы	Спика	Колос	лат.
13.	1.3	α Льва	Регул	Царек, принц	лат.
14.	1.3	α Лебедя	Денеб	«Дзенеб» – лебедь	араб.
15.	1.3	α Ю.Рыбы	Фомальгаут	Рот рыбы	араб.
16.	1.6	α Близнецов	Кастор	Имя героя легенды	греч.

Фотометрическая система звездных величин UBV. На практике звездные величины определяют, принимая во внимание интервал длин волн, в котором производят измерения. Для выделения нужной полосы длин волн используются светофильтры. В 1955г. была принята международная система видимых звездных величин UBV. Ультрафиолетовую звездную величину и получают по измерению излучения звезды в области спектра с длинами волн от 3000Å до 3800Å , синюю (фотографическую) звездную величину V – по измерению излучения в диапазоне длин волн от 3700Å до 5100Å , желтую (визуальную) звездную величину V – по измерению излучения звезды в диапазоне от 4000Å до 6800Å . Это достигается использованием фильтров UG2 (для величины U), GG13 (для величины B) и GG11 плюс эмульсия изохром

(для величины V).

Показатель цвета. Разность звездных величин в соседних областях спектра называется показателем цвета. Это количественная мера цвета звезд. Чем краснее звезда и ниже температура ее поверхности, тем больше показатель цвета. В системе *UBV* два показателя цвета: *U-V* и *B-V*. Зная показатель цвета, можно вычислить температуру поверхности звезды по формуле:

$$T^{\circ} = \frac{7920}{(B - V) + 0,72} \quad (5.3)$$

Болометрическая звездная величина. Полное излучение звезды во всех длинах волн характеризуется болометрической видимой звездной величиной. Для ее определения необходимо знать температуру звезды, класс светимости и какую-либо из звездных величин – визуальную или фотографическую. Тогда $m_{\text{бол}} = m + \Delta m_{\text{бол}}$. Болометрическая поправка $\Delta m_{\text{бол}}$ находится по таблицам. Например, для голубых звезд спектрального класса В0 $\Delta m_{\text{бол}} = -3,0^m$, для красных гигантов спектрального класса М0 $\Delta m_{\text{бол}} = -1,7^m$.

§6. ТРИГОНОМЕТРИЧЕСКИЙ ПАРАЛЛАКС ЗВЕЗД

Расстояния до ближайших звезд оценивают методом тригонометрического параллакса. *Тригонометрическим (или годичным) параллаксом называется угол, под которым со звезды видна большая полуось земной орбиты, расположенная перпендикулярно лучу зрения.*

Угол π определяют по видимому перемещению более близких звезд на фоне очень далеких, которое происходит по эллипсам с периодом в один год и отражает движение наблюдателя вместе с Землей вокруг Солнца. Для этого необходимо получить на длиннофокусном астрографе не менее трех фотографий одного и того же участка неба с полугодичными интервалами.

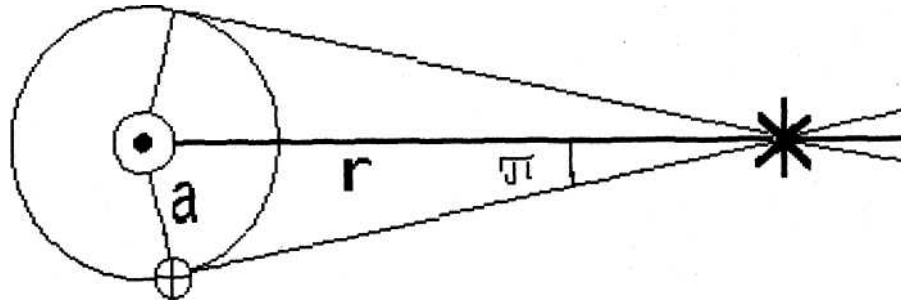


Рис.5. Параллактическое смещение звезд.

Из прямоугольного треугольника Солнце – Земля – звезда (рис.5) имеем:

$$r = \frac{a}{\sin \pi},$$

где $a = 149,6 \cdot 10^6 \text{ км} = 1 \text{ а.е.}$ – большая полуось орбиты Земли. Параллаксы звезд очень малы, они оцениваются десятными и сотыми долями секунды дуги. Поэтому синусы этих углов можно заменить самими углами, выразив их в радианной мере: $1 \text{ рад} = \frac{180^\circ}{\pi} = 57,2957^\circ = 3438' = 206265''$. Тогда $(\pi) \text{ рад} = \frac{\pi''}{206265''}$, а $r = \frac{a \cdot 206265}{\pi''}$.

Расстояния до звезд обычно выражают в световых годах (св.г.) и парсеках (пк). *Световым годом называется расстояние, которое луч света проходит за год.* $1 \text{ св.г.} = 9,5 \cdot 10^{12} \text{ км}$. *Парсекам называется расстояние, соответствующее тригонометрическому параллаксу в $1''$.* $1 \text{ пак} = 206265 \text{ а.е.} = 3,1 \cdot 10^{13} \text{ км} = 3,26 \text{ св.г.}$ Для выражения очень больших расстояний используются килопарсеки ($1 \text{ кпк} = 10^3 \text{ пак}$) и мегапарсеки ($1 \text{ Мпк} = 10^6 \text{ пак}$).

Расстояние до звезды в парсеках есть величина обратная тригонометрическому параллаксу в угловых секундах

$$r(\text{пк}) = \frac{1}{\pi''}. \quad (6.1)$$

Ближайшей к Солнцу звездой является Проксима Центавра. Она имеет $\pi = 0,769''$, что соответствует $r = 1,3 \text{ пак} = 4,3 \text{ св.г.}$

Впервые тригонометрический параллакс звезды Веги удалось измерить русскому астроному В.Я. Струве в 1835-1837 гг.

Возможности метода тригонометрического параллакса ограничены точностью измерения координат звезд: их удается определить с поверхности Земли с точностью до $\pm 0,005''$, следовательно, с их помощью можно измерять расстояния, не превышающие 200 пак от

Солнца. Если измерять расстояние до группы звезд, например, до звездного скопления, то за счет осреднения ошибок точность может быть повышена и предельные расстояния достигают 1-2 кпк.

С помощью астрономического спутника «Гиппарх», запущенного на орбиту Европейским космическим агентством в 1989г., получены параллаксы 120 тыс. звезд с точностью $\pm 0,002''$. После осуществления российского проекта «Ломоносов» будут известны параллаксы у нескольких сотен тысяч звезд с точностью $\pm 0,001''-0,002''$.

§7. АБСОЛЮТНАЯ ЗВЕЗДНАЯ ВЕЛИЧИНА

Абсолютная звездная величина - это видимая звездная величина, которую имела бы звезда, если ее поместить на расстояние 10 пк. Абсолютная звездная величина M является мерой светимости звезды. Отношение светимостей двух звезд можно найти по формуле

$$\frac{L_1}{L_2} = 2,512^{M_2 - M_1}. \quad (7.1)$$

Принимая в этой формуле $L_2 = L_{\odot} = 1$, $M_2 = M_{\odot}$, после логарифмирования получим

$$\lg L = 0,4(M_{\odot} - M).$$

Для Солнца $M_{\odot \text{bol}} = 4,72^m$, $M_{\odot v} = 4,77^m$, $M_{\odot b} = 5,46^m$. Тогда болометрическую светимость звезды можно вычислить по формуле

$$\lg L_{\text{bol}} = 0,4(4,72 - M_{\text{bol}}), \quad (7.2)$$

откуда $M_{\text{bol}} = 4,72 - 2,5 \lg L_{\text{bol}}$. (7.3)

Для вычисления светимости в желтых и синих лучах используются формулы

$$\lg L_v = 0,4(4,77 - M_v), \quad (7.4)$$

$$\lg L_b = 0,4(5,46 - M_b). \quad (7.5)$$

Диапазон изменения болометрических абсолютных звездных величин составляет примерно 29^m (от $-10,6^m$ для звезд самой большой светимости до $+18^m$ для самых слабых звезд).

§8. ЗАВИСИМОСТИ МЕЖДУ НАБЛЮДАЕМЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ЗВЕЗД

Формула Погсона дает зависимость между M , m и r . Пусть звезда, находящаяся на расстоянии r , имеет видимую звездную величину m и блеск на небе $E_m \sim 1/r^2$. Если ее мысленно поместить на расстоянии 10 пк, то $m = M$, а ее блеск на небе будет $E_M \sim 1/10^2$. Тогда отношение блесков E_m/E_M обратно пропорционально квадратам расстояний и равно

$$\frac{E_m}{E_M} = \frac{10^2}{r^2} = 2,512^{M-m}.$$

Логарифмируя это выражение и учитывая, что $\lg 2,512 = 0,4$, получаем

$$2 - 2\lg r = 0,4(M - m), \text{ откуда} \\ M = m + 5 - 5\lg r, \quad (8.1)$$

где r выражается в парсеках. Так как расстояние до звезды в парсеках и ее тригонометрический параллакс π связаны соотношением $r = 1/\pi$ (см. §6), то формулу Погсона (8.1) можно записать в виде:

$$M = m + 5 + 5\lg \pi. \quad (8.2)$$

Формула (8.1) используется для определения расстояний до звезд. Если абсолютная звездная величина звезды известна, то, зная видимую звездную величину, легко найти расстояние из условия

$$\lg r = \frac{m - M}{5} + 1. \quad (8.3)$$

Разность $(m - M)$ называется модулем расстояния.

Диаграмма Герцшпрунга-Рессела – это графическое изображение зависимости между светимостью звезд и их спектром. Впервые ее построил в 1911г. нидерландский астроном Герцшпрунг для некоторых звездных скоплений. В 1913г. американский астрофизик Рессел построил аналогичную диаграмму для звезд в окрестностях Солнца, расстояния до которых были определены методом тригонометрического параллакса. Оказалось, что диаграмма Герцшпрунга-Рессела (сокращенно Г-Р, рис.6) заполняется точками неравномерно и на ней выделяются некоторые последовательности, которые называются классами светимости (см. §4). Большинство звезд, в том числе и Солнце, принадлежат к линии, которая обозначена цифрой V и наз-

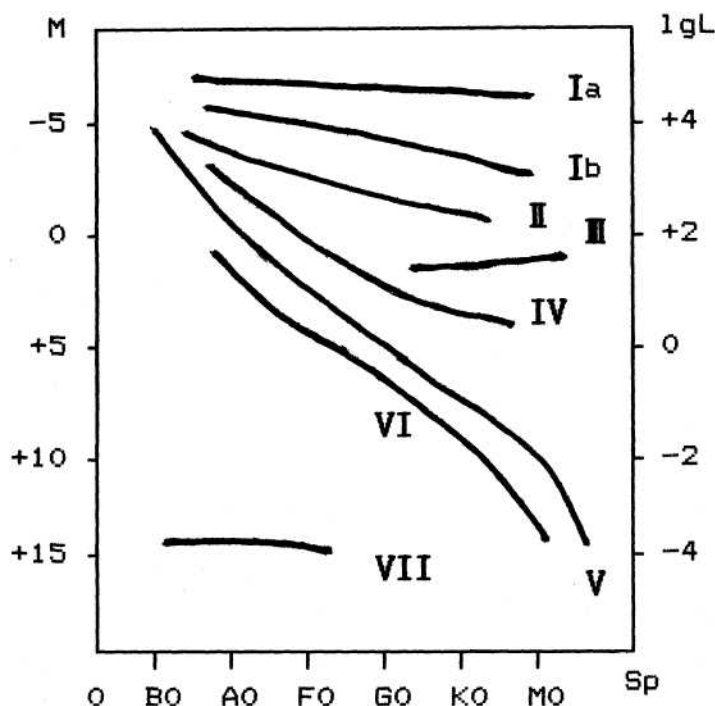


Рис.6. Диаграмма Герцшпрунга-Рессела. Римскими цифрами обозначены классы светимости.

ванна главной последовательностью (сокращенно ГП).

После построения диаграммы Г-Р возникает несколько вопросов.

1) Какова частота встречаемости звезд, принадлежащих каждому классу светимости? Оказалось, что на 10 млн. красных карликов приходится 1 млн. белых карликов, 10000 субкарликов, 1000 гигантов и 1 сверхгигант. Таким образом, наиболее заселена нижняя часть ГП.

2) Какова дисперсия каждой последовательности диаграммы Г-Р и насколько она реальна?

Дисперсия последовательностей – это естественная дисперсия. Она вызвана различием возраста звезд. Ширина полосы ГП для звезд в окрестности Солнца составляет 1^m .

3) В чем смысл диаграммы Г-Р? Почему она существует? *Смысл этой диаграмма эволюционный. Наличие определенной последовательности является следствием различной продолжительности стадий звездной эволюции.*

Диаграмма Г-Р используется для определения расстояний до звезд. Если по спектру звезды удастся определить ее спектральный класс в йеркской классификации, то по диаграмме Г-Р можно найти абсолютную звездную величину, а по формуле Погсона (8.3) – вычислить расстояние. Этот метод определения расстояний до звезд

называется методом *спектрального параллакса*.

Зависимость масса-светимость для звезд ГП построена в основном по двойным звездам, т.к. только для них возможно более-менее точное определение массы. Для компонентов двойных систем с $\mathfrak{M} > 2,5\mathfrak{M}_{\odot}$ $L \sim \mathfrak{M}^{3,3}$. Если $\mathfrak{M} < 2,5\mathfrak{M}_{\odot}$, $L \sim \mathfrak{M}^{5,1}$. Приблизительно можно считать, что в интервале масс $0,5\mathfrak{M}_{\odot} \leq \mathfrak{M} \leq 10\mathfrak{M}_{\odot}$ светимость звезды пропорциональна четвертой степени ее массы

$$L \sim \mathfrak{M}^4. \quad (8.4)$$

Такая крутая зависимость светимости от массы обусловлена высокой чувствительностью скорости энерговыделения звезды к температуре звездных недр, определяемой давлением вышележащих слоев, т.е. массой звезды.

Соотношение светимость – радиус. Для звезд ГП имеется эмпирическая зависимость между светимостью и радиусом звезды

$$L_{\text{bol}} \sim R^{5,2}. \quad (8.5)$$

Зависимость масса – радиус. Из формулы (8.4) и (8.5) можно найти

$$R \sim \mathfrak{M}^{0,75}. \quad (8.6)$$

Соотношение масса – температура для звезд ГП. С помощью формул (2.1) и (8.6) получается зависимость температуры звезды от ее массы

$$T \sim \mathfrak{M}^{0,6}, \quad (8.7)$$

т.е. чем меньше масса звезды, тем меньше эффективная температура ее поверхности.

Связь между радиусом, температурой и светимостью звезды. Радиусы звезд можно определить в том случае, если известна болометрическая светимость и эффективная температура поверхности

$$L_{\text{bol}} = 4\pi R^2 \sigma T_e^4, \quad L_{\odot \text{bol}} = 4\pi R_{\odot}^2 \sigma T_{\odot e}^4.$$

Деля почленно эти равенства и принимая $L_{\odot} = 1$, $R_{\odot} = 1$, находим $L_{\text{bol}} = R^2 T_e^4 / T_{\odot e}^4$ или, логарифмируя,

$$\lg L_{\text{bol}} = 2 \lg R + 4 \lg T_e^4 - 4 \lg T_{\odot e}. \quad (8.8)$$

Подставляя слева формулу (7.2), получаем

$$0,4(4,72 - M_{\text{bol}}) = 2 \lg R + 4 \lg T_e - 4 \lg T_{\odot e},$$

откуда окончательно находим

$$\lg R = 8,47 - 0,2M_{\text{bol}} - 2 \lg T_e. \quad (8.9)$$

С учетом формулы (5.3) получаем

$$\lg R = 0,72(B - V) - 0,2M_V + 0,51, \quad (8.10)$$

где $(B - V)$ – показатель цвета, M_V – абсолютная звездная величина звезды в желтой области спектра.

Литература к главе I

[1] гл.1, [2] гл.XI, [7] гл.XII, [12] гл.1, [14] гл.2, [35] стр.17-20, [39] часть I, [43] §3.5, §10.1, §10.3, §10.4, §11.2.

Журнальные статьи

1. Нестеров В.В., Овчинников А.А., Черепашук А.М., Шеффер Е.К. Астрометрический космический проект «Ломоносов» // Земля и Вселенная. – 1990. – №2. – с.10-16.
2. Северный А.Б. Солнце как звезда // Природа. – 1983. – №4. – с.59.
3. Дьяченко А.И. α Центавра // Звездочет. – 2001. – №8. – с. 12-18.
4. Сурдин В.Г. «Портрет» Альфы Центавра // Природа. – 2003. – №11. – с.79-80.

Глава I

ВНУТРЕННЕЕ СТРОЕНИЕ ЗВЕЗД

§9. УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ЗВЕЗДНОГО ВЕЩЕСТВА

Изучение спектров звезд позволяет с полной достоверностью сделать вывод о том, что звездные атмосферы представляют собой нагретый до температуры в тысячи и десятки тысяч градусов ионизованный газ, т.е. плазму. В противном случае, очевидно, в звездных спектрах никогда бы не наблюдались резкие линии поглощения, характерные для вещества, находящегося в газообразном состоянии.

Недра звезд из-за их огромной непрозрачности непосредственно наблюдать оптическими методами нельзя. Для многих звезд удается определить из наблюдений массы, радиусы, светимости, эффективные температуры и химический состав. Задачей теории внутреннего строения является вычисление на основании этих сведений изменения давления, плотности, температуры внутри звезды, выяснение природы источников ее энергии и исследование процессов переноса этой энергии к поверхности.

Итак, состояние звездного вещества описывается следующими термодинамическими параметрами: давлением P , плотностью ρ , температурой T и относительной молекулярной массой μ , причем все они являются функциями расстояния r от центра звезды. Уравнение вида $P = P(\rho, T)$ называется в физике уравнением состояния. Оказалось, что свойства газа в недрах нормальных звезд, плотность которых меньше 1 кг/см^3 , будут почти неотличимы от свойств идеального газа, т.е. такого газа, в котором взаимодействия между составляющими его частицами (атомами, электронами, ионами) сводятся к столкновениям. Тогда уравнением состояния звездного вещества будет уравнение Клапейрона-Менделеева

$$P = \frac{A}{\mu} \rho T. \quad (9.1)$$

Здесь $A = 8,31 \text{ Дж}/(\text{моль} \cdot \text{К})$ – универсальная газовая постоянная. Среднюю молекулярную массу звездного вещества можно определить по формуле

$$\bar{\mu} = \frac{4}{8x + 3y + 2z}, \quad (9.2)$$

где x, y, z – относительное содержание (по массе) соответственно водорода, гелия и тяжелых элементов. Для звезд центральной части ГП (в частности, для Солнца) $x = 0,73, y = 0,25, z = 0,02$ и $\bar{\rho} = 0,6$.

Вещество белых карликов, плотность которых $1\text{кг/см}^3 < \rho < 1\text{т/см}^3$, также является газом, но газом вырожденным, для которого давление не зависит от температуры. Уравнение состояния вырожденного и нейтронного газа имеет вид

$$P \sim \rho^{5/3}. \quad (9.3)$$

§10. УСЛОВИЕ ГИДРОСТАТИЧЕСКОГО РАВНОВЕСИЯ ЗВЕЗДЫ

Астрономические наблюдения свидетельствуют о том, что подавляющее большинство звезд заметно не изменилось за последние несколько тысяч лет. Отсюда следует, что *звезды находятся в равновесии*, т.е. имеют $R = \text{const}$. Это возможно *при равенстве двух противоположно направленных сил: силы гравитации, стремящейся неограниченно сжать звезду и силы газового давления, стремящейся ее «распылить», рассеять в окружающем межзвездном пространстве.* Такое равновесие называется гидростатическим.

Выведем уравнение гидростатического равновесия звезды. Рассмотрим газовый шар с массой \mathcal{M} и радиусом R . Выделим в нем столбик газа в форме цилиндра, поперечным сечением S , высотой dr и плотностью вещества ρ . Масса этого столбика $m = \rho S dr$. Обозначим через $\mathcal{M}(r)$ массу, находящуюся внутри сферы радиуса r . Тогда условие гидростатического равновесия этого элемента массы можно записать в виде

$$f + dPS = 0, \quad (10.1)$$

где $f = \frac{G\mathcal{M}(r)m}{r^2} = \frac{G\mathcal{M}(r)}{r^2} \rho S dr$ – сила притяжения, действующая на

элемент массы m со стороны массы $\mathcal{M}(r) = \int_0^r 4\pi\rho(r)r^2 dr$, dP – разность

давлений, действующих на элемент массы m «снизу» и «сверху». После подстановки значения f соотношение (10.1) можно переписать в виде

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{GM(r)\rho}{r^2} \quad (10.2)$$

Дифференциальное уравнение (10.2) относится к числу основных уравнений теории внутреннего строения звезд. Оно ясно показывает определяющую роль давления в структуре звезда. Давление есть функция, описываемая уравнением состояния звездного вещества $P = P(\rho, T)$. Таким образом, исследование механического равновесия звезда в общем случае нельзя отделять от изучения ее тепловой структуры. Поэтому полная система уравнений, которая позволяет рассчитать изменение давления, плотности и температуры звезда от центра к поверхности, должна учитывать мощность источников энергии звезда и механизмы переноса энергии от центра к поверхности.

Единственной сравнительно простой моделью, для которой расчет механического равновесия удастся провести независимо от расчета тепловой структуры, является *политропная модель*. В ней давление определяется формулой

$$P = k\rho^{1+1/n}, \quad (10.3)$$

где $k = \text{const}$, а n называется индексом политропы. Политропная модель с $n = 1,5$ является хорошей аппроксимацией лишь для полностью конвективных звезд на стадии гравитационного сжатия и белых карликов малой массы.

Необходимо иметь в виду, что в уравнение (10.2) в общем случае входит полное давление, равное сумме давлений газа и *давления излучения*

$$P_r = \frac{4\sigma}{3c} T^4, \quad (10.4)$$

где σ – постоянная Стефана-Больцмана, c – скорость света. Расчет для стандартной модели Эддингтона (политропы с $n = 3$, $\mu = \text{const}$) показывает, что для звезд с $M < 10M_\odot$ роль светового давления пренебрежимо мала. В частности, на Солнце световое давление практически никакой роли не играет, т.к. число фотонов меньше числа частиц на три порядка. Однако в массивных звездах световое давление может быть значительным. Так, при $M \approx 30M_\odot$ доля светового давления равна 0,2, а при $M \approx 100M_\odot$ – 0,5. Звезд, для которых световое давление было бы больше газового, не бывает. Само существование верхнего предела масс звезд обусловлено световым давлением.

Оценка температуры в центре звезды. Температуру в центральных областях звезда можно оценить исходя из уравнения гидростатического равновесия звезда. Вместо отношения приростов вели-

чин в уравнение (10.2) можно поставить отношение разностей предельных значений этих величин. Так, на поверхности звезда при $r = R$ давление равно нулю, а в центре при $r = 0$ давление равно $P_{\text{ц}}$. Поэтому в уравнение (10.2) вместо dP ставим $0 - P_{\text{ц}} = -P_{\text{ц}} = -A\bar{\rho}T_{\text{ц}}/\mu$, где $\bar{\rho}$ – среднее значение плотности звезда. Также вместо $\mathfrak{M}(r)$ используем полную массу \mathfrak{M} . В итоге получаем выражение для оценки температуры в центре звезды

$$T_{\text{ц}} \approx \frac{G\mu\mathfrak{M}}{AR}. \quad (10.5)$$

Подставляя значение параметров для Солнца, найдем, что температура в центре Солнца $T_{\text{Солн}} \approx 14 \cdot 10^6 \text{ K}$. Так как величина $\bar{\mu}$ для большинства звезд меняется в очень незначительных пределах ($0,5 < \bar{\mu} < 1,3$), можно написать простую формулу для центральной температуры различных звезд, выразив их массы и радиусы в долях массы и радиуса Солнца

$$T_{\text{ц}} = T_{\text{Солн}} \left(\frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{M}_{\text{Солн}}} \right) \left(\frac{R_{\text{Солн}}}{R} \right). \quad (10.6)$$

Из этой формулы следует, что температура в недрах звезд спектрального класса ВО с $\mathfrak{M} \approx 14\mathfrak{M}_{\text{Солн}}$ составляет $20 \cdot 10^6 \text{ K}$, тогда как у красных карликов она меньше 10^7 K . Таким образом, для равновесия звезд температура в их недрах должна достигать миллионов и десятков миллионов градусов.

Наличие в центре звезд температуры порядка миллионов градусов, а на поверхности лишь тысяч градусов ставит следующий вопрос: каким путем тепло переносится из недр к поверхности?

§11. ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ В ЗВЕЗДАХ

Известны, три способа переноса энергии в звездах: лучистый перенос, конвекция и теплопроводность (электронная). Все они могут действовать одновременно, однако, какой из этих механизмов будет главным – зависит от типа звезда. В белых карликах и ядрах красных гигантов перенос энергии осуществляется в основном электронами, длина свободного пробега которых сильно возрастает в вырожденном газе (электронная теплопроводность). В нормальных звездах ГП теплопроводность очень невелика по сравнению с лучистым переносом

или конвекцией и потому ее можно не принимать в расчет. Лучистый перенос всегда имеет место в нагретом газе, а конвекция может и не возникнуть.

Лучистый перенос тепла внутри звезд. В результате термоядерных реакций, происходящих в центральных областях звезд, из ядер легких химических элементов синтезируются ядра более тяжелых элементов и возникают γ -кванты с $\lambda \sim 0,001 \text{ \AA}$ и энергией $\sim 10^4 \text{ кэВ}$. В ходе медленного просачивания γ -квантов от центра звезды к поверхности они многократно поглощаются, а затем переизлучаются в другом направлении и с другой частотой в процессах тормозного поглощения и излучения электронов на ионах HII и HeII , а также при ионизации ионов тяжелых химических элементов и последующих рекомбинациях. При высоких плотностях во внутренних слоях звезд процессы поглощения и переизлучения идут настолько часто, что требуются миллионы лет, чтобы энергия в форме излучения просочилась к поверхности. При этом происходит дробление каждого кванта на многие сотни и тысячи квантов меньших частот. В итоге из одного γ -кванта образуется несколько миллионов квантов видимого света – фотонов, которые и покидают поверхность звезды.

Если энергия переносится из недр звезды наружу только путем излучения, то в недрах звезды должно выполняться *условие лучистого равновесия, т.е. каждый слой поглощает ровно столько энергии, сколько излучает*. Благодаря этому в слое поддерживается определенная температура.

Предположим, что перенос энергии осуществляется излучением и выведем теоретически зависимость масса-светимость. Пусть κ -коэффициент поглощения в расчете на единицу массы вещества (коэффициент непрозрачности), зависящий от плотности, температуры и доли тяжелых элементов. Так как каждый квадратный метр в центре звезды излучает энергию $\sigma T_{\text{ц}}^4$, то по мере распространения к поверхности в столбике с поперечным сечением 1 м^2 и высотой R будет поглощена энергия $\sigma T_{\text{ц}}^4 / 3\kappa\rho R$ (множитель 3 учитывает неоднородность распределения вещества звезда по радиусу). Вследствие условия лучистого равновесия столько же энергии должно быть излучено звездой с каждого 1 м^2 поверхности, т.е.

$$\frac{\sigma T_{\text{ц}}^4}{3\kappa\rho R} = \frac{L}{4\pi R^2}.$$

Таким образом,

$$L = \frac{4\pi R \sigma T_c^4}{3\kappa \rho}.$$

Используя выражение (10.5) для температуры в центре звезды, и учитывая, что средняя плотность равна отношению массы звезды к ее объему, равному $\frac{4}{3}\pi R^3$, получаем зависимость между массой и светимостью

$$L = \frac{16\pi^2 \sigma G^4 \mu^4}{9A^4 \kappa} \mathcal{M}^3 = 4,2 \cdot 10^{-64} \frac{\mu^4}{\kappa} \mathcal{M}^3. \quad (11.1)$$

У массивных звезд ГП ($\mathcal{M} > 2,5\mathcal{M}_\odot$) почти всюду полная ионизация, т.е. $\mu = \text{const}$, и почти одинаковое значение κ . Поэтому для них $L \sim \mathcal{M}^3$ и совсем не зависит от радиуса звезды. У звезд меньшей массы ($\mathcal{M} < 2,5\mathcal{M}_\odot$) коэффициент непрозрачности оказывается чувствительнее к изменениям температуры и плотности и поэтому κ меняется при переходе от одной звезды к другой. И действительно, наблюдаемое изменение светимости с массой здесь несколько круче.

Конвективный перенос энергии. В звездах, также как и внутри Солнца, не во всех слоях выполняется условие лучистого равновесия. Приток тепла из внутренних областей звезды в такие слои может оказаться настолько большим, что слой не успевает его переизлучать. Например, это может случиться в слоях, где резко увеличивается коэффициент поглощения, либо в областях, где резко возрастает энерговыделение при ядерных реакциях. В этом случае включается более эффективный механизм переноса энергии – *конвекция, т.е. перемещение масс вещества, возникающее под действием идущего из глубины теплового потока*. Более нагретые массы газа поднимаются снизу вверх, в то время как более холодные опускаются. Происходит интенсивный процесс перемешивания вещества.

Можно считать, что поднимающаяся масса газа расширяется адиабатически, т.к. она по мере подъема сохраняет свой первоначальный запас тепловой энергии до тех пор, пока не остановится. Известно, что при адиабатическом изменении состояния газа его давление пропорционально плотности в степени γ , причем γ – отношение теплоемкости при постоянном давлении к теплоемкости при постоянном объеме. Для одноатомного газа звездного вещества $\gamma = 5/3$. Следовательно, при адиабатическом изменении состояния звездного вещества $P \sim \rho^{5/3}$. Расчеты показывают, что скорость поднимающихся масс газа $\sim 30\text{ м/с}$, время их подъема ~ 20 суток, а температура больше темпе-

ратуры окружающей среды всего на один градус. Отсюда следует, что при конвективном переносе энергии давление и плотность окружающей среды тоже удовлетворяют условию $P \sim \rho^{5/3}$. Это условие и определяет структуру слоев звезды с конвективным переносом энергии.

Правильность теоретического вывода соотношения масса-светимость не нарушается от того, что в звездах может быть конвективная зона, т.к. лишь непрозрачность слоя с переносом энергии излучением определяет пропускную способность всей толщи звезды, а следовательно, и ее светимость.

§12. ГРАВИТАЦИОННОЕ СЖАТИЕ И ЭНЕРГЕТИКА ЗВЕЗД

Гравитационная энергия звезды определяется как энергия гравитационного притяжения всех частиц звезды между собой. Она является потенциальной энергией звезды и имеет знак минус. Численно гравитационная энергия равна работе, которую нужно затратить, чтобы распылить всю массу звезды на бесконечность.

Оценку величины этой энергии можно сделать, если найти энергию гравитационного взаимодействия звезды с самой собой. Известно, что потенциальная энергия тела в поле тяжести равна $\mathcal{M}gh$. Примем массу тела \mathcal{M} равным массе звезды, ускорение силы тяжести g равным его значению на поверхности звезды $g = GM/R^2$, высоту тела h над уровнем, принимаемым за начало отсчета, равным высоте спадания звезды, т.е. ее радиусу R . Тогда полный запас потенциальной энергии собственной силы тяготения звезды

$$E_G \sim -\frac{GM^2}{R}. \quad (12.1)$$

Для Солнца $E_G \sim 4 \cdot 10^{48}$ эрг.

Тепловая энергия звезды определяется энергией микроскопических движений частиц. Она равна числу частиц в звезде N , умноженному на среднюю энергию, приходящуюся на одну частицу и равную $\frac{3}{2}kT$. Величина тепловой энергии, запасенной, например, в Солнце (при $N \sim 2 \cdot 10^{57}$, $T \sim 10^7$ К), составляет $\sim 10^{48}$ эрг.

Если нет макроскопических (например, вращательных) движений газа, то тепловая энергия равна его кинетической энергии.

Теорема вириала. Согласно известной в физике теореме вириа-

ла сумма гравитационной и удвоенной тепловой энергии звезды равна нулю

$$E_G + 2E_T = 0. \quad (12.2)$$

Гравитационный источник звездной энергии. При всяком падении потенциальная энергия переходит в кинетическую и тепловую, следовательно, при сжатии звезда ее гравитационная энергия освобождается. Освобождение энергии за счет сжатия в собственном поле тяготения звезды называется гравитационным источником энергии. Однако, как это видно из формулы (12.2), только половина выделившейся при сжатии гравитационной энергии перейдет в тепло, т.е. будет затрачено на нагрев вещества. Другая половина выделившейся энергии обязательно должна покинуть звезду в виде излучения. Таким образом, теряя энергию на излучение, звезда нагревается. Отсюда следует, что звезда, находящаяся в состоянии гидростатического равновесия, – это система с отрицательной теплоемкостью: чем больше от нее будет отнято энергии, тем больше она нагреется.

Фотонная светимость звезды есть скорость изменения ее энергии со временем, т.е. $L = -\dot{E}$. У звезды в состоянии гидростатического равновесия есть два источника энергии – гравитационный и ядерный. Следовательно,

$$L = -\frac{\dot{E}_G}{2} - \dot{E}_N. \quad (12.3)$$

Подсчитаем время, на которое хватит гравитационной энергии звезда, чтобы обеспечить ее светимость. Так как только половина гравитационной энергии может быть затрачена на излучение, а светимость звезда при этом не меняется ($\mathcal{M} = \text{const}$, $L \sim \mathcal{M}$), то запаса гравитационной энергии хватит на время

$$t \sim \frac{G\mathcal{M}^2}{2RL}. \quad (12.4)$$

Для Солнца это время составляет 16 миллионов лет. Из этой оценки следует явная недостаточность гравитационной энергии как источника свечения звезд на протяжении всего времени их жизни, измеряемого миллиардами лет.

Роль гравитационного источника энергии, состоит в том, что он обеспечивает излучение звезд на переходных стадиях их эволюции, плавно переключает ядерный источник энергии с одного химического элемента на другой, являясь, таким, образом, главным регулирующим фактором звездной эволюции.

§13. ЯДЕРНЫЕ ИСТОЧНИКИ ЭНЕРГИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЗВЕЗД

Основным источником звездной энергии являются термоядерные реакции синтеза химических элементов от дейтерия до железа. Термоядерными реакциями называются протекающие при высоких температурах процессы, сопровождающиеся превращением одних элементарных частиц в другие. В рамках классической физики протоны (ядра атомов водорода) могут преодолеть силы электрического отталкивания и слиться друг с другом только при температурах в несколько десятков миллиардов градусов. Однако туннельный эффект допускает вероятность такого процесса уже при температурах в десятки и сотни миллионов градусов, существующих в недрах звезд.

Реакции горения водорода. *Сущность ядерных реакций, идущих внутри звезд главной последовательности и значительной части красных гигантов, состоит в том, что четыре ядра водорода объединятся, и образуют одно ядро гелия (α – частицу), причем избыточная масса выделяется в виде энергии, нагревающей среду, в которой происходят реакции.* Покажем, что в ходе синтеза ядер гелия освобождается энергия, которая может обеспечить светимость звезды в течение миллиардов лет.

Масса одного протона в атомных единицах составляет 1,00813. Отсюда масса четырех протонов равна 4,03252. Известно также, что масса ядра гелия в атомных единицах есть 4,00389. Следовательно, избыток массы, равный 0,02863 единицы атомного веса, должен превратиться в освобождаемую энергию связи. Выделившийся при образовании ядра гелия избыток энергии можно подсчитать по формуле Эйнштейна: $E = \mathcal{M}c^2 = 1,67 \cdot 10^{-24} \cdot 0,02863 \cdot (3 \cdot 10^{10})^2 = 4,3 \cdot 10^{-5}$ эрг на одно ядро. Таким образом, *при слиянии четырех протонов в ядро гелия освобождается, и переходит в энергию примерно семь тысячных долей массы* ($0,02863 \div 4,03252 = 0,007$). Следовательно, если бы все Солнце состояло из водорода, то при его превращении в гелий выделилось бы количество энергии, равное $2 \cdot 10^{33} \cdot 0,007 \cdot (3 \cdot 10^{10})^2 = 1,3 \cdot 10^{52}$ эрг. Так как Солнце каждую секунду излучает $3,8 \cdot 10^{33}$ эрг, то превращения водорода в гелий хватило бы для поддержания излучения Солнца на настоящем уровне в течение $3 \cdot 10^{18}$ секунд (≈ 100 миллиардов лет). Итак, соединение протонов в ядра гелия вполне может обеспечить необходимую мощность источников звездной энергии. Рассмотрим способы, какими водород может превращаться в гелий.

Сейчас известно, что существуют два основных пути синтеза ядер гелия: это протон-протонный цикл (P-P цикл) и углеродно-азотный цикл (CNO цикл). Цепочки термоядерных реакций этих циклов представлены в таблицах 2 и 3.

Протон-протонный цикл. Если два протона столкнутся друг с другом, то чаще всего они просто разлетятся в разные стороны. Однако в очень редких случаях оба протона вступят в ядерную реакцию и образуют одно ядро дейтерия, состоящее из одного протона и одного нейтрона. Для того, чтобы это произошло, необходимо одновременное выполнение двух крайне редких условий. Во-первых, энергия одного из реагирующих протонов должна по крайней мере раз в 20 превышать среднюю тепловую энергию частиц звездного вещества, которая при температуре 10 млн К составляет всего около 1 кэВ ($1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж} = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}$). Это необходимо для того, чтобы протоны, преодолев потенциальный кулоновский барьер, равный $\approx 1000 \text{ кэВ}$, подошли на такое расстояние ($\sim 10^{-13} \text{ см}$), при котором начали бы действовать ядерные силы. Во-вторых, необходимо, чтобы в течение чрезвычайно короткого промежутка времени пролета протонов на близком расстоянии (10^{-21} секунды) один из них успел превратиться в нейтрон, испустив при этом позитрон и нейтрино (ибо два протона не могут образовать устойчивого ядра). Одновременное сочетание этих двух событий может случиться с каждым протоном один раз за десятки миллиардов лет. Но поскольку протонов в звездном веществе очень много, то такие реакции, и притом в нужном количестве, будут иметь место.

Таблица 2

Реакция p-p цикла

№ ветви цикла	Реакции	Реакция	Энергия нейтрино, МэВ
I-III	1.	${}^1\text{H} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^2\text{D} + e^+ + \nu$	< 0,42
	2.	${}^2\text{D} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$	
I (85% случаев)	3.	${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^1\text{H} + {}^1\text{H}$	ν уносит ~ 2% от всей энергии
II (~ 15% случаев)	3.	${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma$	0.86 ν уносит ~ 8% от выделившейся энергии
	4.	${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu$	
	5.	${}^7\text{Li} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^8\text{Be} + \gamma$	
	6.	${}^8\text{Be} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$	
III (~ 0,02% случаев)	3.	${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma$	ν уносит ~ 29% энергии 2,5-14,9
	4.	${}^7\text{Be} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^8\text{B} + \gamma$	
	5.	${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be} + e^+ + \nu$	
	6.	${}^8\text{Be} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$	

Образовавшееся ядро дейтерия за несколько секунд находит достаточно быстрый протон и соединяется с ним. В результате образуется ядро изотопа гелия, состоящее из двух протонов и нейтрона.

Дальнейшая судьба ядра изотопа гелия ${}^3\text{He}$ может быть различной в зависимости от температуры и наличия обычного гелия ${}^4\text{He}$ в звездном веществе. Возможны три ветви ядерных реакций. Чаще всего изотоп гелия будет взаимодействовать с подобным себе ядром, в результате чего образуется ядро обыкновенного гелия и два протона. Так как концентрация изотопа ${}^3\text{He}$ чрезвычайно мала, одно ядро ищет себе партнера по реакции несколько миллионов лет.

Не вся освободившаяся в результате цепи реакций PPI энергия передается звезде, так как часть этой энергии выделяется в форме нейтрино. Имея длину свободного пробега $\sim 10^{17}$ см, нейтрино свободно выходят из звездных недр наружу, унося с собой энергию. С учетом этого обстоятельства энергия, выделяемая при образовании одного ядра гелия, равна 26,2 МэВ или $4,2 \cdot 10^{-5}$ эрг.

Вторая ветвь p-p цикла начинается с соединения ядра гелия ${}^3\text{He}$ с ядром обыкновенного гелия ${}^4\text{He}$, после чего образуется ядро бериллия ${}^7\text{Be}$. Ядро бериллия может захватить электроны и превратиться в

ядро лития, которое, захватив протон, превращается в неустойчивый изотоп ${}^8\text{Be}$, распадающийся на два ядра гелия. Наконец, последняя, третья ветвь реакций P-P цикла, включает в себя следующие звенья: ядро бериллия после захвата протона превращается в радиоактивный изотоп бора, который претерпевает β -распад. Ядра изотопа ${}^8\text{Be}$, как и в предыдущем случае, распадаются на две α -частицы.

Относительная роль реакций PPII и PPIII повышается с ростом температуры в центре звезды. В настоящее время роль цепочки реакций PPII в энергетике Солнца выросла до 15%, в то время как роль ветви PPIII практически сводится к нулю. Внимание к этой цепочке объясняется тем, что нейтрино, образующиеся при распаде ядер бора, имеют большую энергию и их пытались зарегистрировать на Земле.

Скорость термоядерных реакций зависит от плотности, процентного содержания водорода и особенно от температуры. Приближенная формула для темпа анерговыведения при протон-протонном цикле, рассчитанного на грамм вещества, имеет вид

$$\varepsilon_{pp} = 10^{-5} \rho x^2 (T/10^6)^4 \text{ (эрг/г} \cdot \text{с)}. \quad (13.1)$$

Эта формула справедлива для интервала центральных температур звезд 11-16 млн. К.

Углеродно-азотный цикл. В звездах ГП с $M \geq 1,5M_{\odot}$, а также в красных гигантах основным способом сжигания водорода является углеродно-азотный цикл (табл. 3). При образовании одного ядра гелия путем CNO-реакции выделяется $25 \text{ МэВ} = 4 \cdot 10^{-5} \text{ эрг}$ энергии, а нейтрино уносит около 5% этой величины.

Для интервала температур 24-36 млн К темп энерговыведения при CNO-реакции определяется формулой

$$\varepsilon_{CN} = 3,5 \cdot 10^{-17} \rho x z (T/10^6)^{15} \text{ (эрг/г} \cdot \text{с)}, \quad (13.2)$$

где z – относительная концентрация углерода и азота. Углерод и азот в этом цикле служат только катализаторами. Однако для осуществления этих реакций необходима более высокая температура, чем для p-p реакции, так как больший заряд этих ядер требует и больших энергий протонов для преодоления кулоновского отталкивания. Температура в центре Солнца слишком мала для CNO-цикла.

Для параметров Солнца ($\rho_{\odot} \sim 100 \text{ г/см}^3$, $x = 0,71$, $z = 0,003$, $T_{\odot} = 14 \cdot 10^6 \text{ К}$) ε_{pp} , подсчитанный по формуле (13.1), составляет $19 \text{ эрг/г} \cdot \text{с}$, в то время как ε_{CN} в несколько раз меньше. Средний темп

Таблица 3

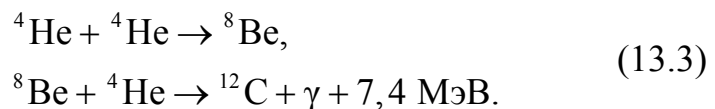
Реакция CNO-цикла

№ Реакции	Реакция	Энергия нейтрино, МэВ	Время поиска партнера по реакции или время распада изотопа
1.	$^{12}\text{C} + ^1\text{H} \rightarrow ^{13}\text{N} + \gamma$	1.18	десятки млн. лет 7 минут
2.	$^{13}\text{N} \rightarrow ^{13}\text{C} + e^+ + \nu$		
3.	$^{13}\text{C} + ^1\text{H} \rightarrow ^{14}\text{N} + \gamma$		
4.	$^{14}\text{N} + ^1\text{H} \rightarrow ^{15}\text{O} + \gamma$	1.68	неск. млн. лет сотни млн. лет 82 секунды сотни тысяч лет
5.	$^{15}\text{O} \rightarrow ^{15}\text{N} + e^+ + \nu$		
6.	$^{15}\text{N} + ^1\text{H} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^4\text{He}$		
Итого	$4^1\text{H} \rightarrow ^4\text{He} + 2e^+ + 3\gamma + 2\nu$	ν уносит 5% энергии	

энерговыведения Солнца, равный отношению его светимости к массе, есть $\bar{\varepsilon} = 3,8 \cdot 10^{33} / 2 \cdot 10^{33} = 1,9 \text{ эрг/г} \cdot \text{с}$. Следовательно, если только одна десятая часть Солнца находится при условиях, близких к приведенным выше, то термоядерные реакции P-P цикла могут обеспечить его светимость.

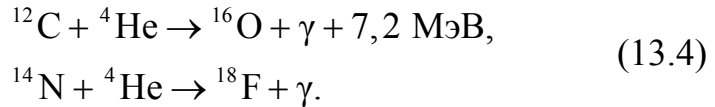
Самый высокий средний темп энерговыведения $\bar{\varepsilon} \sim 10^4 \text{ эрг/г} \cdot \text{с}$, имеют сверхгиганты. Для сравнения скорость выделения тепловой энергии человеческим телом составляет $10^5 \text{ эрг/г} \cdot \text{с}$, т.е. заметно превосходит таковую для ярчайших звезд. Таким образом, огромные светимости звезд от 10^{30} до 10^{39} эрг/с обеспечиваются не за счет высокого темпа энерговыведения при термоядерных реакциях, а в основном за счет их гигантских масс.

Реакции горения гелия. При температурах $\sim 100 - 120$ млн. К, когда водород уже полностью выгорел, источником звездной энергии может служить термоядерная реакция, получившая название «тройной α -процесс»:

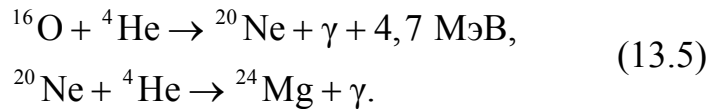


При более высоких температурах в недрах звезд с $M > 1,5 M_{\odot}$ могут образовываться ядра кислорода и более тяжелых химических

элементов при последовательном присоединении ядер гелия (т.е. в ходе α -процесса)

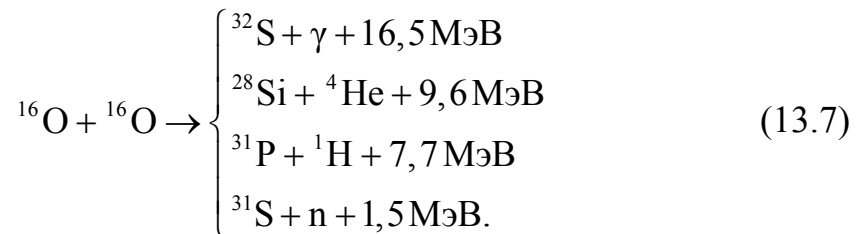
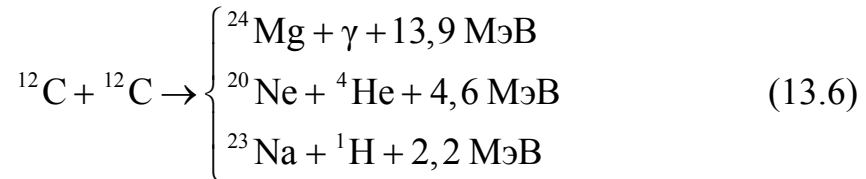


В звездах с $M > 30M_{\odot}$ в результате α -процесса могут образоваться ядра неона и магния

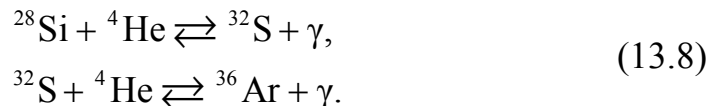


Эти реакции сопровождаются дальнейшим и, наконец, полным исчерпанием гелия.

Реакции горения углерода и кислорода. Ядра углерода ${}^{12}\text{C}$ и кислорода ${}^{16}\text{O}$ являются наиболее устойчивыми после ядер гелия ${}^4\text{He}$. Для того, чтобы могли начаться реакции горения углерода и кислорода, необходимо новое значительное повышение температуры. Горение углерода и кислорода становится возможным при температуре $\sim 10^9$ К в реакциях типа

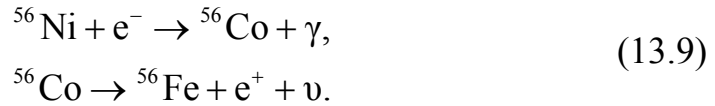


Ядерное горение углерода и кислорода не ограничивается синтезом Ne, Na, Mg и Si, P, S, а продолжается вплоть до образования ядер изотопа ${}^{56}\text{Ni}$, например, путем e-процессов:



Изотопы ${}^{56}\text{Ni}$ – конечный продукт термоядерного синтеза в звездах, в некотором роде «зола» термоядерного горения. Ядра ${}^{56}\text{Fe}$ не синтезируются непосредственно в термоядерных реакциях, а получаются в результате радиоактивного распада изотопа никеля ${}^{56}\text{Ni} \rightarrow {}^{56}\text{Co} \rightarrow {}^{56}\text{Fe}$ (период полураспада 6,1 дней и 77 дней, соответственно, для никеля и кобальта). Вначале совершается захват электро-

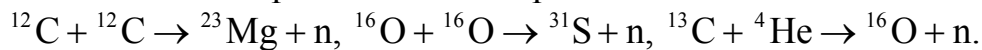
на ядром никеля с образованием ядра кобальта при испускании гамма-квантов, затем происходит β -распад ядра кобальта с образованием ядра ^{56}Fe :



Характерная особенность последнего превращения – это образование ядер ^{56}Fe в возбужденном состоянии, которые переходят затем в основное состояние при испускании γ -квантов.

Реакции (13.3)-(13.9) имеют значение не только как источники энергии звезд, но и как пути синтеза химических элементов. Принято считать, что все тяжелые химические элементы возникли в звездах.

Синтез тяжелых элементов путем захвата нейтронов. Все термоядерные реакции с выделением энергии кончаются на образовании ядер железа ^{56}Fe . Чтобы из этого ядра сделать более тяжелый элемент, нужно затратить энергии больше, чем ее освободится в процессе реакции. Поэтому более тяжелые элементы строятся, например, путем S-процесса: атомное ядро захватывает нейтрон, который успевает превратиться в протон раньше, чем это ядро захватит еще один нейтрон и станет устойчивым изотопом. Именно так образуются ядра все более тяжелых (после железа) элементов вплоть до висмута ^{209}Bi . Источниками свободных нейтронов являются реакции типа:



Если нейтронов много и время между последовательными захватами нейтронов меньше, чем период β -распада атомного ядра, то такой процесс образования тяжелых ядер называется *r-процессом*. Посредством этого процесса, происходящего в недрах сверхновых во время их вспышек на протяжении всего около 100 секунд, образуются тяжелые элементы в конце таблицы Менделеева (в том числе уран и торий).

Эксперименты по обнаружению солнечных нейтрино. Поскольку нейтринная светимость обычных звезд не превышает нескольких процентов от их оптической светимости, можно надеяться лишь на экспериментальное обнаружение потока нейтрино от Солнца. В ходе термоядерных реакций P-P цикла на Солнце каждую секунду образуется $4 \cdot 10^{33} / 4 \cdot 10^{-5} = 10^{38}$ ядер гелия и, следовательно, появляется $2 \cdot 10^{38}$ нейтрино. Они уносят с собой $\sim 3\%$ выделяющейся энергии. Полный поток нейтрино на Землю составляет 65 миллиардов на каждый см^2 в секунду.

Ничтожно малая вероятность взаимодействия нейтрино с веще-

ством делает эксперименты по их обнаружению исключительно трудными. Известно несколько ядерных реакций, с помощью которых можно измерить потоки нейтрино в интервале анергий 0-14 МэВ. Хлор-аргоновая реакция $^{37}\text{Cl} + \nu \rightarrow ^{37}\text{Ar} + e^-$ имеет порог 0,814 МэВ, т.е. она идет только с нейтрино, имеющими энергию больше 0,814 МэВ. Этим методом можно обнаружить лишь самые энергичные солнечные нейтрино, которые образуются во II и III ветвях реакций P-P цикла, причем решающий вклад вносят борные нейтрино. С помощью галлий-германиевой реакции $^{71}\text{Ga} + \nu \rightarrow ^{71}\text{Ge} + e^-$, имеющей порог 0,233 МэВ, можно обнаружить нейтрино от главной ветви P-P цикла.

Методика регистрации солнечных нейтрино состоит в создании детектора из вещества мишени (Cl или Ga), в расположении его глубоко под землей для защиты от фона космических лучей и в извлечении химическими методами отдельных атомов (Ar или Ge), образовавшихся в мишени под действием солнечных нейтрино.

Хлор-аргоновый метод впервые был осуществлен в 1967г. американским ученым Девисом. С тех пор измерения потока борных нейтрино ведутся регулярно. Последние результаты измерений дали поток нейтрино в 2 раза меньший того, что следует ожидать согласно существующей стандартной модели Солнца. Причиной расхождения считают нейтринные осцилляции, т.е. превращения части электронных нейтрино на пути от центра Солнца к Земле в мюонные и тау-нейтрино.

В 1988г. в экспериментах на японской нейтринной установке «Камиоканда», фиксирующей направление прихода нейтрино, было впервые экспериментально подтверждено, что нейтрино приходят от Солнца, причем образуются при распаде ядер бора ^8B .

В 1992г. начались эксперименты по обнаружению солнечных нейтрино с помощью галлиевых детекторов. В ходе эксперимента «Gallex», поставленного в подземной лаборатории Гран-Сассо (Италия), был зарегистрирован поток нейтрино меньший ожидаемого, в настоящее время продолжается российско-американский эксперимент «SUGO» по измерению потока солнечных нейтрино на 60-тонном галлиевом детекторе в Баксанской нейтринной обсерватории (Кабардино-Балкария).

В ходе нейтринных экспериментов доказано, что на Солнце идут термоядерные реакции, P-P цикла, т.е. подтверждена правильность представлений об источниках звездной энергии.

§14. МОДЕЛИ ЗВЕЗД

Поскольку непосредственно наблюдать внутренние области звезд невозможно, представления о физических свойствах вещества звездных недр получают теоретически путем численного интегрирования уравнения гидростатического равновесия (10.2) с учетом условия лучистого равновесия и других физических законов, определяющих структуру звезды. Рассчитанную таким образом при заданной массе, радиусе и светимости равновесную газовую конфигурацию называют моделью строения звезды. *Звездные модели обычно представляют совокупностью таблиц или графиков, дающих распределение плотности, температуры, давления и химического состава вещества звезды с расстоянием от центра.* При этом важнейшую роль играет решение вопроса о механизме переноса энергии в различных слоях звезды.

Модели звезд ГП. Эти звезды светят за счет горения в их центральных частях водорода и превращения его в гелий. Структуры звезд ГП оказались простыми, но различными у звезд разных масс. У звезд верхней части ГП с массами больше солнечной есть конвективное ядро, причем, чем больше масса звезды, тем больше и относительная масса конвективного ядра. У звезд нижней части ГП ($M < M_{\odot}$) конвективного ядра нет, но есть конвективная зона вблизи поверхности. Звезды очень малых масс ($M < 0,3M_{\odot}$) конвективны целиком. На рис.7 наглядно изображено, как меняется относительная масса конвективного ядра и конвективной зоны в зависимости от массы всей звезды.

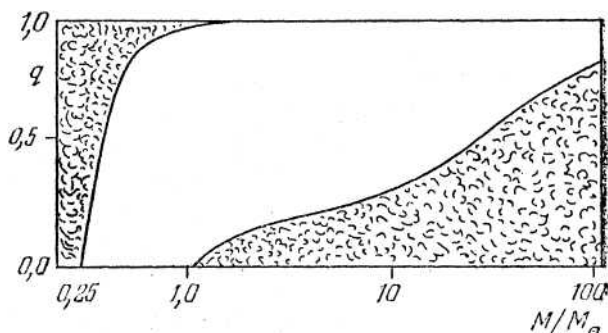


Рис.7. Распределение конвективных зон и конвективных ядер в звездах разных масс. Величина q есть доля массы звезды, занятая конвективной областью.

Эти особенности легко объяснить качественно. У массивных звезд выделение энергии происходит при CNO-цикле. Здесь мощность источников энергии очень сильно зависит от температуры (формула 13.2) и поэтому все выделение энергии сконцентрировано почти в са-

мом центре звезды. Образующийся мощный поток энергии должен пройти через маленькую по размеру сферу, окружающую энерговыделяющую область. Лучистый перенос энергии не справляется с этой задачей и возникает конвективное ядро. С другой стороны, у звезд малой массы энергия выделяется при протонной реакции, слабее зависящей от температуры (формула 13.1) и поэтому здесь в центре сохраняется перенос энергии излучением. Зато во внешних слоях температура низкая, непрозрачность вещества велика* и лучистый перенос оказывается недостаточным. Образуется поверхностная конвективная зона. Конвективная зона есть и у нашего Солнца. Модель Солнца приведена на рис.8.

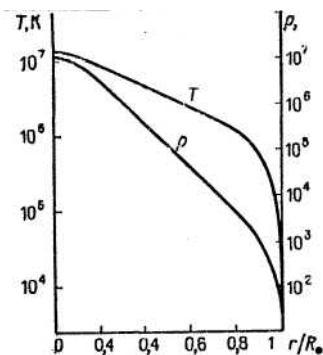


Рис.8. Распределение плотности и температуры с расстоянием от центра Солнца - модель Солнца.

Модели красных гигантов. Строение звезд – гигантов оказалось более сложным. Так, в их центре находится изотермическое ядро, в котором температура практически постоянна (его радиус составляет около $0,001R$, масса $0,25M$). Ядро окружено очень тонким слоем, в котором происходит выделение энергии за счет термоядерных реакций. Далее идет слой толщиной около $0,1R$, в котором энергия переносится излучением. Все это погружено в конвективную оболочку, протяженность которой достигает $9/10$ радиуса звезды.

Модели белых карликов отличаются большой простотой. Эти звезды состоят из плотного вырожденного электронного газа, окруженного сравнительно тонкой оболочкой из идеального газа. Белые карлики связаны с красными гигантами генетически: они вызревают в недрах красных гигантов.

Литература к главе II. [7] гл. XIII, [12] гл. II, III, IV, VII, [43] §10.7, [14] гл. 3,4, [15] часть вторая §13, 15, [16] гл. III, [39] §6-11.

Глава III

ЭВОЛЮЦИЯ ЗВЕЗД

Эволюция звезд – это изменение физических характеристик, внутреннего строения и химического состава звезд со временем. Важнейшие задачи теории звездной эволюции – объяснение образования звезд, изменения их наблюдаемых характеристик (массы, светимости и температуры), исследование генетической связи различных групп звезд, анализ их конечных состояний.

Согласно современным представлениям звезды образуются группами путем гравитационной конденсации вещества межзвездной среды нашей Галактики, масса которой составляет $\sim 10^{10} M_{\odot}$. Газопылевые сверхоблака размером ~ 1 кпк и $M \sim 3 \cdot 10^7 M_{\odot}$, состоящие из атомарного и молекулярного водорода распадаются на отдельные фрагменты, которые, сжимаясь, превращаются в звезды.

Всю жизнь звезды – от ее рождения и до смерти – можно разбить на несколько больших этапов. Первый этап – это процесс перехода от газопылевого облака к звезде с термоядерными источниками энергии, называется протозвездной стадией в эволюции звезды. Потери энергии на излучение с поверхности протозвезды восполняются за счет выделявшейся при сжатии гравитационной энергии. Ядерная эволюция нормальной звезды начинается со стадии главной последовательности, когда источником ее энергии является горение водорода. Во время более поздних стадий в массивной звезде последовательно выгорают тяжелые элементы. Наконец, после истощения внутренних термоядерных источников энергии звезда претерпевает катастрофическое сжатие под действием силы тяжести (гравитационный коллапс) и на конечном этапе эволюции (белый карлик, нейтронная звезда или черная дыра) светит, в основном, за счет охлаждения своих недр.

Таким образом, эволюцию звезд можно представить как последовательную смечу их источников энергии.

§15. ПРОТОЗВЕЗДНАЯ СТАДИЯ ЭВОЛЮЦИИ

Гигантские молекулярные облака – элементарные ячейки звездообразования. Стало уже общепринятым, что звезда рождаются в недрах гигантских молекулярных облаков. Такие облака вызревают внутри сверхоблаков нейтрального атомарного водорода и дают начало звездным скоплениям и ассоциациям. Молекулярные облака обладают характерным размером 40пк, массой $\sim 3 \cdot 10^5 M_{\odot}$, средней плотностью ~ 300 частиц в 1см^3 . В основном эти облака состоят из молекулярного водорода, имеют $T^{\circ} \sim 20\text{K}$, содержат $\sim 1\%$ пыли. Всего их насчитывается около 20 тысяч. Молекулярные облака концентрируются в спиральных рукавах Галактики, т.е. обычно встречаются вблизи галактической плоскости на расстояниях 4-8кпк от центра Галактики. Гигантские молекулярные облака, как правило, имеют сложную «матрешечную» структуру, когда мелкие и плотные конденсации вложены в более крупные и разреженные (рис.9).



Рис.9. Структура гигантского молекулярного облака.

Внутри гигантских молекулярных облаков имеются условия для развития гравитационной неустойчивости.

Критерий Джинса гравитационной неустойчивости. Образование звезд происходит вследствие гравитационной неустойчивости диффузной среды. В газе всегда имеются случайно возникшие уплотнения вещества – флуктуации плотности. Может случиться, что флуктуация окажется столь большой, что ее собственное тяготение будет достаточным, чтобы удержать ее от распада. Первоначально однородная среда, таким образом, может разбиться на несколько конденсаций.

Найдем условие устойчивости флуктуации. Флуктуация радиусом R со средней плотностью ρ будет устойчивой, если в столбе вещества в форме цилиндра с площадью основания 1см^2 и высотой R сила гравитации будет больше или равна силе газового давления.

$$F_{\text{грав.}} \geq F_{\text{газ.давл.}}$$

$$F_{\text{грав.}} = \mathfrak{M} \cdot g = \rho \cdot I \cdot R \cdot g = \rho R \frac{G\mathfrak{M}}{R^2} = \frac{\rho G}{R} \cdot \frac{4}{3} \pi R^3 \rho = \frac{4}{3} \pi G \rho^2 R^2,$$

$$F_{\text{газ.давл.}} = \frac{A}{\mu} \rho T^\circ. \text{ Тогда } \frac{4}{3} \pi G \rho^2 R^2 \geq \frac{A}{\mu} \rho T, \text{ откуда}$$

$$R \geq \sqrt{\frac{3AT^\circ}{4\pi G\mu\rho}}. \quad (15.1)$$

Радиус равный правой части формулы (15.1) называется радиусом Джинса

$$R_{\text{Дж}} \geq \sqrt{\frac{3AT^\circ}{4\pi G\mu\rho}}. \quad (15.2)$$

массу Джинса найдем по формуле

$$\mathfrak{M}_{\text{Дж}} = \frac{4}{3} \pi R_{\text{Дж}}^3 \rho.$$

Подставляя $R_{\text{Дж}}$ формулы (15.2), получим

$$\mathfrak{M}_{\text{Дж}} = \sqrt{\frac{3}{4\pi\rho} \left(\frac{AT^\circ}{G\mu} \right)^3}. \quad (15.3)$$

Флуктуации плотности, массы которых превосходят джинсовскую массу, будут сжиматься под действием силы гравитации. Сделаем численную оценку $R_{\text{Дж}}$ и $\mathfrak{M}_{\text{Дж}}$. Подставляя в формулы (15.2) и (15.3)

$$\rho \sim 10^{-20} - 10^{-18} \text{ г/см}^3, \quad T^\circ \sim 30\text{К}, \quad \mu \sim 0,0023 \text{ кг/моль},$$

$$A = 8,31 \cdot 10^7 \text{ эрг/(моль} \cdot \text{град)}, \quad \text{находим } R_{\text{Дж}} \sim 10^{12} \text{ км} \sim 6000 \text{ а.е.},$$

$$\mathfrak{M}_{\text{Дж}} \sim (0,5 - 10) \mathfrak{M}_\odot.$$

Таким образом, гигантские молекулярные облака оказываются неустойчивыми относительно распада на сгустки больших размеров. Теперь понятно, почему звезды должны образовываться группами-скоплениями: иначе трудно удовлетворить критерию Джинса в реальных условиях межзвездной среды.

Образование звезд. Процесс рождения звезд начинается с фрагментации протяженного молекулярного облака под действием гравитационных сил. Допустим в газопылевом облаке образовалось уплотнение с радиусом большим радиуса Джинса. В процессе его сжатия плотность возрастает, температура понижается, так как при увеличении плотности возрастает частота столкновения молекул, при этом они возбуждаются и излучают электромагнитные волны, которые уносят энергию. Газ остывает. Таким образом, давление газа не

препятствует гравитационному сжатию. С увеличением плотности и уменьшением температуры масса Джинса уменьшается. Когда ее значение станет вдвое меньше массы облака, появится возможность его гравитационной неустойчивости и деления на два гравитационно-связанных фрагмента, каждый из которых будет продолжать самостоятельно сжиматься. Через некоторое время наступают условия для деления каждого из этих фрагментов и т.д. Этот процесс называется каскадной фрагментацией. Он будет продолжаться до тех пор, пока на какой-то стадии плотность газа станет столь высокой, что очередные фрагменты уже будут иметь звездные массы. В результате быстрого сжатия в режиме свободного падения концентрация частиц в центре такого протозвездного родительского фрагмента увеличивается и образуется устойчивое ядро, окруженное газопылевым коконом. Когда концентрация частиц в ядре достигает 10^{11} см^{-3} , оно становится непрозрачным для инфракрасного излучения пылинок. По мере дальнейшего сжатия температура ядра повышается, давление тоже и оно приходит в состояние гидростатического равновесия. *Сжимающееся облако, в центре которого сформировалось равновесное ядро, называется протозвездой.*

Стадия медленного сжатия протозвезды продолжается относительно недолго: у звезды с $M \sim 1M_{\odot}$ около 50 млн.лет. За это время температура в ее недрах достигает значения 8-10 млн.К, при котором начинаются термоядерные реакции синтеза гелия и мощность ядерного «котла» станет равной светимости звезды. Этот момент собственно и означает превращение протозвезды в звезду.

Газопылевая оболочка, окружающая массивную протозвезду, рассеивается под действием звездного ветра или давления излучения в основном в виде противоположно направленных струй через 10^5 - 10^7 лет (рис. 10). Тогда внешний наблюдатель увидит родившуюся звезду.

Итак, образование звезд происходит путем последовательной, осуществляющейся в несколько этапов фрагментации массивных газопылевых облаков. Спускowymi механизмами начала звездообразования в облаке могут служить ударные волны от взрыва сверхновых, расширяющиеся оболочки формирующихся звезд, столкновение облака со спиральными рукавами Галактики.

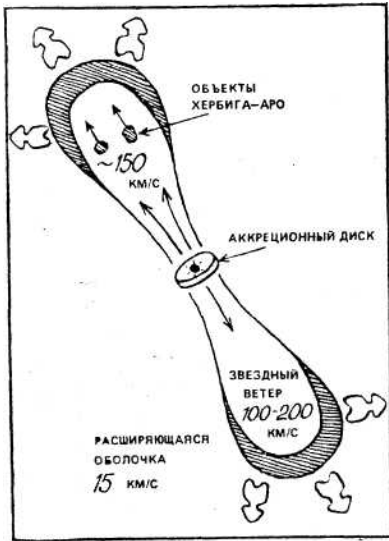


Рис.10. Биполярный поток, связанный с формирующейся звездой. Наиболее яркие участки газовых струй (джетов), истекающих из молодых звезд, наблюдаются как объекты Хербига-Аро. Длина джетов $\sim 0,1$ пк, а уносимая ими масса $10^{-8}-10^{-6}M_{\odot}$ в год.

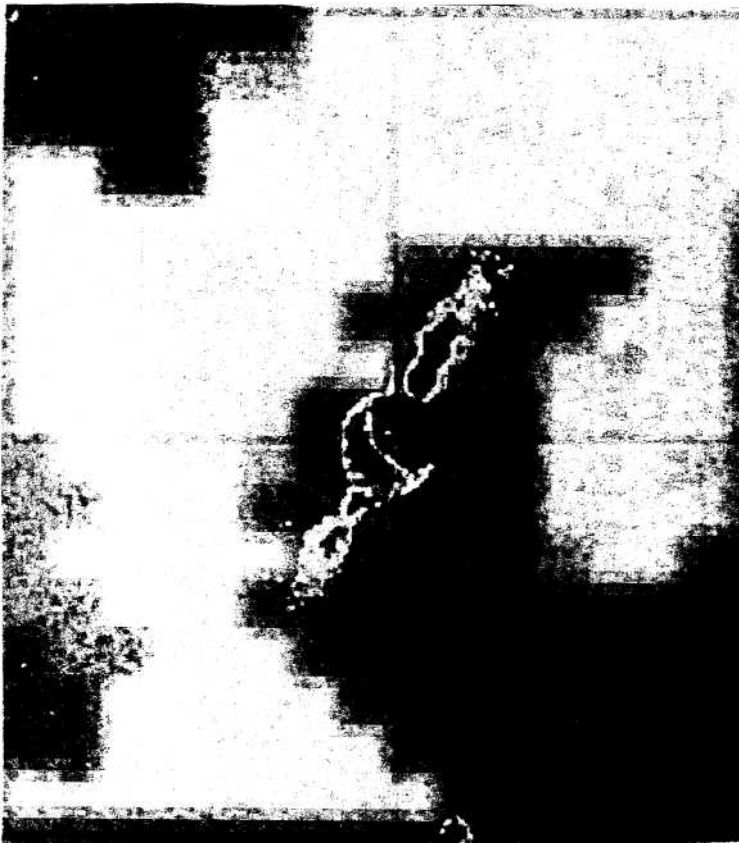


Рис.11. Звезда β Живописца. Отчетливо видно, как светится пылевое облако вокруг нее. Наблюдения на Космическом телескопе им. Хаббла указывают на возможность существования у нее юпитероподобной планеты, аналогичной планетам, обращающимся вокруг звезд 51 Пегаса, 70 Девы, 47 Б.Медведицы, 55 Рака.

Фрагментация гигантского молекулярного облака на протоскопления с массой $\sim 1000M_{\odot}$ происходит примерно за 30 млн.лет. Будет ли образующаяся группа гравитационно связанной, зависит от эффективности переработки газа в звезды. Обычно эффективность очень мала: лишь несколько процентов газа в молекулярном облаке превращается в звезды. Рассеянные звездные скопления, по-видимому, образуются в ядрах молекулярных облаков, где эффективность пере-

работки газа выше (до $\sim 30\%$).

Темп звездообразования в Галактике. Процесс образования звезд происходит перманентно (т.е. непрерывно). *В настоящее время в Галактике ежегодно переходит в звезды $\sim 5M_{\odot}$ газа.* Большая часть образующихся звезд имеет, вероятно, малые массы $\sim 0,3M_{\odot}$. 75% звезд рождается в спиральных рукавах, 10% – в центре Галактики, 15% – в межрукавном пространстве.

Мазерные конденсации – индикаторы очагов звездообразования. Характерной особенностью областей звездообразования оказалась их связь с сильными источниками мазерного излучения. При рождении массивных звезд газ, разлетающийся в двух противоположно направленных конусах, разбивается за счет неустойчивостей на мелкие ($\sim 10^{-5}$ пк), но плотные ($n \sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$) сгустки молекулярного газа массой $\sim 10^{-5} M_{\odot}$ и $T \geq 100 \text{ К}$. Мощное инфракрасное излучение массивной протозвезды возбуждает в них мазерное излучение молекул воды H_2O и гидроксида OH . Каждая такая конденсация излучает в частотах отдельных радиолиний. От обычных «тепловых» источников радиоизлучения их отличает очень высокая интенсивность и степень поляризации, быстрая переменность, а также отношения интенсивностей различных линий, нехарактерные для тепловой энергии. *Источники радиоизлучения, в которых происходит усиление тепловой энергии газа в спектральных линиях молекул за счет преобладания процессов индуцированного излучения над поглощением, называются космическими мазерами.*

Типичный мазерный источник излучения (космический мазер) состоит из нескольких гнезд размером 10^{16} - 10^{17} см. В каждом гнезде может быть несколько десятков отдельных мазерных конденсаций, движущихся относительно друг друга со скоростями в десятки и сотни километров в секунду. Светимость всего мазерного гнезда в одной радиолинии обычно составляет 10^{28} - 10^{31} эрг/с, но иногда может достигать 10^{33} эрг/с.

Сейчас известно более 500 естественных космических мазеров, большая часть которых излучает в линиях гидроксила OH ($\lambda = 18 \text{ см}$) и вода H_2O ($\lambda = 1,35 \text{ см}$). Открыто несколько мазеров на молекулах метилового спирта CH_3OH ($\lambda = 1,2 \text{ см}$) и монооксида кремния SiO ($\lambda = 2\text{-}7 \text{ мм}$).

Сильные мазеры найдены в гигантских молекулярных облаках из (Вестерхоут №3), W49, W51, W58.

Обнаружение протозвезд. Процесс формирования звезд протекает глубоко в недрах газопылевых облаков, которые совершенно непрозрачны для видимого света, поэтому ранние стадии звездообразования наблюдают только методами инфракрасной и радиоастрономии. Косвенными индикаторами звездообразования могут служить инфракрасное излучение пыли, нагретой молодыми горячими звездами (рис.11), а также образовавшиеся вокруг них области ионизированного водорода HII. Известным примером таких диффузных туманностей, расположенных в очагах звездообразования, является туманность, окружающая рассеянное скопление M16 в созвездии Змеи (Фото V), или туманность Ориона M42 (рис.13). В комплексе межзвездных облаков, к которым принадлежит туманность Ориона, в 1989г. была обнаружена исключительно интересная новорожденная звезда. Согласно инфракрасным наблюдениям, выполненным в Европейской южной обсерватории в Ла-Силье (Чили), светимость новорожденной звезды с двумя узкими противоположно направленными выбросами равна 25. Вокруг этого объекта, известного сейчас как HH-111, существует слабая отражательная туманность. Наконец, радионаблюдения обнаружили мощный поток молекул окиси углерода, движущийся в том же направлении, что и видимые выбросы.



Рис.12. Газопылевой комплекс «Конская голова» – область звездообразования в созвездии Ориона, в которой открыто несколько протозвезд.



Рис.13. Диффузная туманность М42 в созвездии Ориона. С помощью Космического телескопа им. Хаббла в ней обнаружено более 10 формирующихся звезд с протопланетными дисками.

Формирующиеся звезда с массой примерно равной массе Солнца были найдены в темных облаках Барнарда 5 и Хамелеон 1 при наблюдениях с инфракрасного спутника ИРАС. Всего обнаружено более 10 источников этого типа, находящихся, вероятно, на разных этапах стадии звездообразования, в том числе в самом начале гравитационного сжатия.

Коричневые карлики. Протозвезда с $M < 0,08M_{\odot}$ никогда не превратится в нормальную звезду, т.к. их сжатие будет остановлено давлением вырожденного электронного газа еще до того, как энерговыделение термоядерных реакций сможет компенсировать потери энергии на излучение с поверхности. За объектами такого рода в последние годы закрепилось название «коричневые карлики». Примером таких объектов, обнаруженных вблизи Солнца, являются компоненты двойной системы Wolf 424, имеющие массы $0,067M_{\odot}$ и $0,064M_{\odot}$. Температура их поверхности меньше 2000К.

§16. ЯДЕРНАЯ ЭВОЛЮЦИИ НОРМАЛЬНЫХ ЗВЕЗД

Эволюционные треки звезд. Эволюцию звезд удобно описывать с помощью диаграммы Герцшпрунга-Рессела (Г-Р). *Линия, вдоль которой перемещается звезда по диаграмме Г-Р в ходе своей эволюции, называется эволюционным треком.* Эволюционный трек показывает, как меняется светимость звезды и температура ее поверхности в ходе эволюции. На рис.14 приводятся эволюционные треки звезд с массами $25M_{\odot}$, $5M_{\odot}$ и $1M_{\odot}$.

Стадии ядерной эволюции. Превращение протозвезда с $M = 1M_{\odot}$ в нормальную звезду на диаграмме Г-Р происходит в точке с координатами $L \sim 0,7L_{\odot}$ и $T^{\circ} \sim 5800\text{К}$. Если отметить на этой диаграмме аналогичные точки для звезд разных масс, то получится линия, которую принято называть начальной главной последовательностью (НГП). Это своеобразная «стартовая линия» нормальных звезд.

С момента выхода звезда на НГП ее эволюция происходит на основе ядерного горения, главные стадии которого суммированы в табл.4.

Стадия ГП – наиболее длительная стадия эволюции звезда. Время жизни звезда на этой стадии можно оценить по формуле

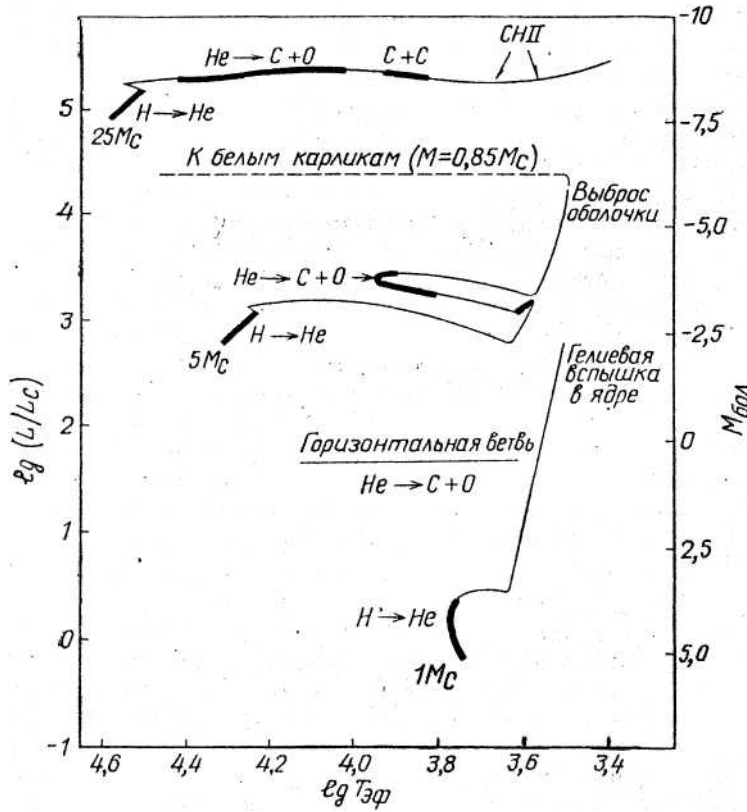


Рис.14. Эволюционные треки звезд с $M = 25M_{\odot}$, $M = 5M_{\odot}$ и $M = 1M_{\odot}$.

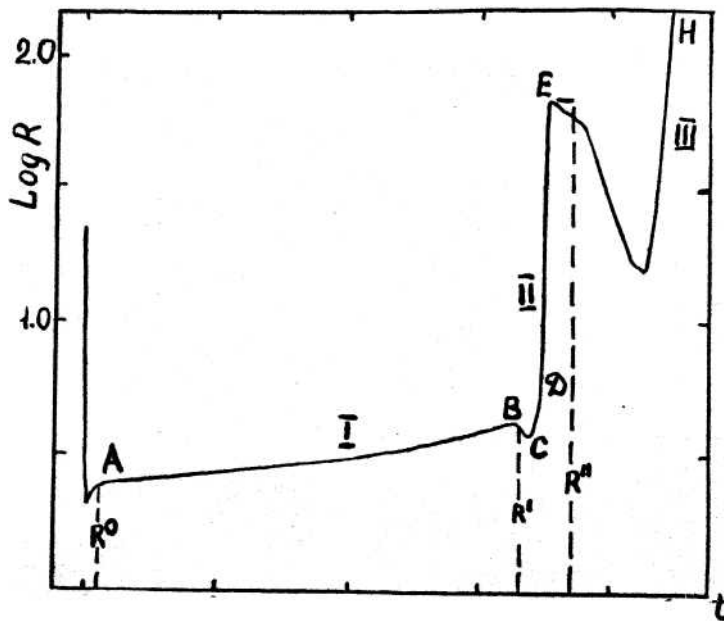


Рис.15. Изменение радиуса звезды за время эволюции.

$$t_{\text{н}} \sim 10^{10} \frac{M}{L} \text{ лет.} \quad (15.4)$$

Для звезд с $M = 15M_{\odot}$ $t_{\text{н}} \sim 10$ млн.лет, $M = 5M_{\odot}$ – 70 млн.лет, $M = 1M_{\odot}$ – млрд.лет. Таким образом, чем больше масса звезды, тем быстрее она эволюционирует (т.к. запасы топлива $\sim M$, а темп расхода топлива $L \sim M^4$).

Таблица 3

Реакция CNO-цикла

№ стадии (термо- ядерной эпохи)	I (стадия ГП)	II	III			IV
			C	Ne	O	
Ядерное топливо	H	He	C	Ne	O	Si
Продукты горения	He	C, O	Ne Na Mg	O Mg	Элементы от Si до Ca	Элементы от Sc до Ni
Характерная температура, К	$(1-3) \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^8$	10^9	$1,3 \cdot 10^9$	$1,8 \cdot 10^9$	$3,4 \cdot 10^9$
Энерговыделение, эрг/г	$7 \cdot 10^{18}$	$7 \cdot 10^{17}$	$5 \cdot 10^{17}$	10^{17}	$5 \cdot 10^{17}$	$2 \cdot 10^{17}$
Частицы, осуществляющие основной отвод энергии	фотоны	фотоны	нейтрино			нейтрино
Продолжительность в % от времени жизни звезды	~ 90%	~ 10%	< 1%			< 1% (сутки)

Источником энергии звезды являются термоядерные реакции P-P цикла (§13, табл.2) при центральной температуре меньше 18 млн.К и CNO-цикла (табл.3) при $T^{\circ} > 18$ млн.К.

По мере выгорания водорода в ядре звезда от нижней границы ГП медленно уходит направо вверх. Незначительное увеличение светимости при этом связано с увеличением молекулярного веса вещества (водород превращается в гелий) и уменьшением непрозрачности (Формула 11.1). Именно незначительное изменение светимости и температуры в течение всего времени выгорания водорода и определяет существование ГП как хорошо выраженной закономерности. Звезд на этой стадии эволюции мы наблюдаем больше всего.

С уменьшением содержания водорода ядро звезда медленно сжимается для поддержания условий ядерного энерговыделения, а оболочка расширяется из-за необходимости перенести возросший поток энергии от ядра (рис. 15,16). Радиус звезда с $M = 5M_{\odot}$ увеличивается ~ в 1,5 раза.

После исчерпания водорода в ядре, лишенная ядерных источников энергии, звезда с $M > M_{\odot}$ начинает сжиматься, при этом половина выделившейся гравитационной энергии идет на нагрев вещества, а другая половина – на излучение. Температура звезда растет,

однако она еще недостаточна для горения гелия в ядре. Загорается лишь водород в окружающем ядро шаровом слое. Температура в этом слое постепенно увеличивается, скорость горения водорода возрастает. Необходимость переноса возросшего потока энергии приводит к расширению оболочки. Радиус звезда с $M = 5M_{\odot}$ увеличивается в десятки раз и выход внутреннего тепла теперь распределяется по большей поверхности, поэтому эффективная температура звезда падает. На диаграмме Г-Р звезда быстро переходит в область красных гигантов. Время перестройки звезда на два порядка величины меньше времени выгорания водорода в ядре, поэтому между ГП и областью красных гигантов (герцшпрунгов пробел) мало звезд.

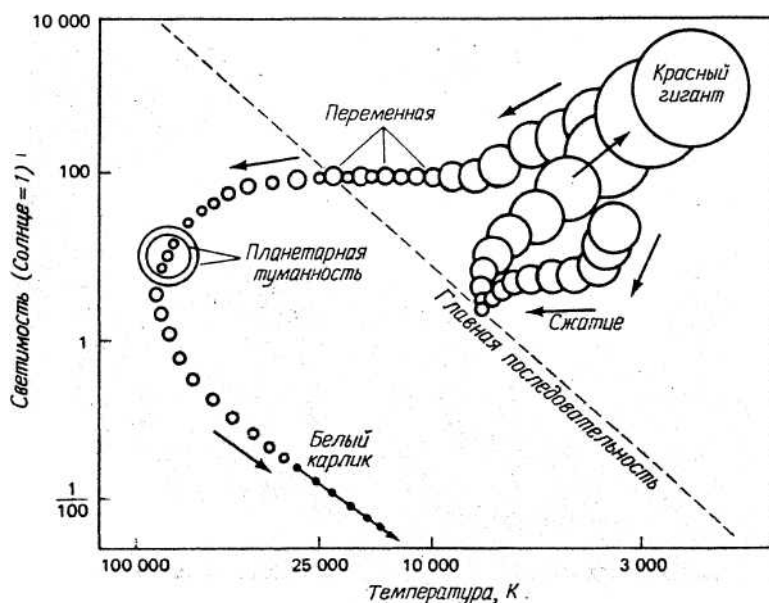


Рис.16. Эволюционные изменения звезды типа Солнца.

В результате сжатия гелиевого ядра температура недр звезда повышается. При $T > 100$ млн.К происходит возгорание гелия в ядре путем тройного α -процесса (реакции 13.3). Вся звезда начинает сжиматься и эволюционный трек поворачивает налево. Таким образом, гравитационный источник энергии плавно переключил ядерный источник в ядре с водорода на гелий. Теперь у звезды гелий горит в ядре, а водород – в тонком сферическом слое, окружающем ядро.

У звезд очень малой массы, однако, температура в центре гелиевого ядра оказывается столь низкой, что ядерные реакции в нем не начинаются. С другой стороны у звезд большей массы (с первоначальной массой большей $8-12M_{\odot}$) горение идет вплоть до элементов группы железа. Время горения гелия и углерода составляет примерно $0,1t_{\text{H}}$ (см.формулу 16.1). Более тяжелые элементы выгорают катастрофически быстро (за несколько лет).

Плотность в центре массивной звезды к концу ядерной эволю-

ции возрастает в миллионы раз, а температура повышается в 300-400 раз (от 8-10 млн.К до 3,4-4 млрд.К).

Потомки нормальных звезд. На схеме «предки-потомки» (рис.17) показана конечная судьба звезд разной массы. Согласно проведенным расчетам после исчерпания запасов ядерной энергии конвективная оболочка звезд с массой меньшей $\sim 10M_{\odot}$ сбрасывается в виде планетарной туманности (рис.18), а оставшееся ядро, сжимаясь, превращается в белый карлик того или иного химического состава. Нейтронные звезды и черные дыры способны рождать лишь массивные звезды с первоначальной массой большей $\sim 10M_{\odot}$.

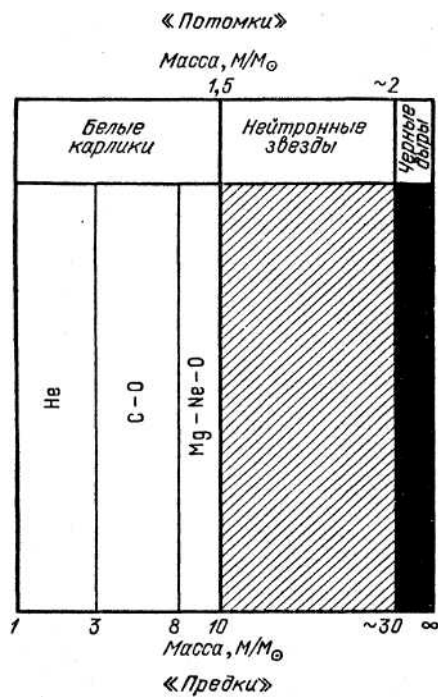


Рис.17. Схема «предки-потомки». Внизу отложена масса звезды-предка, вверху – масса вырожденного остатка. Здесь не учтено, что часть «предков» вообще может не давать «потомства»: полный разлет белого карлика.

Таким образом, вся жизнь звезды – это процесс медленного гравитационного сжатия, сопровождаемый нагреванием вещества и прерываемый паузами, во время которых выгорают химические элементы.



Рис.18. Планетарная туманность NGC 7293 «Улитка» в созвездии Водолея

§17. ВСПЫШКА СВЕРХНОВОЙ

Вспышка сверхновой – это взрыв звезды с выделением энергии 10^{50} - 10^{51} эрг. Согласно теории Хойла и Фаулера сверхновые вспыхивают на поздней стадии эволюции массивных звезд, когда звезда приблизилась к концу термоядерной эволюции своего химического состава. Чем больше масса звезды, тем быстрее это состояние достигается. Рассмотрим строение одиночной массивной звезды перед вспышкой (рис.19). В центре звезды образовалось железное ядро с температурой 2-4 млрд.К и плотностью $\sim 10^8$ г/см³. Вокруг него располагаются оболочки из различных химических элементов. Лишенное источников энергии железное ядро и вся звезда начинает сжиматься. Температура и плотность в центре повышаются. Это вызывает процесс распада ядер группы железа на нейтроны и ядра гелия, которые, в свою очередь, распадаются на нейтроны и протоны. В результате начинается интенсивная нейтронизация вещества: захват протонами электронов с образованием нейтронов и излучением нейтрино. Процесс распада ядер железа требует столь значительных затрат энергии связи атомных ядер, что гравитационная энергия, которая при сжатии ведет к нагреву вещества, фактически расходуется на разрушение ядер. Вещество не греется.

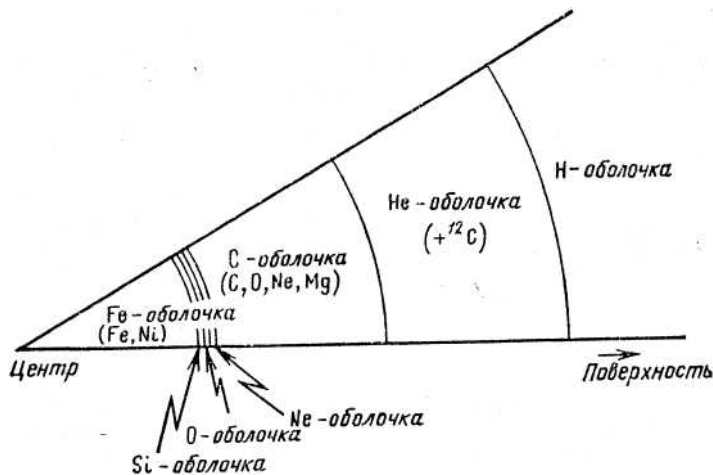
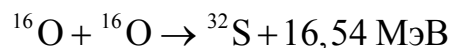


Рис.19. Схематический разрез пред-сверхновой (луковичная структура звезды)

Тепловую энергию уносят из звезды и нейтрино. Эффективное рождение нейтрино наступает при температуре ~ 5 млрд.К. Основным процессом здесь будет аннигиляция электрон-позитронных пар: $e^+ + e^- \rightarrow \nu + \bar{\nu}$. Нейтрино образуются и в урка-процессе, т.е., например, в реакциях типа $^{56}\text{Fe} + e^- \rightarrow ^{56}\text{Mn} + \nu$. Затем образовавшееся радиоактивное ядро претерпевает обычный β^- -распад, испуская электрон и антинейтрино. Потоки нейтрино, испускаемые при коллапсе звезд, отличаются от солнечных, во-первых, большей энергией, (10-15 МэВ), во-вторых, наличием антинейтрино. Суммарная энергия, уносимая нейтрино, составляет $5 \cdot 10^{53}$ эрг, т.е. $\sim 15\%$ массы звезды. Весь нейтринный импульс длится 10-20 секунд.

В результате значительных потерь энергии на расщепление ядер железа и излучение нейтрино рост температуры, а следовательно, и давления в ядре резко замедляется. Возрастающая при сжатии сила тяжести не компенсируется ростом давления. Гидростатическое равновесие нарушается и начинается гравитационный коллапс железного ядра. К концу второй секунды катастрофическое сжатие ядра с массой $< 2,5 M_{\odot}$ прекращается, т.к. при плотностях $\sim 10^{12} - 10^{14} \text{ г/см}^3$ и $T^{\circ} \sim 200$ млрд.К вещество становится непрозрачным для излучения и ядро превращается в нейтронную звезду. Внешние слои падают на ядро и разогреваются. Происходит взрыв кислорода с превращением его в серу:



Возникает ударная волна, сбрасывающая оболочку с огромными скоростями. Этот разлет частиц звезды и наблюдается как вспышка сверхновой. Через десятки тысяч лет газ оболочки затормозится межзвездной средой, а через сотни тысяч лет остатки оболочки без следа растворятся в межзвездном газе.

При ядерном взрыве сверхновой происходят быстрые процессы образования тяжелых элементов таблицы Менделеева. Сверхновые – единственные «фабрики», производящие химические элементы с атомными весами тяжелее железа.

При вспышках сверхновых образуются космические лучи – заряженные частицы высокой энергии.

Таким образом, у звезд с $M > 10M_{\odot}$ вспышка сверхновой является результатом гравитационного коллапса железного ядра в нейтронную звезду. Сброс оболочки объясняется резкой остановкой коллапса центральной области звезды, приводящей к отскоку падающих внешних слоев.

У звезд с массой железного ядра большей $2,5-3M_{\odot}$ гравитационный коллапс идет без взрыва и выброса оболочки и переходит в релятивистскую стадию с образованием черной дыры, но при этом сопровождается сильной вспышкой нейтринного излучения.

Причиной вспышки сверхновой, имеющей на стадии ГП $M \sim 4-8M_{\odot}$ может быть термоядерное горение углерода в вырожденном углеродно-кислородном ядре, которое приобретает характер теплового взрыва. В этом случае происходит полный разлет звезды.

§18. БЕЛЫЕ КАРЛИКИ

Образование. О точки зрения современной теории звездной эволюции белые карлики – это конечный продукт эволюции звезд с $M < 10M_{\odot}$. Считается, что они вызревают в центре красных гигантов. Красные гиганты – это звезды большой светимости с вырожденным ядром и двойным (гелиевым и водородным) слоевым термоядерным источником энергии. Непрерывная потеря массы с поверхности в виде звездного ветра дополняется у этих звезд потерями, обусловленными неустойчивостью слоевого горения или пульсациями, что может привести к сбросу внешних слоев звезды.

Системы, состоящие из звезды и окружающей ее симметричной светящейся газовой оболочки, действительно наблюдаются и называются планетарными туманностями (рис.20). Их известно более 1200. Средняя масса оболочки планетарной туманности около $0,1M_{\odot}$. Оболочки расширяются в окружающее пространство со скоростями 20-40 км/с. По мере расширения оболочка становится разреженнее, ее свечение ослабевает, и в конце концов она становится невидимой.

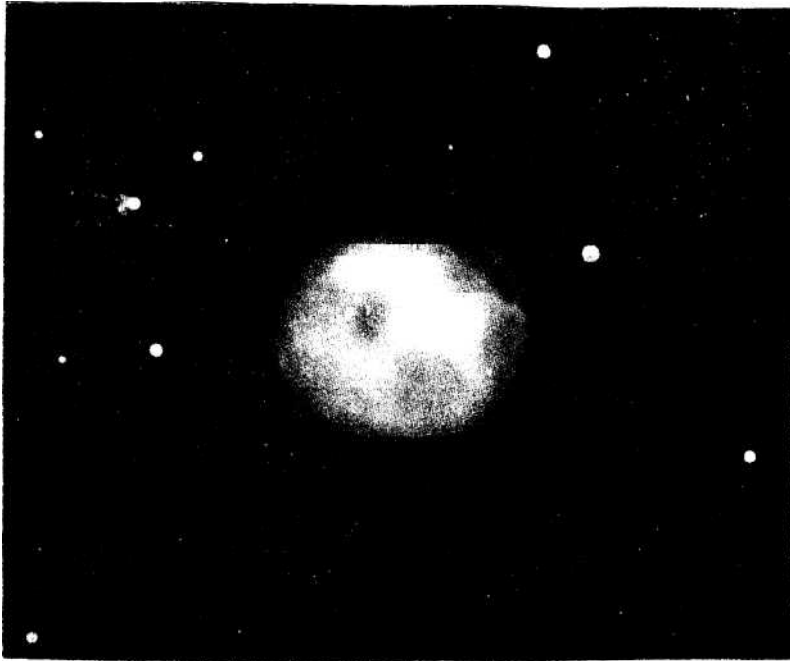


Рис.20. Планетарная туманность Сова в созвездии Большой Медведицы.

Ядра планетарных туманностей представляют собой горячие звезды с температурой поверхности 50-100 тыс.К, фактически лишенные термоядерных источников энергии. Постепенно сжимаясь и остывая, они эволюционируют в белые карлики. Таким образом, *в планетарных туманностях, по всей видимости, можно наблюдать рождение белых карликов.*

Частота образования белых карликов – 1 в год. Их общее число в Галактике оценивается в несколько миллиардов.

История открытия. Теория конечной стадии звездной эволюции находит определенное подтверждение в результатах наблюдений.

Белые карлики были известны еще задолго до создания их теории. Существование подобных звезд впервые предсказал Бессель в своей «Астрономии невидимого», где он на основании анализа собственного движения Сириуса пришел к заключению о наличии у него неизвестного спутника, который в 1862 г. действительно был обнаружен американским исследователем Алваном Кларком – известным изготовителем астрономических телескопов.

С тех пор астрономы открыли более 5 тыс. объектов такого типа. Наиболее известными и изученными белыми карликами, расположенными в окрестностях Солнца, являются 40 Эридана В, Сириус В, звезда Ван Маанена.

Наблюдаемые характеристики. Белые карлики имеют массы звезд, но размеры планет. Наблюдаемые массы от $0,1M_{\odot}$ до $1,2M_{\odot}$, радиусы от 3500 км до 14000 км. Вследствие малых размеров средняя плотность белых карликов $\sim 1\text{т/см}^3$, т.е. в миллионы раз выше плот-

ности нормальных звезд, а светимость в сотни раз ниже светимости Солнца и составляет 0,001-0,01. У наиболее горячего из известных белых карликов температура поверхности ~ 70 тыс. К, у наиболее холодного – 5 тыс. К. Спектральные классы O, B, A, F, G. Существует подкласс магнитных белых карликов, напряженность магнитного поля которых достигает 10^6 - 10^7 Гс.

Структура. Белые карлики отличаются от нормальных звезд тем, что при очень больших плотностях и не очень больших температурах (~ 10 млн.К) все атомы составляющего их вещества разрушены, ионизованы и электронный газ вырожден. Поэтому белые карлики часто называют вырожденными звездами. *Они состоят из вырожденного электронного и невырожденного ядерного газа, окруженного тонкой оболочкой идеального газа.*

Суть вырождения в том, что, во-первых, концентрация свободных электронов заметно больше концентрации ядер и, во-вторых, средний импульс, приходящийся на один электрон много больше среднего импульса, приходящегося на один ион. Объяснение этому явлению может быть дано только в рамках квантовой механики. Согласно принципу Паули по одной и той же дозволенной траектории могут двигаться с одинаковой скоростью не больше двух электронов. В веществе белого карлика число свободных электронов больше числа свободных траекторий, поэтому электроны вынуждены занимать одни и те же траектории и двигаться по ним с разными скоростями. Это приводит к тому, что электроны занимают все возможные энергетические состояния от наименьшей до наибольшей скорости. Таким образом, их скорости не будут соответствовать тепловым энергиям частиц, а в соответствии с принципом Паули становятся больше их тепловых скоростей и нагревание или охлаждение этого вещества не будет заметно влиять на скорости электронов. При этом если значение максимальной скорости много меньше скорости света, то вырождение называется нерелятивистским, при скоростях электронов близких к скорости света – релятивистским.

Расчет показывает, что если масса белого карлика меньше $0,6M_{\odot}$, то его вещество представляет собой нерелятивистский вырожденный газ, давление которого не зависит от температуры и определяется формулой

$$P = 3,1 \cdot 10^{12} \rho^{5/3} \text{ дин/см}^2. \quad (18.1)$$

Вырождение в звездах наступает при $\rho > 1 \text{ кг/см}^3$. При $\rho > 4 \text{ т/см}^3$ нерелятивистское вырождение сменяется релятивистским.

Такие плотности возможны в белых карликах с $\mathcal{M} > 0,6\mathcal{M}_\odot$.

Для релятивистского случая

$$P = 4,9 \cdot 10^{14} \rho^{4/3} \text{ дин/см}^2. \quad (18.2)$$

Таким образом, *структура белого карлика почти не зависит от температуры, и, следовательно, от светимости. Поэтому соотношение масса-светимость для белых карликов не существует. Для них известно другое соотношение масса-радиус: чем больше масса белого карлика, тем меньше его радиус:*

$$R \approx 8 \cdot 10^3 \left(\frac{\mathcal{M}_\odot}{\mathcal{M}} \right)^{1/3} \text{ км}. \quad (18.3)$$

В случае же релятивистского вырожденного газа при выводе соотношения масса-радиус установлено, что радиус звезды стремится к нулю при достижении звездой предельной массы $\mathcal{M}_{\text{lim}} = 1,4\mathcal{M}_\odot$ (без учета вращения). Этот предел массы называется пределом Чандрасекара. Сила собственного тяготения звезды при массе большей чандрасекаровской будет настолько большой, что давление вырожденного газа не в состоянии удержать звезду в равновесии. Следовательно, звезда с $\mathcal{M} > 1,4\mathcal{M}_\odot$ может стать белым карликом лишь в том случае, если она предварительно сбросит избыток своей массы.

Что касается температуры, то внутри белого карлика она почти не меняется и на протяжении $0,98R$ сохраняет значение ~ 10 млн.К. В атмосфере температура уменьшается от миллионов до тысяч градусов.

Химический состав. Если в процессе эволюции звезды, превратившейся в конце концов в белый карлик, температура не поднималась до 100 млн.К, то, вероятно, весь белый карлик состоит из гелия ($\mu = 4$). У звезд большой массы в процессе их эволюции температура могла быть и больше, поэтому возможно существование белых карликов, вещество которых состоит из ядер магния ($\mu = 24$) или других тяжелых элементов.

Атмосферы некоторых белых карликов состоят из чистого водорода, но есть и чисто гелиевые атмосферы.

Энергетика. Основным источником светимости белого карлика является просто расход тепловой энергии ионов, запасенной в недрах звезды. Время охлаждения зависит от химического состава. Для случая карликов из чистого гелия оно оказывается порядка нескольких сотен миллионов лет. Магниевые карлики остывают намного быстрее. Остывая, белый карлик превращается в желтый, красный и, наконец, черный карлик. Наблюдаемые сейчас белые карлики находятся на разных стадиях остывания.

§19. НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ

Образование. *Нейтронными звездами называются гидростатически равновесные звезды, вещество которых состоит в основном из нейтронов.* Такие звезды образуются в процессе гравитационного коллапса массивных звезд, исчерпавших термоядерные источники энергии. Если в процессе эволюции масса центральной области звезды, лишенной запасов ядерного горючего, окажется больше предела Чандрасекара ($\sim 1,4M_{\odot}$), то баланс между силами тяжести и давления будет нарушен. В результате за несколько секунд центральные области звезды сжимаются до ядерных плотностей, подвергаясь одновременно процессу нейтронизации, который заключается в том, что ядра захватывают электроны и один из протонов ядра превращается в нейтрон с испусканием нейтрино. Нейтронизация вещества в центре звезды наступает при плотностях 10^9 - 10^{11} г/см³. В итоге вещество становится состоящим главным образом из нейтронов.

В случае, когда появление нейтронной звезды сопровождается вспышкой сверхновой, значительная часть массы звезды выбрасывается в космическое пространство, что указывает на возможность образования нейтронных звезд с массой меньшей чандрасекаровского предела.

Другую возможность появления нейтронных звезд представляет эволюция белых карликов в тесных двойных системах. Перетекание вещества со звезды-компаньона на белый карлик постепенно увеличивает его массу, и когда она достигнет величины $1,4M_{\odot}$, белый карлик превратится в нейтронную звезду.

Обычно принимают, что в Галактике одна нейтронная звезда возникает в среднем раз в 10 лет. Поскольку возраст Галактики $\sim 10^{10}$ лет, то в ней должно содержаться около миллиарда нейтронных звезд.

Физические характеристики и структура. Согласно теоретическим расчетам допустимые значения масс нейтронных звезд $(0,1-2,5)M_{\odot}$, радиусов – (10-20)км. Нейтронные звезды должны быстро вращаться вокруг своей оси ($P_{\min} = 5 \cdot 10^{-4}$ с) и обладать сильным магнитным полем ($H \sim 10^{12}$ - 10^{13} Гс).

Действительно, при коллапсе звезды ее момент количества движения и поток магнитного поля через поверхность сохраняются, т.е.

$$J\omega = \frac{2}{5}MR^2\omega = \text{const}, \quad 4\pi R^2H = \text{const}. \quad (19.1)$$

Тогда при уменьшении радиуса от R_0 до R угловая скорость и напряженность магнитного поля равны соответственно

$$\omega = \omega_0 \left(\frac{R_0}{R} \right)^2, \quad H = H_0 \left(\frac{R_0}{R} \right)^2. \quad (19.2)$$

Таким образом, уменьшение радиуса в 10^5 раз (от 10^{11} см до 10^6 см) приведет к увеличению ω и H в 10^{10} раз.

Равновесие нейтронной звезды поддерживается давлением вырожденного нейтронного газа, уравнение состояния которого имеет вид

$$P = 5,3 \cdot 10^6 \rho^{5/3} \text{ дин/см}^2. \quad (19.3)$$

Структура нейтронной звезды показана на рис. 21. Самый внешний слой звезды толщиной несколько сантиметров представляет собой электронно-ядерную плазменную оболочку с $T^\circ \sim 10^8 \text{ К}$. Существенно, что указанная температура характерна практически для всей нейтронной звезды: вследствие своей высокой теплопроводности она остывает «целиком» за счет нейтринного и электромагнитного излучений.



Рис.21. Внутреннее строение нейтронной звезды

Плотность вещества быстро увеличивается вглубь, достигая значения $4 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3$ на глубине $\approx 1 \text{ км}$. Электронно-ядерная плазма при $T^\circ \sim 10^8 \text{ К}$ становится твердой уже при $\rho \sim 10^{10} \text{ г/см}^3$. Отсюда следует, что под тонкой внешней газовой оболочкой должна находиться твердая кора, состоящая, по-видимому, из образующих кристаллическую решетку атомных ядер железа с примесью вырожденных электронов и имеющая толщину 1-7 км. Температура ее плавления – несколько сотен миллионов градусов. Глубже кристаллическая структура разрушается, вещество обогащается нейтронами и ведет себя как сверхтекучая нейтронная жидкость (исчезает вязкость), т.к. за счет колоссальной плотности ($\sim 10^{14} \text{ г/см}^3$) сверхтекучесть наступает при «охлаждении» вещества до $T^\circ \sim 10^{11} \text{ К}$, а нейтронные звезды заметно

холоднее. Присутствие здесь заряженных частиц (\sim по 4% протонов и электронов) придает этому веществу и свойства сверхпроводника (исчезает сопротивление). В центральных областях звезды при $\rho \sim 10^{15}$ г/см³ помимо нуклонов и электронов начинают играть существенную роль гипероны и μ -мезоны.

Результаты эксперимента по моделированию нейтронных звезд, проведенные в наземных физических лабораториях с использованием жидкого сверхтекучего гелия, полностью подтвердили рассмотренную выше модель «сырого яйца» строения нейтронной звезды.

История открытия. Существование нейтронных звезд было предсказано теоретически в начале 30-х годов Л.Д. Ландау. Их открытие произошло в Англии в 1967 г. и представляет собой пример serendipity – сказочно случайного открытия. Наблюдая на радиотелескопе Кембриджского университета на $\nu = 81,5$ МГц мерцания радиоисточников, аспирантка Джоселин Белл обнаружила радиосигнал в виде отдельных импульсов, следующих друг за другом с одним и тем же временным интервалом 1,337 секунды. Такие импульсные источники радиоизлучения были названы пульсарами (от английского слова «pulse» – импульс).

Решающим аргументом в пользу модели пульсара как быстро вращающейся замагниченной нейтронной звезды оказалось открытие радиопулсара в Крабовидной туманности, образовавшейся в результате вспышки сверхновой в 1054 г. в созвездии Тельца. Его период составляет 0,033 секунды. Если считать период повторения импульсов совпадающим с периодом вращения звезды, то так быстро может вращаться только нейтронная звезда.

Наблюдаемые проявления одиночных нейтронных звезд – радиопулсары. *Пульсарами называются источники космического импульсного радиоизлучения с очень большой стабильностью периода.* Они излучают в широком спектральном диапазоне – от метровых до сантиметровых волн включительно, молодые пульсары – даже в оптическом, рентгеновском и гамма-диапазоне.

Обозначение каждого пульсара состоит из 3^x букв – PSR (от английского слова pulsar) и 6 цифр, соответствующих значению небесных координат – прямому восхождению и склонению. Например, пульсар с самым коротким периодом PSR I937+21 имеет координаты на небе $\alpha = 19^{\text{h}}37^{\text{m}}$, $\delta = +21^{\circ}$.

Сейчас известно более 700 пульсаров. Их основная особенность в том, что импульсы приходят через определенное, характерное для каждого пульсара время (рис.22). Наблюдаемые периоды повторения

импульсов лежат в пределах от 0,00156с до 4,3с.

Со временем периоды пульсаров медленно увеличиваются. Так, у PSR 0531+21 в Крабовидной туманности период удваивается каждые 2000 лет. В рамках модели вращающейся нейтронной звезды это

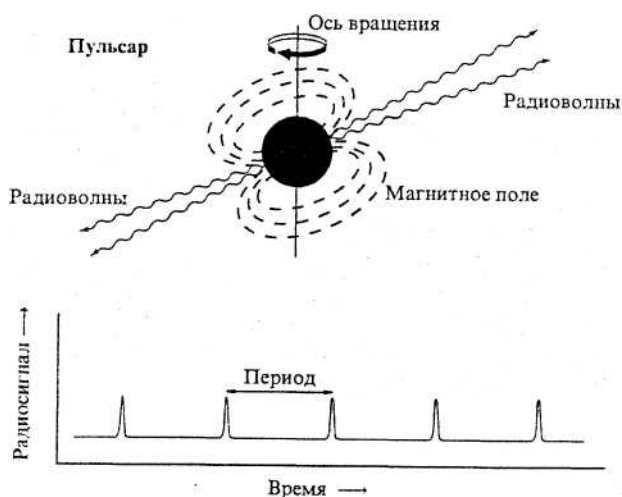


Рис.22. Концептуальная схема пульсара, показывающая быстро вращающуюся нейтронную звезду, которая излучает узкий пучок радиоволн из полярных областей.

явление естественным образом объясняется замедлением ее вращения вследствие «трения» магнитосферы об окружающую межзвездную плазму.

Иногда у некоторых пульсаров наблюдается скачкообразное изменение периода. Например, относительное изменение периода ($\Delta P/P$) у молодого пульсара в Крабе достигает величины $3 \cdot 10^{-9}$. Такое явление можно объяснить только реальным скачкообразным изменением периода вращения нейтронной звезды. Изменение периода вращения в свою очередь могло бы быть связано с резкими изменениями момента инерции твердой коры вследствие внезапной переменности ее формы. Вызванная замедлением вращения необходимость уменьшения степени сплюснутости, приводит к катастрофическим разрушениям коры – звездотрясениям. Момент инерции звезды уменьшается, и она начинает вращаться быстрее.

Модель Голда излучения пульсара (модель «маяка»). Согласно модели, предложенной американским астрофизиком Голдом, *пульсары, представляют собой вращающиеся замагниченные нейтронные звезды, у которых ось вращения не совпадает с магнитной осью (рис.22).*

При вращении звезды плазма увлекается ее магнитным полем и вращается вместе с ней до расстояния, на котором скорости частиц станут равны скорости света ($r = c/\omega_{вр}$). Это расстояние от оси вращения определяет радиус светового цилиндра. Заряженные частицы, ускорившиеся за счет энергии вращения до релятивистских скоростей,

покидают магнитосферу по выходящим за световой цилиндр силовым линиям. Таким образом, *вращающаяся замагниченная нейтронная звезда создает поток истекающей плазмы*. Так образуются в Галактике космические лучи.

Заряженные частицы, движущиеся вдоль магнитных силовых линий, излучают в направлении своего движения. Поэтому генерируемое в магнитосфере излучение ограничено конусом открытых силовых линий. При вращении звезды наблюдатель видит пульсар лишь в тот момент, когда этот конус направлен на Землю (эффект маяка). Тогда *период пульсара – это период вращения нейтронной звезды*.

Очевидно, что нейтронные звезды могут наблюдаться как пульсары лишь в том случае, если Земля попадает в диаграмму направленности их излучения.

Со временем вращение нейтронной звезды, эжектирующей (т.е. выбрасывающей) релятивистские частицы и электромагнитное излучение, замедляется, мощность ее излучения падает, так что радиопульсары с периодом большим 4,3 секунды наблюдать практически невозможно.

§20. ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ

Определение. Первым в истории науки высказал мысль о существовании черных дыр Джон Мичелл, священник из Англии. В 1784 г. он опубликовал статью, в которой показал, что звезда с $D = 500D_{\odot}$ и $\rho = \rho_{\odot}$ полностью остановит собственный свет, т.е. будет невидима. *Область пространства-времени, из которой ничто, даже свет, не может уйти на бесконечность, называется черной дырой.*

Французский ученый Лаплас пришел к этой идее в 1796 г. Из формулы для II космической скорости он получил выражение для гравитационного радиуса звезды: частица может уйти от тела с массой \mathcal{M} и радиусом R на бесконечность, если $V^2 \geq 2G\mathcal{M}/R$. Отсюда частица со скоростью V может покинуть тело, если его $R \geq 2G\mathcal{M}/V^2$. Свет может покинуть тело, если $R \geq 2G\mathcal{M}/c^2$. Если $R < 2G\mathcal{M}/c^2$, даже свет не может уйти с поверхности этого тела на бесконечность.

Радиус

$$R_g = \frac{2G\mathcal{M}}{c^2} \quad (20.1)$$

называется гравитационным радиусом звезды. Сферическая поверх-

ность, образованная этим радиусом, называется сферой Шварцшильда или горизонтом событий. Горизонт событий – это граница черной дыры. Черной дырой называется область пространства-времени внутри горизонта событий.

Гравитационный радиус для Земли равен 1 см, для Солнца – 2,9 км.

Плотность вещества черной дыры обратно пропорциональна квадрату массы, т.е. чем больше масса, тем меньше плотность. Плотность черной дыры с $M = 1M_{\odot} \sim 10^{20}$ кг/м³, т.е. больше ядерной. Плотность черной дыры с массой галактики $\sim 3 \cdot 10^4$ кг/м³, что значительно меньше плотности воздуха (1,293 кг/м³). У дыр с такой массой внутреннее состояние вещества с хорошим приближением может описать уравнение состояния идеального газа. Таким образом, дырам в общем случае не присущи какие-то особые состояния вещества: главным для них является то, что материя искривляет пространство-время до такой степени, что «разрывает» его, образуя в нем «дыру». Вещество и излучение могут проникать внутрь этой дыры, но не могут выйти из нее наружу, поэтому дыра называется, черной.

Образование. Черные дыры образуются в результате гравитационного коллапса массивной звезда, исчерпавшей запасы ядерной энергии. Рассмотрим пространственно-временную диаграмму гравитационного коллапса сферически-симметричной звезда (рис.23). Звезда, сжимаясь, уходит за свой горизонт событий. Там она продолжает сжиматься пока не прекратит свое существование в точке

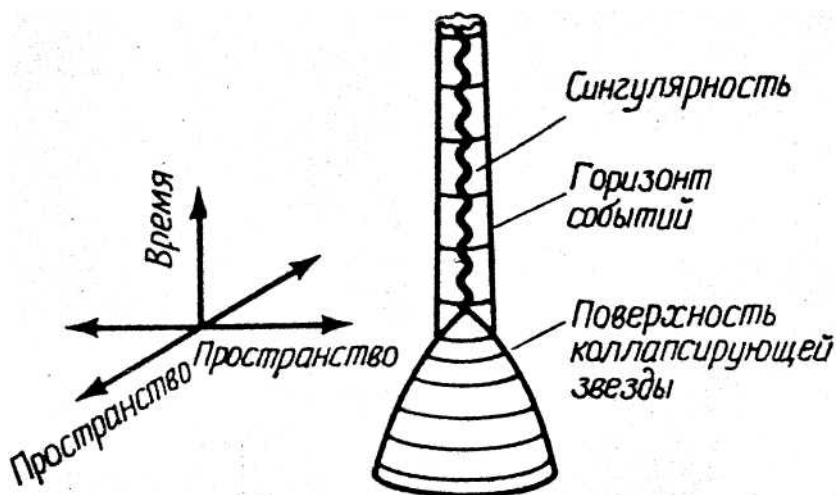


Рис.23. Образование черной дыры

в центре дары. В этой точке бесконечно давление, бесконечна плотность и бесконечна кривизна пространства-времени. Это место в пространстве-времени именуется сингулярностью.

Время коллапса. Существует два типа времени: координатное и собственное. *Координатное* – это то время, которое измеряет удаленный наблюдатель. *Координатное время коллапса равно бесконечности.* Внешний наблюдатель никогда не увидит, что тело упало на черную дыру. Последние несколько сантиметров до горизонта событий оно будет падать миллиарда лет. На самом горизонте событий течение времени полностью останавливается.

Собственное время – это время, которое измеряет по своим часам свободно падающий наблюдатель. По собственному времени тело, падающее с высоты 90км, врзается в сингулярность через 8 миллионных долей секунды при массе черной дыры $10M_{\odot}$.

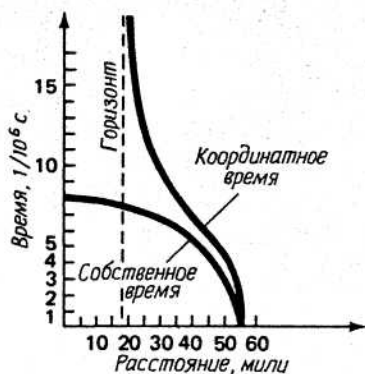


Рис.24. Связь между собственным и координатным временем для тела, падавшего в черную дыру с $M = 10M_{\odot}$ с начального расстояния 90 км.

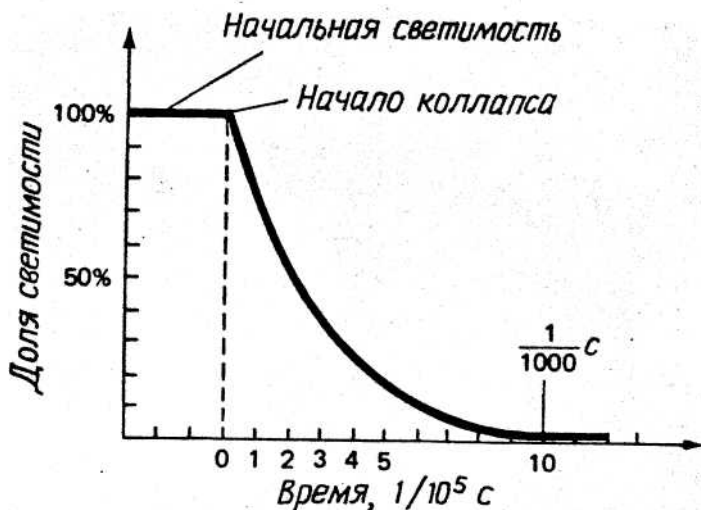


Рис.25. Светимость коллапсирующей звезды с $M = 10M_{\odot}$.

Светимость коллапсирующей звезда с $M = 10M_{\odot}$ всего через $1/1000$ секунды падает до 2% первоначальной. Всего миг – и бывшая яркая звезда становится совершенно черной.

Различные типы черных дыр. В процессе коллапса исчезают все характеристики умирающей звезда (хим.состав, плотность, температура и др.), кроме массы \mathcal{M} , электрического заряда Q и момента импульса a .

1. *Простейшая невращающаяся и электрически нейтральная черная дыра называется черной дырой Шварцшильда ($\mathcal{M} \neq 0, Q = 0, a = 0$), (рис.26).*

2. *Невращающаяся электрически заряженная черная дыра называется черной дырой Райснера-Нордстрема ($\mathcal{M} \neq 0, Q \neq 0, a = 0$).*

Можно полагать, что реальные черные дыры обладают зарядом лишь малой величины, т.к. если бы образовалась заряженная черная дыра,

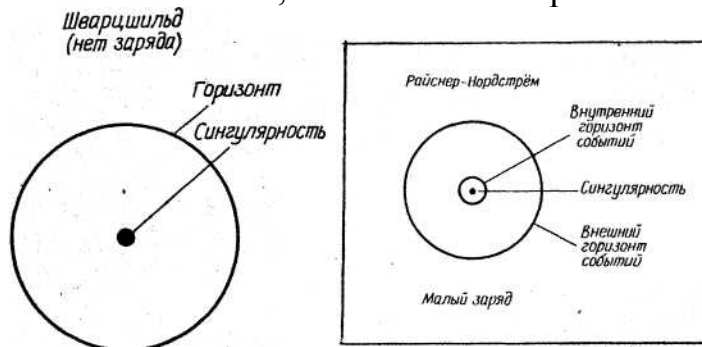


Рис. 26. Изображение черных дыр Шварцшильда и Райснера-Нордстрема в пространстве.

она вскоре бы стала нейтральной, вызвав диссоциацию окружающего ее газа. Сингулярность в заряженной черной дыре окружена двумя горизонтами событий – внутренним и внешним, т.е. с точки зрения удаленного наблюдателя существует два положения на разных расстояниях от сингулярности, где время останавливает свой бег (рис.26).

3. *Вращающаяся электрически нейтральная черная дыра называется черной дырой Керра ($\mathcal{M} \neq 0, Q = 0, a \neq 0$). Реальные черные дыры должны иметь очень быстрое вращение $\omega_{\max} \sim c/R_g \sim 10^5 \text{ с}^{-1}$. В керровской черной дыре сингулярность – это кольцо в середине дыры (рис.27).*

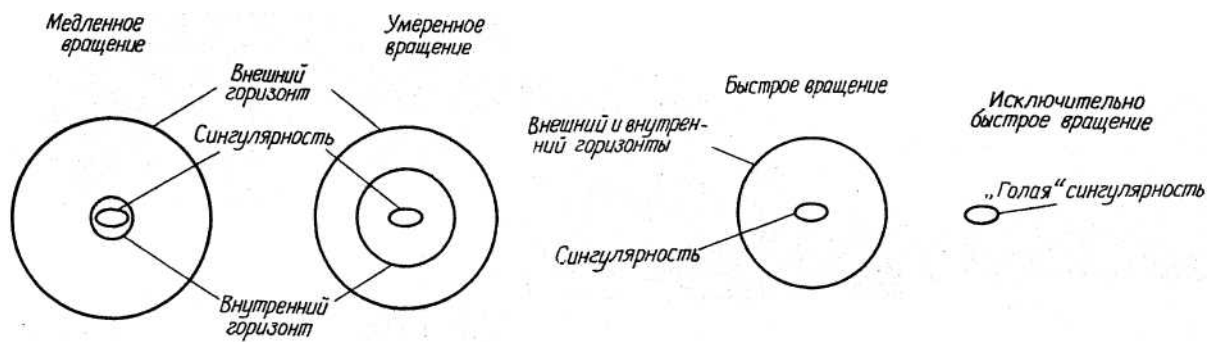


Рис.27. Изображение керровских черных дыр в пространстве

Горизонт событий вращающейся черной дыры окружен еще одной поверхностью, которая называется пределом статичности. *Предел статичности – это сфера, на которой нужно двигаться со скоростью света, чтобы оставаться на одном и том же месте.* Предел статичности расположен выше горизонта событий, т.е. еще задолго до приближения к горизонту событий космонавт обнаружит, что должен двигаться со скоростью света, чтобы оставаться в покое. *Область между пределами статичности и горизонтом событий называется эргосферой* (рис.28). Любое тело, попавшее в эргосферу, оказывается

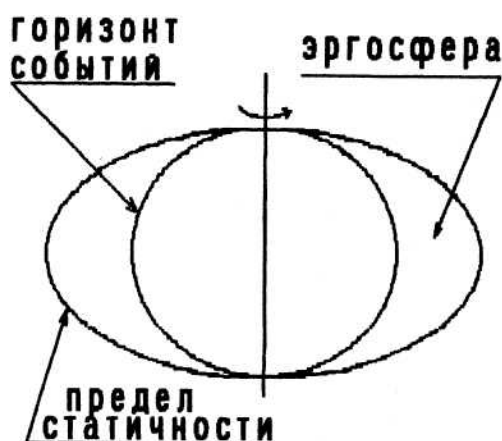


Рис.28. Меридианальное сечение вращающейся черной дыры

вовлеченным во вращательное движение вместе с дырой.

Одно из удивительных свойств эргосферы обнаружил Пенроуз. Если тело распадается в эргосфере на две части, одна из которых упадет на черную дыру, то часть, выбрасываемая из эргосферы, может вынести огромное количество энергии. Отношение этой энергии к полной начальной энергии составляет 30% (для сравнения – в реакции слияния ядер водорода выделяется 0,7% полной энергии вещества). Таким образом, от вращавшихся черных дыр можно получить большее количество энергии.

4. *Вращающиеся электрически заряженные черные дыры называются черными дырами Керра-Ньюмэна ($M \neq 0$, $Q \neq 0$, $a \neq 0$).* Решение уравнений, описывающих геометрические свойства этих черных дыр, было получено в 1965 г.

Законы термодинамики черных дыр. Основные свойства черных дыр можно сформулировать в виде четырех законов, аналогичных началам термодинамики.

0 начало термодинамики	0 начало термодинамики черных дыр
По всему объему тела, находящегося в тепловом равновесии, температура постоянна $T = \text{const}$	По всему горизонту событий черной дыры ускорение силы тяжести постоянно $Q = \text{const}$ $g = G\mathfrak{M}/R_g^2 = \frac{G\mathfrak{M}c^4}{4G^2\mathfrak{M}^2} = \frac{c^4}{4G\mathfrak{M}} \sim \frac{1}{\mathfrak{M}}$
I начало	I начало
Приращение внутренней энергии системы определяется суммой изменения ее энтропии и совершаемой работы над телом при изменении углового момента на δJ $\delta U = T\delta S + \Omega\delta J$	Приращение энергии черной дыры определяется суммой изменения ее площади поверхности и совершаемой работы над черной дырой при изменении ее углового момента на δJ и заряда на δQ $\delta \mathfrak{M}c^2 = g \frac{\delta A c^2}{8\pi G} + \frac{a c^2 \delta J}{a^2 + R_g^2} + \frac{R_g Q c^2 \delta Q}{a^2 + R_g^2}$, где $A = 2\pi R_g^2$, $a = J/\mathfrak{M}c$
II начало	II начало
Энтропия изолированной физической системы никогда не убывает $\delta S \geq 0$	Ни при каком физическом процессе суммарная площадь поверхности участвующих в этом процессе черных дыр не убывает $\delta A \geq 0$
III начало	III начало
Никакой конечной последовательностью операций и физических процессов нельзя понизить температуру физической системы до абсолютного нуля.	Никакой конечной последовательностью операций и физических процессов нельзя понизить поверхностную гравитацию черной дыры до абсолютного нуля. Абсолютный нуль ускорения силы тяжести на горизонте событий соответствует экстремально вращающейся Керр-овой дыре, когда горизонт событий исчезает и сингулярность становится голой.

Испарение черных дар. После образования черная дыра начинает испаряться, т.е. с постоянной скоростью рождать частицы и излучать их как абсолютно черное тело с постоянной температурой. Как показал Хокинг, температуру черной дыры можно оценить по формуле

$$T^{\circ} \sim \frac{\hbar g}{2\pi c k} = \frac{\hbar G \mathcal{M}}{2\pi c k R_g^2} = \frac{\hbar G \mathcal{M} c^4}{2\pi c k \cdot 4G^2 \mathcal{M}^2} = \frac{\hbar c^3}{8\pi G k \mathcal{M}} \sim \frac{10^{-6}}{\mathcal{M}/\mathcal{M}_{\odot}} \quad (20.2)$$

Таким образом, черные дыры имеют температуру, которая обратно пропорциональна их массе.

Как же черные дары будут излучать энергию, если ничто не может пересечь изнутри их горизонт событий? Ответ на этот вопрос дает квантовая механика. Это квантовомеханическое явление есть следствие принципа неопределенности Гейзенберга: произведение неопределенности импульса частицы на неопределенность ее положения не может быть меньше константы

$$\Delta x \Delta p \geq \text{const}, \Delta E \Delta t \geq \text{const}, \Delta m c^2 \Delta t \geq \text{const}.$$

В силу этого принципа частица, первоначально находившаяся в одной области пространства, позже может быть обнаружена в другой области пространства, даже если ее энергия гораздо меньше высоты энергетического барьера, разделяющего эти две области. Таким образом, *частицы могут пересекать горизонт событий вследствие туннельного эффекта и поэтому черная дыра будет терять массу, т.е. испаряться.*

Количество энергии, излученное черной дырой в единицу времени, пропорционально площади ее поверхности и четвертой степени температуры

$$L = 4\pi R_g^2 \sigma T^4 = \frac{4\pi (2G\mathcal{M})^2 \sigma \hbar^4 c^{12}}{c^4 (8\pi G k \mathcal{M})^4} = \frac{\sigma \hbar^4 c^8}{256\pi^3 G^2 k^4 \mathcal{M}^2} \sim \frac{3 \cdot 10^{-20}}{(\mathcal{M}/\mathcal{M}_{\odot})^2} \text{ эрг/с.} \quad (20.3)$$

При $\mathcal{M} = 1\mathcal{M}_{\odot}$ $L = 3 \cdot 10^{-20}$ эрг/с. За 10 млрд лет черная дыра излучит энергию 10 эрг или потеряет вследствие квантового излучения 10^{-1} г своей массы.

По мере испарения черной дыры ее светимость увеличивается и на последнем этапе эволюции черная дыра взорвется. За последние 0,1 секунда выделится энергия 10^{30} эрг.

Время жизни черной дары

$$t \sim 10^{64} \left(\frac{\mathcal{M}}{\mathcal{M}_{\odot}} \right)^3 \text{ лет.} \quad (20.4)$$

Поиски черных дар. Астрономы ищут неизолированные черные дары. Ими могут быть черные дары – компоненты двойных систем.

Черная дыра натягивает на себя часть вещества спутника и вокруг нее образуется аккреционный диск. Вещество в диске движется по спирали, приближаясь к черной дыре. Как только газ достигнет внутреннего края диска, он всасывается внутрь черной дыры. За счет трения между соседними газовыми струями вещество диска разогревается до $T \sim 10^7 - 10^8 \text{K}$ и будет светиться в рентгене. Поэтому черные дыры ищут среди рентгеновских источников излучения. Кандидатом в черные дыры с $M \sim 4-8M_{\odot}$ является рентгеновский источник Лебедь x-1.

Литература к главе III. [6], [7] гл. XVII, [12] гл. 5, 6, 9, 10, [13], [14], [18] гл. 4, [20], [23], [24], [25], [26], [27], [30], [31], [32], [33], [34], [35], [39], [43] §10.6-10.9, §10.11.

Журнальные статьи

1. Алиев А.Н., Гольцов Д.В. Замагниченные черные дыры // Успехи физических наук. – 1989. – Т.157, вып.1. – с.129.
2. Амнуэль П.Р. Планетарные туманности // Земля и Вселенная. – 1985. – №5. – с.36-43.
3. Бете Ч.Х, Браун Дж. Как взрывается сверхновая // В мире науки. – 1985. – №7. – с.26.
4. Бисноватый-Коган Г.С. Пульсары – новые открытия и проблемы // Природа. – 1995. – №2. – с.15-24.
5. Вусли С, Уивер Т. Грандиозная сверхновая 1987г // В мире науки. – 1989. – №10. – с.14-23.
6. Гринин В.П., Тэ П.О. Звезды с молодыми протопланетными дисками // Земля и Вселенная. – 1995. – №6 – с.3-10.
7. Крюгель Э., Шустов Б.М. Пыль в космосе // Наука и человечество, 1989: Доступно и точно о главном в мировой науке. Междунар. ежегодник / Редкол. А.А. Логунов (предс.) и др. – М.:Знание, 1989. – с.280-296.
8. Новиков И.Д. Черная дыра как тепловая машина и квантовый источник энергии // Земля и Вселенная. – 1986. – №2. – с.19-31.
9. Рудницкий Г.М. Межзвездные молекулярные облака // Земля и Вселенная. – 1992. – №2. – с.9-17.
10. Уиллер Дж. К. Даркнесс Р.П. Гелиевые сверхновые // В мире науки. – 1988. – №1. – с.14-23.
11. Цыган А.О. Электрические поля нейтронных звезд // Природа. –

1994. – №8. – с.82.
12. Черепашук А.М. Черные дыры: новые данные // Земля и Вселенная. – 1992. – №3. – с.23-30.
 13. Яковлев Д.Г. Строение нейтронных звезд // Земля и Вселенная. – 1992. – №3. – с. 14-22.

Глава IV

ВНУТРЕННЕЕ СТРОЕНИЕ ЗВЕЗД

§21. СТАТИСТИКА, МЕТОДЫ ОБНАРУЖЕНИЯ И РОЛЬ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД В СОВРЕМЕННОЙ АСТРОНОМИИ

Двойной называется гравитационно связанная система двух звезд, обращающихся по эллиптическим орбитам вокруг общего центра масс. Двойственность является скорее правилом в мире звезд, чем исключением. По современным оценкам более половины всех звезд входят в состав двойных или кратных систем. Так, по данным Хейнтца (США) из 100 случайно выбранных систем у 70 имеются компоненты, а из 6 ближайших к Солнцу звезд 5 являются двойными или кратными: α Центавра (тройная), звезда Барнарда (с невидимым спутником), звезда Лаланд 21185 (тоже), Сириус (визуально-двойная), звезда L728-8 (тоже) и лишь звезда Вольф 359, возможно, одинока.

Мир двойных звезд чрезвычайно многообразен, и прежде всего потому, что расстояния между компонентами бывают самые разные. Есть тесные, почти касающиеся друг друга звезды с периодом обращения всего десятки минут, и очень широкие пары, совершающие оборот за несколько миллионов лет, причем размеры орбит доходят до десятков тысяч астрономических единиц.

Сравнительно широкие пары, компонент которых видны в телескоп раздельно, называют визуально – двойными. Они стали объектом изучения многих ученых в XIX столетии да и в настоящее время, хотя интерес к ним сейчас несколько упал. А в середине прошлого века двойные звезды дали физике доказательства закона всемирного тяготения, привели к правильным представлениям о массах звезд.

Очень тесную или далекую пару в телескопе «разрешить» невозможно. *О двойственности такой звезды можно узнать по периодическим смещениям спектральных линий, вызванных, согласно эффекту Доплера, приближением и удалением компонентов. Отсюда и название – спектрально-двойные.* Физика от открытия этих звезд вновь только выиграла, т.к. получила неоспоримое доказательство справедливости эффекта Доплера.

Если Земля окажется в плоскости орбиты двойной звезды, то

можно видеть затмения одного компонента другим, то есть ослабление общего, суммарного блеска звезды. Такие звезды называются затменно-двойными. Сейчас их известно более 6000, и они составляют ту группу двойных звезд, у которых размеры компонент сравнимы с размером орбиты. Это тесные двойные системы. Анализ изменений блеска таких пар в сочетании со спектральными наблюдениями позволяет определять массы звезд-компонент, их размеры, плотности, светимости. Тесные двойные звезды дают дополнительную возможность судить об эффективных температурах и внутреннем строении звезд, а также позволяют изучать взаимодействие между компонентами, которое приводит к существенному отличию их эволюции от эволюции одиночных звезд.

Физическое значение тесных двойных систем увеличивается еще и благодаря тому, что они найдены среди всех типов звездного населения. Почти все звезды со сложными спектрами, большинство новых и звезд типа Вольфа-Райе сейчас рассматриваются как тесные двойные системы.

Интерес к изучению двойных звезд, особенно на поздних стадиях эволюции, значительно возрос с начала 1970-х годов после открытия принципиально новых объектов – рентгеновских двойных систем с компактным компаньоном (нейтронной звездой или черной дырой), полярных, содержащих белый карлик с сильным магнитным полем, двойных радиопульсаров, знаменитого объекта SS433, по праву считающегося «загадкой века», и других экзотических объектов.

Расчеты показывают, что около 30% звезд типа Солнца могут иметь по соседству тела с $M < 0,01M_{\odot}$, т.е. планеты. Не исключено, что именно астрономия двойных звезд даст, наконец, убедительные доказательства существования других планетных систем похожих на Солнечную.

§22. ТЕСНЫЕ ДВОЙНЫЕ СИСТЕМЫ

Рождение звездных пар. Тесные пары образуются путем деления вращающегося протозвездного облака. На вещество вращающегося и сжимающегося облака действуют две силы: сила притяжения, направленная к центру, и центробежная сила, направленная от центра и препятствующая сжатию. На первых этапах преобладает сила притяжения, которая приводит к сжатию облака, а следовательно, к возрастанию скорости вращения. Центробежная сила растет быстрее, чем сила притяжения, и, следовательно, может наступить момент, когда эти две силы сравняются по величине и сжатие прекратится. Однако,

расчеты показывают, что прежде, чем это произойдет, вещество облака при вращении примет форму тороида («бублика»). Эта конфигурация неустойчива: она быстро превращается в пару сгустков, которые вращаются относительно общего центра масс. *В орбитальном движении сгустков заключена большая доля вращательного момента материнского облака. Тем самым будущие звезды избавляются от лишнего момента и получают возможность сжиматься дальше. Таким образом, образование тесных двойных систем – вполне закономерный и даже необходимый этап в процессе рождения звезд.*

Широкие звездные пары могут образовываться и путем объединения двух по-соседству сформировавшихся звезд.

Предельная поверхность Роша. Форма звезды определяется поверхностью равного потенциала. У одиночных звезд потенциал обратно пропорционален расстоянию от центра

$$U = -\frac{GM}{r}. \quad (22.1)$$

Поверхность равного потенциала $r = \text{const}$ будет поверхностью шара. Именно поэтому одиночные звезды имеют шарообразную форму, причем равновесный радиус этого шара соответствует минимуму полной энергии звезды.

Поверхность равного потенциала в тесной двойной системе, называемая предельной (критической) поверхностью Роша, имеет форму песочных часов с точечной перемычкой между обеими полостями - точкой Лагранжа L_1 (рис.29). В этой точке равнодействующая трех сил (центробежной и притяжения обеих звезд) равна нулю. Радиус предельной поверхности Роша зависит от отношения масс компонентов и величины большой полуоси орбиты a :

$$R_1 = a(0,38 + 0,21g M_1/M_2). \quad (22.2)$$

Поверхность Роша определяет наибольшие возможные размеры компонентов тесной двойной системы, при которых звезды сохраняют устойчивость. Частицы газа, выходящего за ее пределы, уже перестают принадлежать породившему их компоненту и оказываются во власти другого компонента или всей системы в целом.

Классификация Копала. Учитывая решающую роль предельной поверхности Роша в процессе эволюции, американский ученый Копал предложил классифицировать тесные двойные системы по размерам компонентов относительно этой поверхности (рис.29).

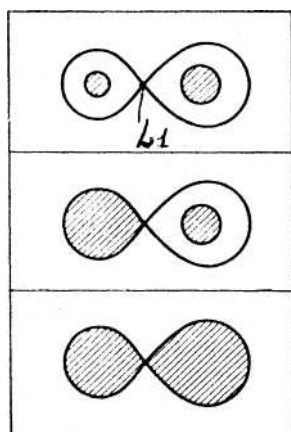


Рис.29. Три типа тесных двойных систем: разделенные, полуразделенные и контактные системы.

Системы, в которых оба компонента не достигают поверхности Роша, называется разделенными. Если один из компонентов достигает поверхности Роша, система называется полуразделенной. Когда оба компонента заполняют свои полости Роша, систему называют контактной.

Парадокс Алголя. Первые указания на то, что эволюция звезды, входящей в тесную двойную систему, будет отлична от эволюции одиночной звезды, следовали из парадокса Алголя. В системе звезд β Персея менее массивная звезда обогнала в эволюции свою более массивную соседку: она уже покинула главную последовательность и превратилась в субгигант, а более массивная звезда еще находится на ГП. Нет причин сомневаться в том, что звезды образовались одновременно. Тогда возникает вопиющее противоречие с основным результатом теории эволюции одиночных звезд – чем массивнее звезда, тем быстрее она сходит с ГП. Выход из этого противоречия был найден в предположении, что в тесной двойной системе масса звезды не сохраняется в процессе эволюции и первоначально менее массивная звезда может стать более массивной в результате обмена массой между компонентами.

Перемена ролей. Теория эволюции одиночных звезд утверждает, что, уходя с главной последовательности, звезда расширяется (рис.15). В процессе этого расширения более массивная звезда первой может заполнить свою полость Роша, и вещество через точку Лагранжа будет перетекать на спутник (рис.30). При этом может случиться так, что в ходе обмена массой первоначально более массивная звезда станет менее массивной и наоборот. Роли компонентов поменяются! Получится система, в которой более массивная звезда (бывший спутник) все еще находится на ГП, а менее массивная звезда (бывший главный компонент) уже расширится до размеров субгиганта. Так, по-видимому, и обстоит дело в системе Алголя.

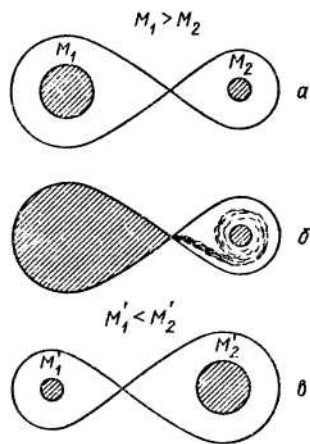


Рис.30. Перемена ролей в тесной двойной системе.

Механизм перемены ролей играет принципиальную роль в эволюции двойной системы. Если бы не было обмена массой и первоначально более массивная звезда так и осталась более массивной, то при коллапсе ее железного ядра и взрыве сверхновой из двойной системы была бы выброшена практически вся ее масса. Ведь масса нейтронной звезды в 10-20 раз меньше массы массивной звезды, из которой она образуется. Система заведомо потеряет более половины своей массы и распадется. Таким образом, *без перемен ролей система погибнет как двойная.*

Определение тесной двойной системы. *Тесной двойной системой называется система, в которой в процессе эволюции происходит обмен массой между компонентами.*

Сценарий эволюции массивной тесной двойной системы. Сценарий – это логически самосогласованная эволюционная последовательность, опирающаяся, с одной стороны, на общие свойства эволюционных моделей звезд, а с другой стороны – на характеристики соответствующих типов звезд, которые получают из наблюдений.

Первый этап эволюции массивной тесной двойной системы, т.е. системы, имеющей хотя бы одну компоненту с $M > 10M_{\odot}$, включает пять стадий.

I стадия. Размер звезд существенно меньше размеров критической полости Роша, так что звезды практически «не чувствуют» друг друга (рис.31). Продолжительность этой стадии примерно равна времени ядерного горения водорода в более массивном компоненте.

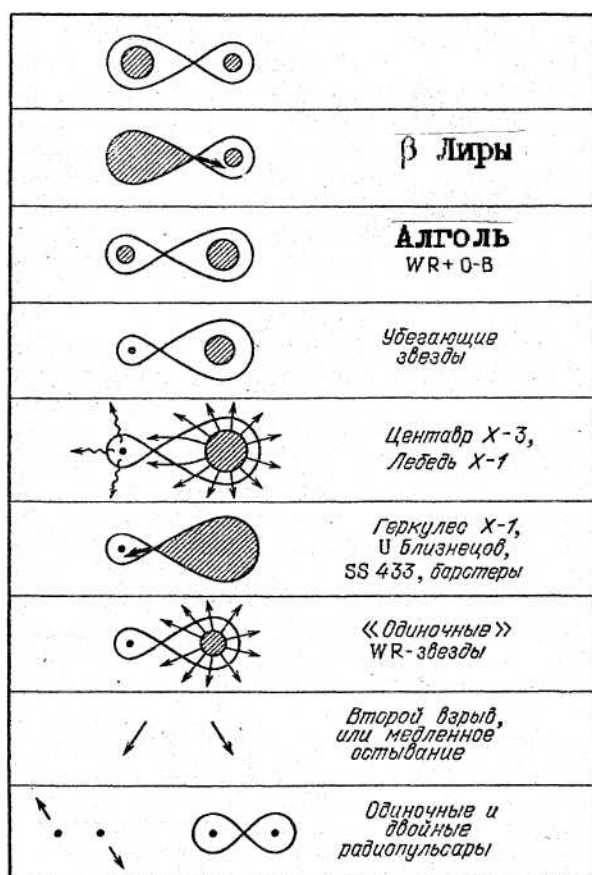


Рис.31. Сценарий эволюции массивной тесной двойной системы

II стадия. Более массивная звезда первой покидает главную последовательность и попадает в область голубых сверхгигантов. Звезды по-прежнему не заполняют полость Роша. Продолжительность этой стадии определяется временем горения в слоевом источнике и составляет примерно 0,1 часть от времени горения водорода. Конечно продолжительность стадии также зависит от расстояния между звездами.

III стадия. В некоторый момент времени более массивная звезда заполняет свою полость Роша и начинает истекать на соседку. Темп истечения существенно зависит от отношения масс компонентов, а также от расстояния между ними. После того, как массы звезд уравняются, темп обмена массой замедляется. Следует подчеркнуть, что на стадии III возможно образование общей оболочки. Заполнение полости Роша происходит тем позже, чем больше период и большая полуось орбиты двойной системы. Поэтому короткопериодические системы заполняют полость Роша еще на стадии горения водорода, системы с большим периодом – на стадии горения слоевого источника, затем гелия и т.д. В соответствии с этим двойные системы делят на три типа: А, В, С.

IV стадия. В процессе обмена масса оболочки звезды перетекает на соседку либо полностью (консервативный обмен), либо частично

(неконсервативный обмен). После обмена от звезды остается гелиевое ядро с $M \approx 8M_{\odot}$. Считается, что звезды Вольфа-Райе (WR) являются именно такими звездами.

V стадия. Когда гелий и более тяжелые элементы выгорают, образуется железное ядро с массой большей чандрасекаровского предела, которое коллапсирует. При этом образуется нейтронная звезда с $M \sim 1,5-2M_{\odot}$, а остальная часть вещества выбрасывается из системы. Быстрый выброс вещества всегда приводит к тому, что меняется большая полуось и орбита становится эксцентричной. Благодаря перемене ролей система не распадается после первого взрыва, т.к. для распада необходимо, чтобы она потеряла более половины своей массы. Очевидно, в рассмотренном консервативном сценарии этого никогда не происходит, т.к. взрывается менее массивная звезда.

Итак, образовавшаяся двойная система состоит из нормальной звезды и нейтронной звезды. Начинается второй этап эволюции двойной системы – теперь первоначально менее массивная звезда проходит все пять описанных выше стадий. Ко второму взрыву двойная система подходит с обратным отношением масс – взрывается более массивная звезда. Система распадается. Возникают две одиночные нейтронные звезды.

§23. НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ В ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ

Аккреция на релятивистскую звезду как источник энергии. *Падение вещества под действием силы тяжести называется аккрецией, а звезда, на которую падает вещество, аккрецирующей.* Аккреция на релятивистскую звезду является эффективнейшим механизмом выделения энергии. При падении на нейтронную звезду 1 г вещества выделяется энергия 10^{13} Дж, а при сгорании 1 г вещества в ядерных реакциях – только 10^{11} Дж.

Аккрецию удобно характеризовать количеством вещества, выпадающего на поверхность звезды в единицу времени. Эту величину называют темпом аккреции и обозначают \dot{M} . Она показывает, как быстро меняется с течением времени масса звезды.

Пусть окружающий звезду газ свободно падает на ее поверхность, разогревается при ударе, а затем излучает всю кинетическую энергию, приобретенную в процессе падения. Вблизи поверхности кинетическая энергия 1 г газа будет равна $V^2/2 = GM/R$, а полная

СВЕТИМОСТЬ

$$L = \dot{M} \frac{GM}{R} \quad (23.1)$$

Для нейтронных звезд $GM/R \approx (0,1-0,3)c^2$, значит, для них $L \approx (0,1-0,3)\dot{M}c^2$. Таким образом, при аккреции на нейтронную звезду, которая ускоряет падающее вещество почти до скорости света, может выделиться в виде излучения 10-30% полной энергии падающего вещества. Это в 100 раз больше, чем та доля массы покоя, которая выделяется при термоядерных реакциях синтеза гелия из водорода.

Белые карлики почти в 1000 раз больше нейтронных звезд. Это делает механизм аккреции в 1000 раз менее эффективным. При аккреции на белый карлик выделяется не 10% массы покоя, а всего 0.01%, т.е. меньше, чем при термоядерных реакциях.

Светимость аккрецирующей звезды пропорциональна темпу аккреции, и, следовательно, наиболее мощные источники должны находиться там, где есть много газа. Например, в тесных двойных системах необходимое количество вещества может поставляться на нейтронную звезду ее спутником – нормальной звездой.

Режим аккреции на компактную звезду. Вещество, необходимое для работы «аккреционной машины» в двойной системе, может поставляться на компактную звезду двумя путями: либо в виде звездного ветра, либо в виде струи газа, текущей от нормальной звезды через точку Лагранжа (рис.32). В обоих случаях вещество, захваченное компактной звездой, обладает относительно нее вращательным моментом, поэтому, прежде чем упасть на поверхность, оно образует вокруг звезды газовое кольцо. Вращение кольца является дифференциальным, т.е. происходит с разной угловой скоростью на разных расстояниях. Между соседними слоями возникает трение, приводящее к обмену вращательными моментами между ними. Кольцо расплзается в тонкий аккреционный диск. Внутренние слои, отдавая свой вращательный момент внешним, приближаются к аккрецирующей звезде, причем каждый элемент газа в диске движется по сильно закрученной спирали.

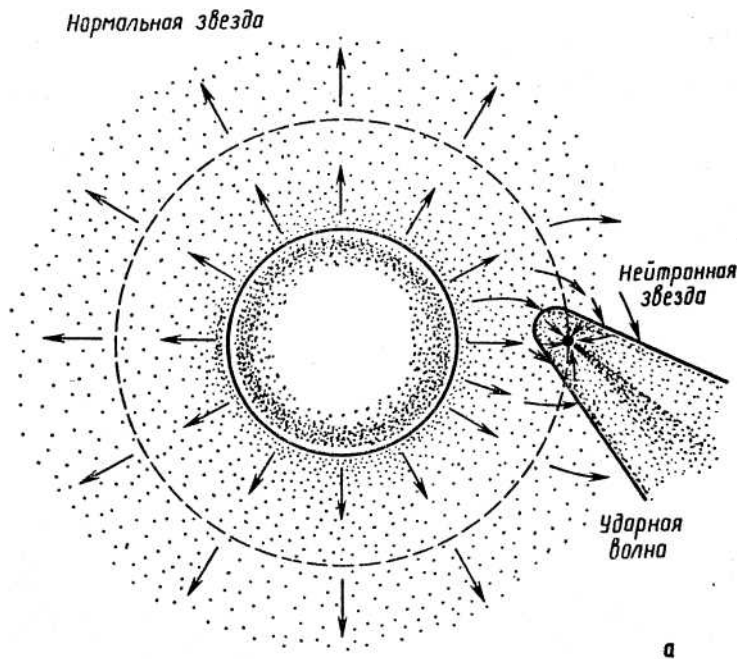
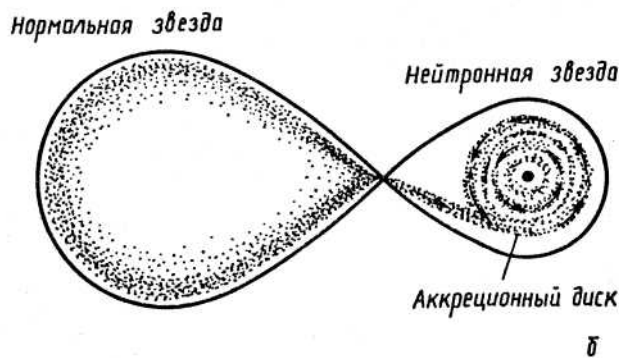


Рис.32. Два типа перетекания вещества в двойной системе, состоящей из нормальной и нейтронной звезд



При темпе аккреции $\sim 10^{15}$ кг/с температура во внутренних частях диска достигает десятков миллионов градусов и вещество диска светится, в рентгене.

Если аккрецирующая звезда обладает очень сильным магнитным полем, т.е. является, например, нейтронной звездой с $H \sim 10^{12}-10^{13}$ Гс, то на расстоянии в несколько тысяч километров от звезды магнитные силы становятся сравнимыми с гравитационными — диск разрушается. Вещество вследствие различных магнитогидродинамических неустойчивостей проникает внутрь магнитосферы нейтронной звезды. Там оно «вмораживается» в магнитные линии и стекает на магнитные полюса нейтронной звезда. Здесь, на площади в несколько квадратных километров, вся кинетическая энергия падающего вещества превращается в рентгеновское излучение. В сильном маг-

нитном поле плазма излучает анизотропно, что совместно с вращением нейтронной звезды приводит к явлению рентгеновского пульсара.

Эволюция нейтронной звезды в тесной двойной системе. Эволюция нейтронной звезды состоит в медленном изменении режимов ее взаимодействия с окружающей средой. Взаимодействие нейтронной звезды с окружающей средой характеризуют три параметра: темп аккреции, величина магнитного поля и скорость вращения. Чем сильнее темп аккреции и магнитное поле, тем быстрее меняется скорость (а значит, и период) ее вращения. Как оказалось, именно от величины скорости вращения существенно зависят астрофизические проявления нейтронной звезда в тесной двойной системе.

Возможны 3 режима взаимодействия нейтронной звезды с окружающей ее веществом: эжекция, пропеллер, аккреция (рис.33). По-видимому, нейтронные звезда рождаются с крайне малыми периодами (порядка 10^{-3} с). Впервые несколько десятков тысяч лет после рождения нейтронная звезда в двойной системе эволюционирует подобно радиопульсару. Вследствие излучения энергии и выброса релятивистских частиц она тормозится до $P \sim 0,1$ с. Мощность излучения падает как P^{-4} . Этот режим называется режимом эжекции. По достижении некоторого критического периода вращения, при котором сила гравитации, наконец, становится больше силы давления эжектируемого звездой вещества, пульсар затухает. Эжекция прекращается, но аккреция еще невозможна. Наступает новый режим – режим пропеллера. Замедление вращения нейтронной звезды на этой стадии (она мо-

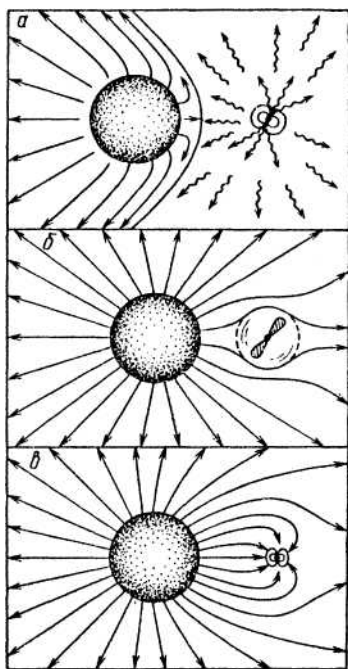


Рис.33. Состояния нейтронной звезды в двойной системе: а – эжектирующий пульсар; б – пропеллер; в – аккрецирующая нейтронная звезда.

жет продолжаться сотни тысяч лет) происходит вследствие отбрасывания аккрецируемой плазмы. Наконец ее период настолько увеличивается, что вращение магнитного поля перестает мешать аккреции, вещество падает на поверхность нейтронной звезды и вспыхивает рентгеновский пульсар. В этом режиме происходит ускорение вращения нейтронной звезды, т.к. вещество, вращающееся в диске, прежде чем упасть на поверхность звезды, должно отдать ей свой вращательный момент.

Когда нормальная звезда заполнит полость Роша и темп аккреции резко возрастет, нейтронная звезда переходит в стадию супераккреции, при которой часть падающего на аккреционный диск вещества отбрасывается от него в виде двух противоположно направленных плазменных струй. Возможно на этой стадии находится тесная двойная система известная как объект SS433 в созвездии Орла (каталог Стафенсона и Сандулака, объект №433).

После обмена массой от нормальной звезды остается гелиевое ядро (звезда Вольфа-Райе) и образуется разделенная система. Нейтронная звезда опять попадает в режим пропеллера. После взрыва нормальной звезды система распадается, а нейтронная звезда становится эжектирующей звездой-радиопульсаром.

Наблюдаемыми проявлениями нейтронных звезд в тесных двойных системах являются рентгеновские пульсары, и рентгеновские барстеры.

Рентгеновские пульсары были открыты с борта специализированного рентгеновского спутника «Ухуру», запущенного в 1970г. К настоящему времени их известно свыше 70. Периоды повторения импульсов рентгеновского излучения заключены в пределах от сотых долей секунды до сотен секунд. Спектр излучения в отличие от радиопульсаров имеет тепловую природу. Но самое главное отличие состоит в том, что рентгеновские пульсары не замедляются, а ускоряются. В таблице 5 приводятся характеристики наиболее изученных рентгеновских пульсаров.

Рентгеновские пульсары

Название	Период пульсара, секунды	Орбитальный период, дни	Нормальная компонента	Характерное время ускорения, годы	L/L_{\odot}
A 0538-66	0,069	16,66	Ve	–	200000
Геркулес X-1	1,24	1,7	HZ Her	340000	2500
4U 0115+63	3,61	24,31	B	30000	2500
Центавр X-3	4,84	2,087	06I-II	3400	12000
GX 1+4	122	>15	M6III	47	10000
4U 1538-52	529	3.73	VOI	> 500	1200
X Персея	835	580?	09	1400	2,5

Все рентгеновские пульсары входят в состав тесных двойных систем, в которых одна из звезд является нейтронной звездой. Основным источником энергии свечения рентгеновских пульсаров оказалась гравитационная энергия, выделяющаяся при аккреции газа на нейтронную звезду. Наблюдаемые светимости пульсаров, в тысячи раз превосходящие светимость Солнца, соответствуют темпу аккреции $\sim 10^{18}$ г/с $\approx 1,5 \cdot 10^{-8} M_{\odot}$ /год.

Основная доля энергии пульсара выделяется на магнитных полюсах нейтронной звезды. Там плазма, скатывающаяся по магнитным силовым линиям, ударяется со скоростью ~ 100 тыс.км/с о твердую поверхность и разогревается до температуры в миллиарды градусов. Нейтронная звезда двумя рентгеновскими лучами, подобно гигантскому вращающемуся прожектору, освещает Вселенную. Периодически луч попадает на Землю, и тогда мы видим пульсар. Импульсы излучения рентгеновских пульсаров менее выражены и не такие тонкие как у радиопулсаров. Это означает, что луч прожектора рентгеновских пульсаров значительно шире, чем у радиопулсаров.

Барстеры – это вспыхивающие рентгеновские источники с периодами повторения вспышек от нескольких минут до нескольких суток. С момента открытия (1975г.) обнаружено более 50 рентгеновских барстеров. Для большинства из них время нарастания вспышки 0,1-10 секунд, время затухания – 3-100 секунд (рис.34). Светимость

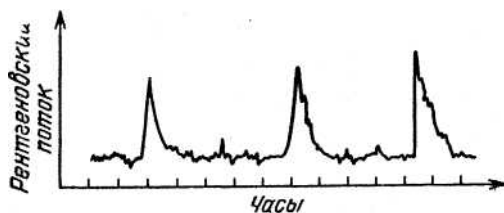


Рис.34. Запись рентгеновского излучения барстера.

во время вспышки $\sim 30000L_{\odot}$, полная энергия излучения в рентгеновском диапазоне за время вспышки $\sim 10^{32}$ Дж.

Согласно наблюдениям, энергия, излучаемая барстером между вспышками примерно в 100 раз превышает энергию, излучаемую во вспышках. Это число и помогло разгадать принцип работы барстера, так как оно совпадает с отношением эффективности аккреции на нейтронную звезду к эффективности термоядерных реакций горения гелия.

Большинство барстеров – это тесные двойные системы, состоящие из красного карлика и слабомагнитиченной нейтронной звезды ($H \sim 10^7 - 10^8$ Гс) (рис.35). Излучение барстера между вспышками есть

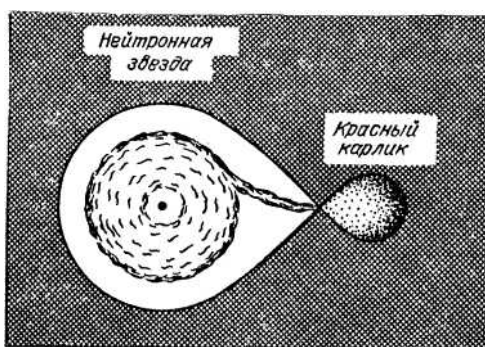


Рис.35. Перетекание в двойной системе рентгеновского барстера.

результат выделения энергии при аккреции газа на всю поверхность нейтронной звезды (а не на 1% поверхности вблизи магнитных полюсов как у рентгеновских пульсаров). При ударе о поверхность звезды газ сжимается и разогревается до температуры, при которой происходит термоядерное горение водорода. В результате на поверхности нейтронной звезды образуется слой гелия. Он имеет толщину 1-10 м, $\rho \sim 10^9$ кг/см³, $T \sim 500 \cdot 10^6$ К. При таких условиях способна протекать реакция тройного α -процесса $3He \rightarrow C$. Гелий в количестве $\sim 10^{21}$ г сгорает за несколько секунд. Таким образом, механизм вспышки барстера – термоядерный взрыв слоя гелия, накопившегося в процессе аккреции в вырожденной оболочке нейтронной звезды за время между вспышками.

Двойные радиопульсары. В настоящее время открыто более 40 двойных пульсаров, т.е. радиопульсаров, являющихся компонентами двойных систем. Некоторые из них могут быть использованы как лаборатории для проверки общей теории относительности (ОТО).

Самым известным двойным пульсаром является PSR 1913+16, за открытие и исследование которого американским ученым Р.А. Халсу и Дж.Х. Тейлору была присуждена в 1993 г. Нобелевская премия по

физике. Халс-тейлоровский пульсар представляет собой тесную двойную систему, состоящую из двух нейтронных звезд. Они обращаются с периодом $7,8^h$ по сильно вытянутой орбите ($e = 0,62$) с большой полуосью порядка радиуса Солнца (700 тыс.км). Массы нейтронных звезд $M_1 = 1,4411M_\odot$ и $M_2 = 1,3874M_\odot$ определены с точностью до 0,05%. Главный компонент детектируется как радиопульсар с периодом 0,059029997929613 с, спутник не виден.

Подобно тому, что ускоренно движущиеся заряды рожают электромагнитные волны, ускоренно движущиеся по своим орбитам массы должны рождать гравитационные волны. Гравитационные волны уносят энергию от системы, что приводит к уменьшению орбитального периода. Наблюдаемое уменьшение периода PSR 1913+16 составляет $76,0 \pm 0,3$ мкс в год, что находится в хорошем согласии с предсказанием ОТО (75,8 мкс в год). Таким образом, *эксперимент по таймингу PSR 1913+16 дает прямое экспериментальное доказательство, что гравитационные возмущения распространяются со скоростью света и тем самым создают механизм диссипации орбитальной энергии двойной системы. Отсюда с необходимостью следует, что гравитационное излучение существует.*

Благодаря высокой стабильности периода импульсов удалось также наблюдать релятивистский эффект Доплера, гравитационное красное смещение и вращение линии апсид со скоростью $4,22663^\circ$ в год. *Проделанные измерения позволили сделать вывод, что теория относительности Эйнштейна, выдерживает проверку с точностью лучше 0,4%.*

Кроме PSR 1913+16 известно еще четыре тесных двойных системы, состоящих из двух нейтронных звезд. Массы нейтронных звезд, определенные по наблюдению релятивистских эффектов в орбитах этих двойных систем, лежат в пределах $1,15M_\odot - 1,45M_\odot$, что находится в хорошем согласии с теорией эволюции и внутреннего строения звезд.

Известно около 30 двойных, состоящих из нейтронной звезды и белого карлика, а также несколько систем типа AM Гончих Псов, состоящих из двух белых карликов. Эволюция этих систем может идти только за счет медленного сближения звезд из-за излучения гравитационных волн. В определенный момент звезды сталкиваются. Слияние происходит почти мгновенно, за доли секунды. При этом возникает мощный импульс гравитационного излучения, который уносит почти всю энергию двойной системы. Образующийся в результате слияния нейтронной звезды и белого карлика остаток скорее всего бу-

дет черной дырой.

Слияние двух очень тесных белых карликов может сопровождаться излучением нейтрино и сбросом вещества. В принципе такое явление можно назвать вспышкой сверхновой.

§24. ЗАТМЕННЫЕ ДВОЙНЫЕ ЗВЕЗДЫ

Затменные переменные звезды представляют собой систему из двух звезд, вращающихся вокруг общего центра масс, причем плоскость их орбит столь близка к лучу зрения земного наблюдателя, что при каждом обороте наблюдается затмение одной звезды другой. Это приводит к ослаблению суммарного блеска системы.

История открытия. Первая затменно-двойная звезда Алголь (β Персея) была открыта в 1669 г. итальянским математиком и астрономом Монтанари. Впервые ее исследовал английский любитель астрономии глухонемой юноша Джон Гудрайк. Письмо Гудрайка, в котором сообщалось о наблюдениях Алголя и причине изменения его блеска, было оглашено на заседании английского королевского общества 15 мая 1783 г. Оно произвело столь сильное впечатление, что Гудрайк был награжден высшей медалью этого общества – медалью Копли.

Сейчас известно более 6000 затменных двойных звезд.

Условие наступления затмений. Затмение компонентов возможно, если Земля находится в пределах конуса, угол раствора которого $90 - i$ удовлетворяет условию

$$\sin(90 - i) \leq \frac{R_1 + R_2}{a}, \quad (24.1)$$

где R_1 и R_2 – радиусы компонентов, a – большая полуось орбиты, i – угол наклона плоскости орбиты к картинной плоскости, т.е. плоскости перпендикулярной лучу зрения земного наблюдателя (рис.36).

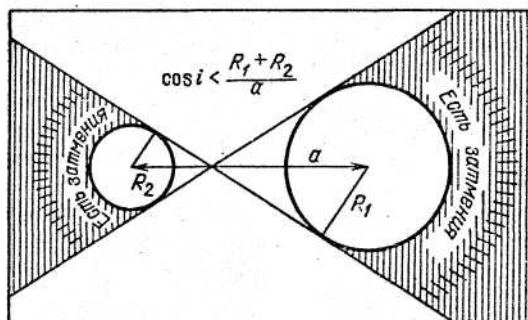


Рис.36. Условия затменной переменности блеска

При $i \approx 90^\circ$ плоскость орбиты практически совпадает с лучом зрения и затмение чаще всего будет полным, т.е. диск одной из звезд может закрываться полностью. Если диски компонентов лишь частично перекрывают друг друга, затмение называется частным.

Фотометрическая классификация. Взаимные затмения компонентов приводят к изменению блеска звезды на небе. *Зависимость видимой звездной величины, звезды – меры ее блеска на небе – от времени называется кривой изменения блеска.* Форма кривой блеска зависит от относительного размера и поверхностной яркости звездных дисков, отношения радиуса орбиты к радиусам звезд, ориентации орбиты по отношению к лучу зрения наблюдателя, от того, является ли затмение центральным или нет.

По форме кривой блеска затменные звезды делятся на 3 класса: звезды типа Алголя, типа W Большой Медведицы и типа β Лиры.

Кривая изменения блеска Алголя показана на рис.37. Видны два ослабления блеска: глубокий главный минимум и менее глубокий – вторичный минимум. В главном минимуме более яркая компонента затмевается более слабой, а во вторичном минимуме – наоборот.

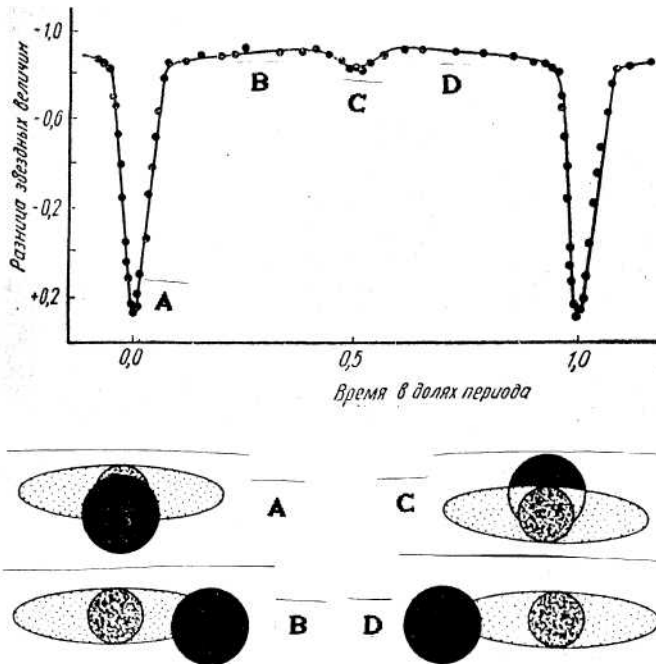


Рис.37. Кривая блеска и схема Алголя. Буквами А, В, С, D обозначены взаимные положения звезд, отвечающие максимумам и минимумам кривой блеска.

Заметим, что у Алголя сразу же после достижения наименьшего блеска начинается его подъем. Это означает, что происходит частное затмение. В случае полного затмения блеск системы в течение некоторого промежутка времени сохраняет свое наименьшее значение (при условии $R_1 \neq R_2$).

Промежуток времени между двумя последовательными главными

ми минимумами блеска равен периоду обращения компонентов по орбите. Для Алголя $P = 2^d 20^h 49^m$.

Общий блеск системы увеличивается по мере приближения ко вторичному минимуму и симметрично убывает после него примерно на $0,1^m$. Это проявление эффекта отражения – та сторона спутника, которая освещается главной звездой и повернута к наблюдателю вблизи вторичного минимума, будет ярче противоположной его стороны.

Легко себе представить, какой будет форма кривой блеска для контактной системы с компонентами сравнимых размеров и светимостей. На протяжении периода будут наблюдаться 2 максимума и 2 минимума блеска сравнимых по глубине, причем участки постоянного блеска отсутствуют. Такие затменные переменные звезды относят к типу и Большой Медведицы. Их орбитальные периоды меньше одних суток. Пример такой кривой блеска, полученной автором для контактной системы 44i Волопаса, показан на рис. 38а).

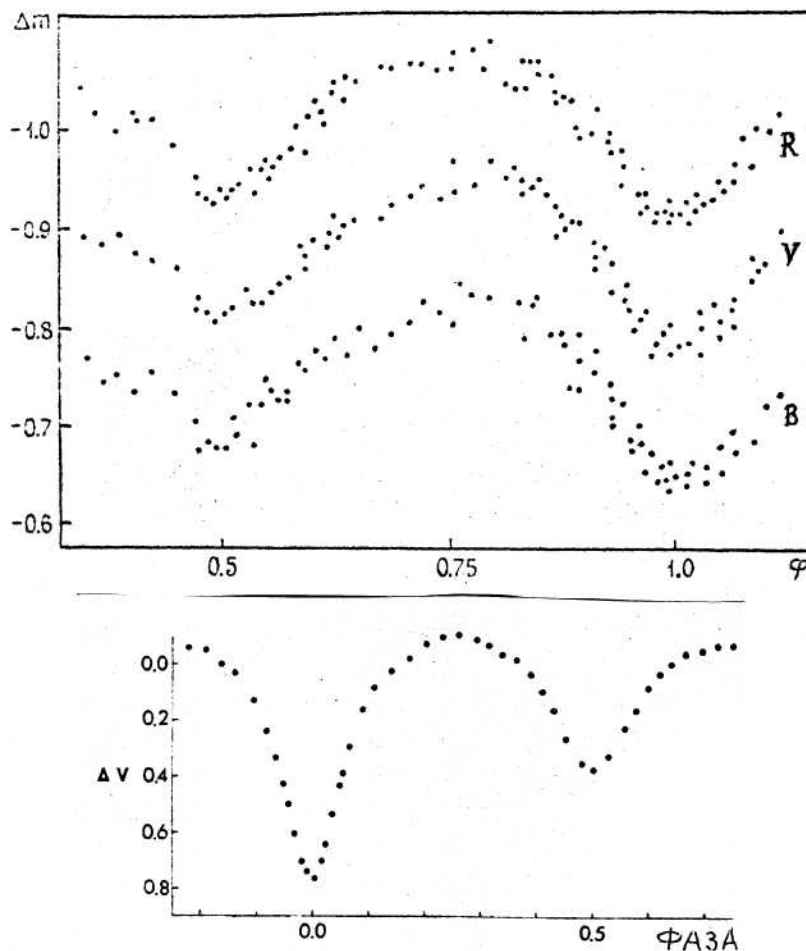


Рис.38. а) фото-электрическая кривая 44i Волопаса в трех цветах, полученная по наблюдениям автора в Одесской астрономической обсерватории в июле-августе 1988г.; б) кривая блеска WZ Андромеды – звезды типа β Лиры.

Контактная система с компонентами заметно отличающейся по поверхностной яркости также имеет кривую блеска без участков посто-

янного блеска, но с минимумами разной глубины. Более глубокий минимум соответствует затмению горячей звезда более холодной. Такие пары представляют тип β Лиры (рис.386).

Определение элементов орбиты и физических характеристик компонентов. Фотометрические и спектральные наблюдения затменно-переменных звезд предоставляют уникальную возможность определения ряда важнейших характеристик компонентов. *Анализируя кривую излучения блеска, можно определить:*

1) *период обращения компонентов по орбите;*

Он равен промежутку времени между двумя последовательными главными минимумами блеска.

2) *относительные светимости колпонентов;* Обозначим светимости компонентов L_1 и L_2 амплитуду изменения блеска во

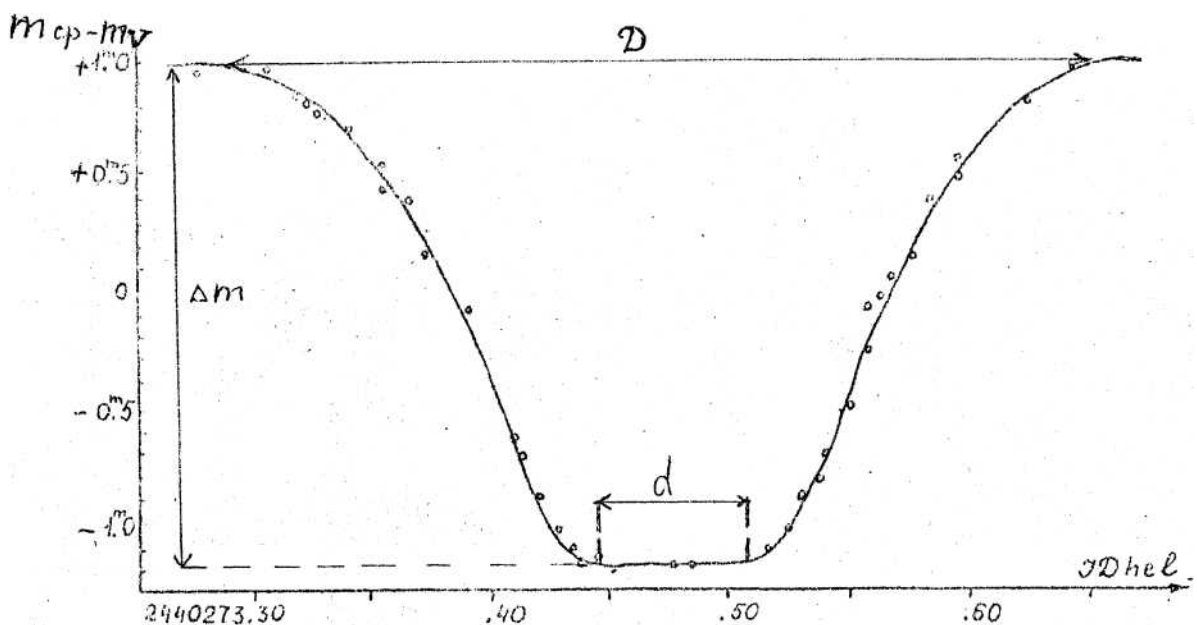


Рис.39. Главный минимум блеска затменной переменной звезды U Цефея. Фотоэлектрические наблюдения получены автором на 0,5-метровом телескопе астрономической обсерватории Уральского университета.

время главного минимума – Δm . Тогда

$$(L_1 + L_2)/L_2 = 2,512^{\Delta m}.$$

Принимая $L_1 + L_2 = 1$, получим

$$\lg L_2 = -0,4\Delta m, \quad L_1 = 1 - L_2. \quad (24.2)$$

3) *относительные радиусы компонентов;* Для упрощения задачи предположим, что шарообразные компоненты движутся вокруг центра масс по круговым орбитам, перпендикулярным к картинной плоскости. В атом случае наклонение орбиты $i = 90^\circ$ и затмение будет

не только полным, но и центральным. Для нахождения относительных радиусов компонентов необходимо из кривой блеска определить общую продолжительность полной фазы затмения d (рис.39). Так как в момент начала затмения расстояние между центрами дисков равно сумме радиусов, а в начале полной фазы затмения – разности радиусов компонентов, то используя рис.40, находим

$$R_1 + R_2 = a \sin \theta_1, \quad R_1 - R_2 = a \sin \theta_2,$$

где a – радиус относительной орбиты, θ – угол между лучом зрения и радиусом-вектором орбиты.

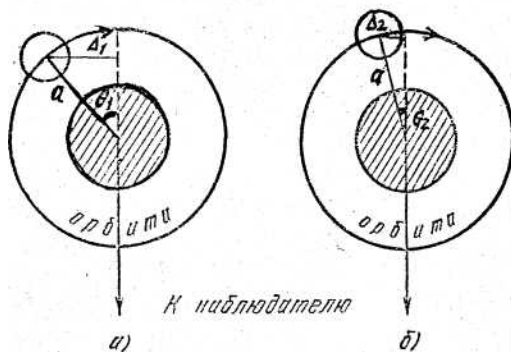
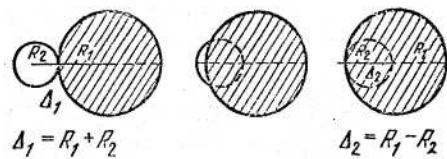


Рис.40. Положения компонент:
а – в начале затмения;
б – в начале полной фазы. Внизу изображены расположения малой компоненты на относительной орбите.

Обозначая $R_1/a = r_1$, $R_2/a = r_2$, имеем

$$r_1 + r_2 = \sin \theta_1, \quad r_1 - r_2 = \sin \theta_2. \quad (24.3)$$

Углы θ_1 и θ_2 находим из кривой изменения блеска. За орбитальный период P угол θ_1 увеличивается до 360° , а за время затмения D – до $2\theta_1$. Отсюда имеем

$$2\theta_1 = 360^\circ D/P, \quad 2\theta_2 = 360^\circ d/P.$$

Подставляя значения θ_1 и θ_2 в формулы (24.3), получаем значения r_1 и r_2 :

$$r_1 = \frac{\sin \theta_1 + \sin \theta_2}{2}, \quad r_2 = \frac{\sin \theta_1 - \sin \theta_2}{2} \quad (24.4)$$

4) *степень сплюснутости компонентов*; Если вращение вокруг оси сплюсчивает одиночную звезду у полюсов, то вращение в тесной двойной системе приводит к вытягиванию звезд вдоль линии, их соединяющей, поэтому звезды по форме напоминают дыни (точнее, трехосные эллипсоиды). В результате орбитального движения звезды

поворачиваются к наблюдателю то одним, то другим боком, поэтому блеск системы меняется (рис.41). Это явление называется эффектом эллипсоидальности.

Тесные двойные системы с эллипсоидальными компонентами будут показывать переменность блеска даже в том случае, если их орбиты расположены так, что компоненты не могут затмевать друг друга.

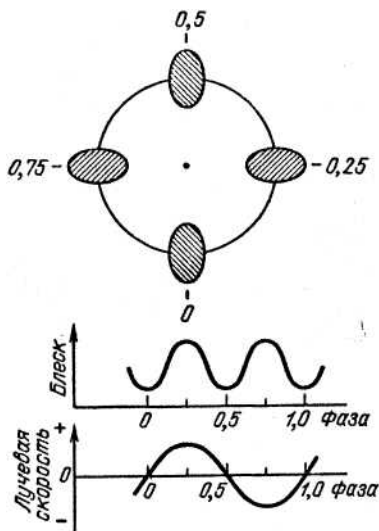


Рис.41. Изменение блеска системы вследствие эффекта эллипсоидальности. По горизонтальной оси отложена фаза, т.е. время в долях периода.

Изменение блеска двойной из-за эффекта эллипсоидальности не превосходит нескольких десятых звездной величины.

Если размер звезда приближается к размерам полости Роша, то ее форма напоминает скорее грушу, чем дыню. Область звезда вблизи внутренней точки Лагранжа будет холоднее, чем другие части поверхности, поэтому минимумы на кривой эффекта эллипсоидальности всегда разные.

Итак, кривые блеска звезд типа β Лир и W Большой Медведицы – это сумма двух эффектов – затмений и эллипсоидальности.

Измерение амплитуда эффекта эллипсоидальности позволяет определить степень заполнения компонентами двойной системы своих полостей Роша, т.е. найти их относительные размеры. Для определения абсолютных размеров системы, и массе компонентов необходимо иметь спектральные наблюдения.

Затменно-переменные звезда обычно являются и спектрально-двойными, т.е. их двойственность можно обнаружить по периодическому смещению линий в спектре, вызванному орбитальным движением компонентов (рис.42). Измерив смещения линий в спектре и определив по эффекту Доплера лучевые скорости – V_r , можно построить кривую лучевых скоростей, т.е. зависимость V_r от времени. Для звезд на круговых орбитах кривая лучевых скоростей имеет синусои-

дальнюю форму (рис.43).

5) по степени отклонения кривой лучевых скоростей от синусоидальной формы можно определить эксцентриситет орбиты;

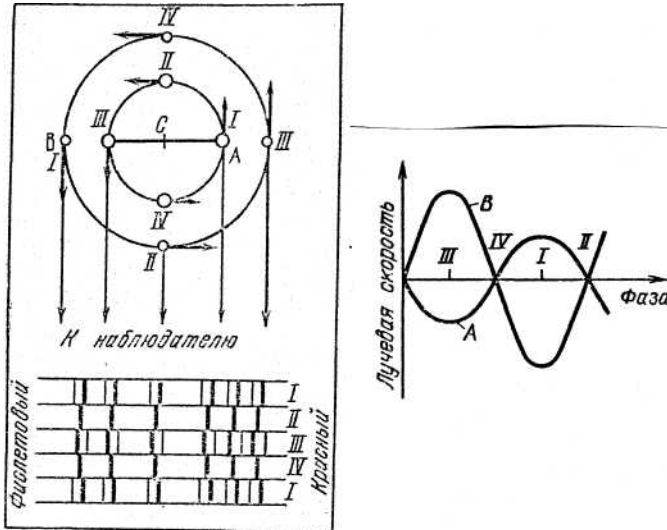


Рис.42. Изменение лучевых скоростей компонентов при их движении вокруг центра масс системы – С. Римскими цифрами обозначены положения компонентов.

б) по амплитудам кривых лучевых скоростей определяются орбитальные скорости V_1 и V_2 и период обращения компонентов – P ;

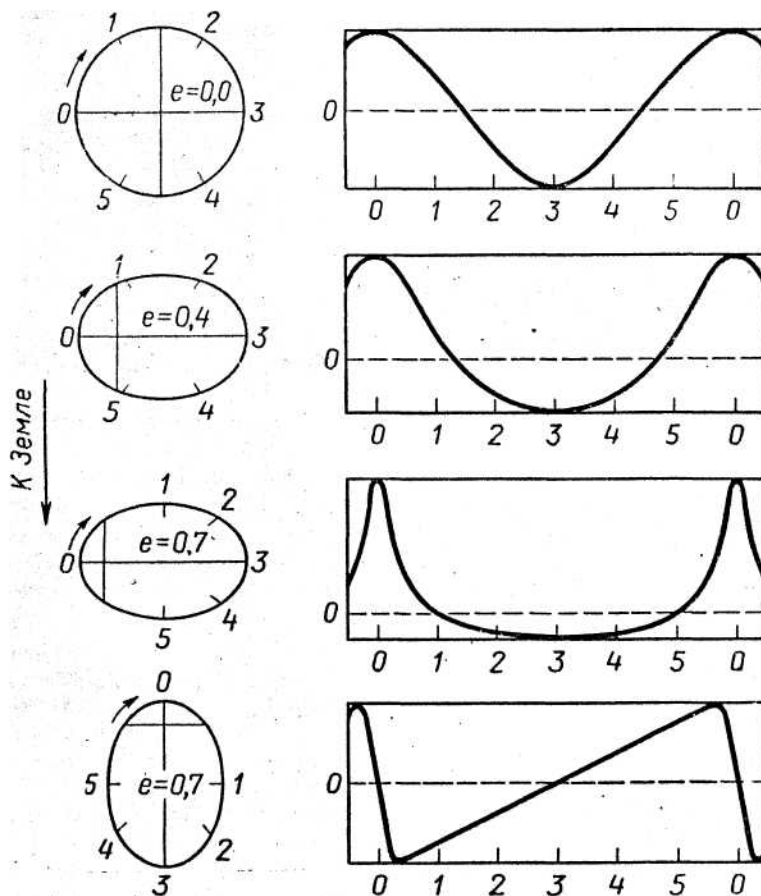


Рис.43. Различные формы кривой лучевых скоростей для одного из компонентов двойной звезды.

7) радиусы абсолютных орбит можно вычислить по формулам

$$a_1 = V_1 P / 2\pi, \quad a_2 = V_2 P / 2\pi, \quad (24.5)$$

8) тогда большая полуось относительной орбиты равна

$$a = a_1 + a_2. \quad (24.6)$$

9) по величине большой полуоси систем легко найти абсолютные размеры компонентов:

$$R_1 = ar_1, \quad R_2 = ar_2. \quad (24.7)$$

10) массы звезд, входящим в состав тесной пары, можно вычислить из третьего обобщенного закона Кеплера:

$$\frac{P^2 (\mathfrak{M}_1 + \mathfrak{M}_2)}{P_{\oplus}^2 (\mathfrak{M}_{\odot} + \mathfrak{M}_{\oplus})} = \frac{a^3}{a_{\oplus}^3}. \quad (24.8)$$

С другой стороны,

$$q = \mathfrak{M}_2 / \mathfrak{M}_1 = a_1 / a_2 = V_1 / V_2. \quad (24.9)$$

Из этих уравнений находим

$$\mathfrak{M}_1 = \frac{1,334 \cdot 10^5 a^3}{P^2 (1+q)}, \quad \mathfrak{M}_2 = \frac{1,334 \cdot 10^5 a^3}{P^2 (1+1/q)}, \quad (24.10)$$

где \mathfrak{M}_1 и \mathfrak{M}_2 выражены в массах Солнца, a – в астрономических единицах, P – в сутках.

Итак, анализируя кривые лучевых скоростей и кривую блеска, можно найти не только размеры орбиты двойной, но и массы и размеры звезд. Конечно, это возможно при условии, что в спектре видны линии обоих компонентов и что двойная система видна с ребра. Если в спектре присутствуют линии лишь одной более яркой звезды и, следовательно, мы имеем только одну кривую лучевых скоростей, то отношение масс и массы компонентов определить нельзя. В этом случае можно вычислить лишь функцию масс, которая дает нижний предел массы невидимой звезды.

Обозначим полуамплитуду кривой лучевой скорости более яркой звезды через K_1 . Эта величина равна проекции орбитальной скорости на луч зрения. При круговом движении и $i \neq 90^\circ$

$$K_1 = \frac{2\pi a_1}{P} \sin(i). \quad (24.11)$$

С помощью формул (24.6), (24.9), (24.11) и третьего обобщенного закона Кеплера в виде $P^2 (\mathfrak{M}_1 + \mathfrak{M}_2) / a^3 = 4\pi^2 / G$,

избавляясь от величин a_1 , a_2 , a , получим

$$f_1(\mathcal{M}) = \frac{\mathcal{M}_2^3 \sin^3(i)}{(\mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2)^2} = \frac{PK_1^3}{2\pi G}. \quad (24.12)$$

Функция $f_1(\mathcal{M})$ называется функцией масс. Легко убедиться, что

$$\mathcal{M}_2 \geq f_1(\mathcal{M}). \quad (24.13)$$

11) скорость вращения затмеваемой звезды вокруг своей оси определяется по амплитуде характерного волнообразного всплеска $V_{вр}$ на кривой лучевых скоростей в момент затмения (рис.44). Период осевого вращения

$$P_{вр} = 2\pi R / V_{вр}. \quad (24.14)$$

12) если проведены двухцветные наблюдения и определены показатели цвета $B-V$ в главном минимуме и максимуме блеска, то в случае полного затмения, когда во время главного минимума виден только спутник, а во время максимума основной вклад в блеск системы дает более яркий компонент, эффективные температуры компонентов можно определить по формуле (5.3);

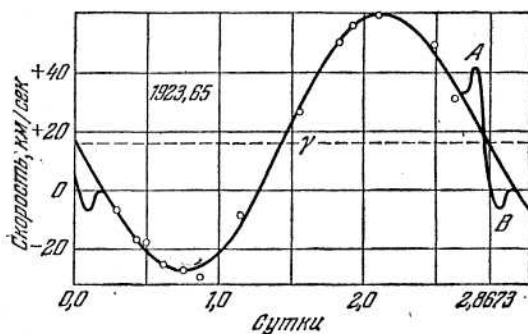
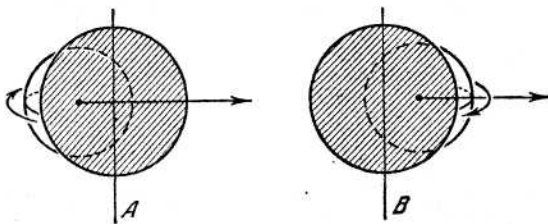


Рис.44. Влияние осевого вращения затмеваемой звезды на кривую лучевых скоростей.



13) болометрические светимости компонентов можно оценить по формуле (8.8).

Переменность орбитальных периодов. В настоящее время известно, что значительное число затменных переменных звезд изменяет свои орбитальные периоды. Так, среди наиболее изученных 246 затменных «Каталога орбитальных элементов, масс и светимостей тесных двойных звезд» М.А. Свечникова доля звезд с переменным периодом составляет 55%.

Причинами наблюдаемой переменности орбитальных периодов могут быть: присутствие третьего тела, движение линии апсид эллип-

тической орбиты, прецессия и нутация осей вращения компонентов, обмен между осевым и орбитальным движением посредством приливного трения, излучение гравитационных волн и, наконец, потеря массы компонентами.

Изменение периода можно обнаружить, если накоплено достаточно большое количество моментов минимумов блеска затменно-переменной звезда. Тогда следует сопоставить наблюдаемые моменты минимумов, которые будем обозначать буквой O , и вычисленные согласно формуле

$$C = M_0 + PE, \quad (24.15)$$

где M_0 – это начальный момент минимума, E – эпоха, т.е. целое число, представляющее собой порядковый номер минимума, прошедшего от начального. График $O-C$ в зависимости от E позволяет сделать вывод о переменности периода. В том случае, если период звезда изменился скачком, диаграмма $O-C$ будет состоять из двух отрезков прямых линий. Величину скачка периода ΔP , равную разности между наблюдаемым и ранее принятым значением периода, можно найти численным дифференцированием диаграммы $O-C$

$$\Delta P = \frac{\partial(O-C)}{\partial E}. \quad (24.16)$$

Скачкообразное изменение периода наблюдается, например, у затменных ST Персея, RZ Кассиопеи, W Большой Медведицы, UX Большой Медведицы, и U Стрелы и других (рис.45).

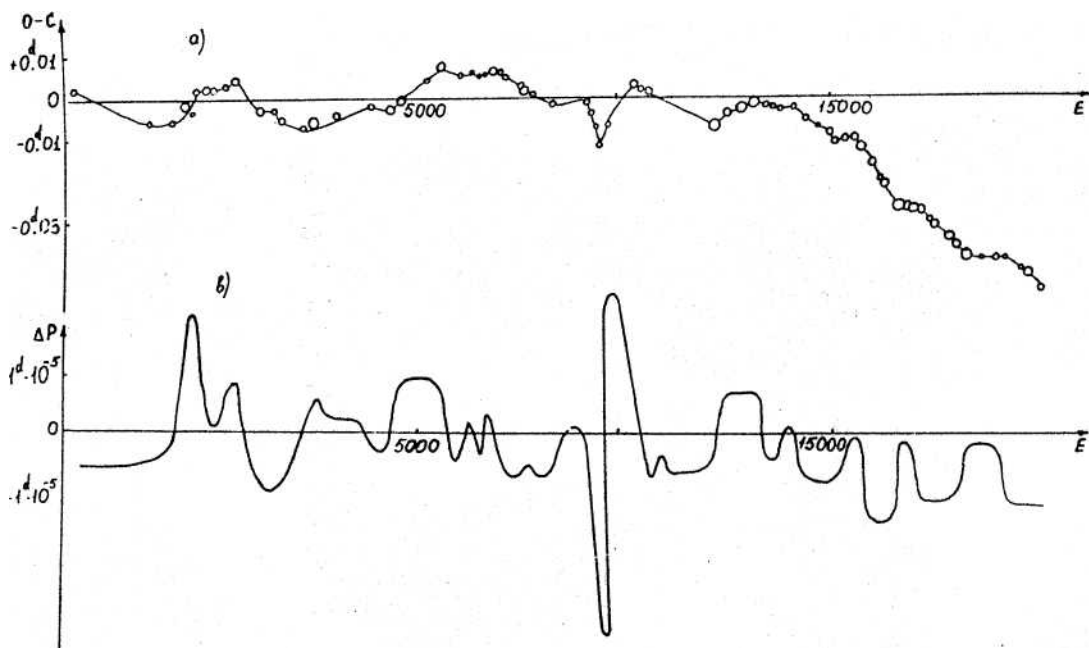


Рис.45. Диаграмма $O-C$ и изменение периода для затменно-переменной системы RZ Кассиопеи (из работы автора).

Для объяснения скачкообразных изменений периода наибольшее признание и развитие получила гипотеза потери массы компонентами. Если скорость неизотропного выброса велика ($V \sim 200-300 \text{ км/с}$) и орбиты круговые, то изменение периода ΔP и потеря массы ΔM связаны формулой Хуана

$$\frac{\Delta P}{P} = -\frac{2\Delta M_2}{M_1 + M_2} \pm \frac{2\pi a^2 V \Delta M_2}{PG(M_1 + M_2)M_2}. \quad (24.17)$$

Знак «+» означает, что выброс вещества происходит с передней части спутника, уменьшая вследствие эффекта отдачи его относительную скорость (и увеличивая таким образом период обращения), знак «-» означает выброс с тыловой части.

Наблюдаемые средние величины скачков периодов для полуразделенных систем $(1^d \div 8^d) \cdot 10^{-5}$ и порядка $2^d \cdot 10^{-6}$ для контактных систем требуют для своего объяснения потери массы спутником в несколько миллионных долей массы Солнца.

Если период звезда возрастает пропорционально времени, увеличиваясь на величину q за время одного периода, то диаграмма О-С имеет параболический вид и описывается зависимостью

$$O-C = \Delta M_0 + \Delta PE + qE^2, \quad (24.18)$$

где M_0 – поправка к начальному моменту минимума, ΔP – поправка к ранее принятому периоду. Тогда

$$\frac{\partial(O-C)}{\partial E} = \Delta P + 2qE. \quad (24.19)$$

Вековое увеличение периода наблюдается, например, у затменных и Цефея, 44i Волопаса, TW дракона и других (рис.46). Это, вероятно, системы, находящиеся на стадии быстрой эволюции, и увеличение периода может указывать на наличие постоянных потоков

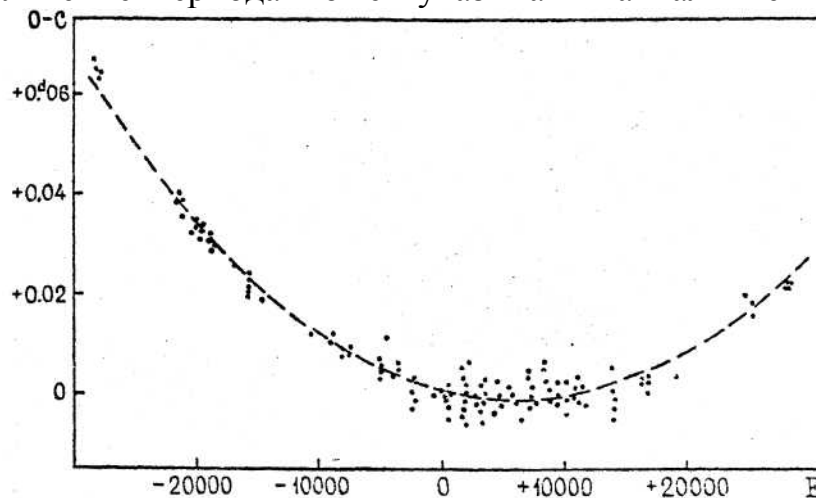


Рис.46. Построенная автором диаграмма О-С для контактной системы 44i Волопаса.

вещества. В последнее время с помощью спутников и спектральных наблюдений с высоким временным разрешением удалось непосредственно доказать существование у многочисленных затменных систем аккреционных процессов и даже аккреционных дисков.

Не исключено, что в некоторых случаях причинами изменений периодов являются не потоки вещества, а небольшие изменения структуры спутника (изменения радиуса до 3% и/или перераспределение массы в звезде). Изменение радиусов спутников алголей, достаточно холодных, чтобы иметь конвективную зону и магнитное поле, может происходить, например, вследствие изменения магнитного давления в оболочке в течение цикла звездной активности или задержки в оболочке потока энергии, блокируемого пятнами. Причем механизм, с помощью которого изменения внутренней структуры звезды передаются на орбиту, является не только приливное, но и гравитационное квадрупольное взаимодействие. Этот вопрос нуждается в дальнейшем исследовании.

Таким образом, изучение изменений орбитальных периодов позволяет судить о физических процессах, происходящих в тесных двойных системах.

Литература к главе IV

[2] гл.XI, [5] гл.IV, [7] §135-138, 144, [11] гл.I, [17] гл.I, [19] часть I §3, [21], [34], [35] стр.475-476, 731-738, [37] гл.II, [38], [41] стр.19-25, 52-60, [43] §10.2, §10.12.

Статьи

1. Каннищо Дж.К., Кейтчак Р.Х. Аккреционные диски во взаимодействующих двойных системах // В мире науки. – 1992. – №3. – с.30-38.
2. Мартынов Д.Я. Двойные звезды и их роль в современной астрономии // Земля и Вселенная. – 1986. – №2. – с.25-31.
3. Масевич А.Г., Тутуков А.В. Эволюция массивных тесных двойных звезд // Земля и Вселенная. – 1982. – №1. – с.27-31.
4. Свечников М.А., Снежко Л.И. Характеристики и эволюция тесных двойных систем // Явления нестационарности и звездная эволюция /Ред. А.А. Боярчук, Ю.Н. Ефремов. – М.: Наука, 1974. – с.181-230.
5. Суркова Л.П. Определение орбитальных элементов, масс и светимостей компонентов затменно-двойной звезда U Цефея. Методические рекомендации к лабораторным работам по астрономии. – Чита,

1987. – с.11-17.

6. Суркова Л.П. Электрофотометрия и изменение периода 44i Волопаса // *Астрономо-геодезические исследования: Близкие двойные и кратные звезды: Сб. науч. тр.-Екатеринбург: Уральский университет, 1990. – с.119-123.*

7. Суркова Л.П. Моменты минимумов и изменение периода и Цефея // *Астрономо-геодезические исследования: Звездные скопления и двойные звезды: Сб. науч. тр. – Екатеринбург: Уральский университет, 1993. – с.97-105.*

8. Сюняев Р.А., Шакура Н.И. Рентгеновские источники в двойных системах // *Явления нестационарности и звездная эволюция /Ред. А.А. Боярчук, Ю.Н. Ефремов. – М.: Наука, 1974. – с.231-260.*

9. Токовинин А.А. Астрономия двойных и кратных звезд // *Земля и Вселенная. – 1984. – №6. – с.10-15.*

10. Уилл К.М. Двойной пульсар, гравитационные волны и Нобелевская премия // *Успехи физических наук. – 1994. – т.164, №7. – с.765-773.*

11. Хале Р.А. Открытие двойного пульсара // *Успехи физических наук. – 1994. – т.164, №7. – с.743-756.*

12. Черепашук А.М. SS433: новые результаты, новые проблемы // *Земля и Вселенная. – 1986. – №1. – с.21-29.*

13. Черепашук А.М. Звезда Вольфа-Райе и рентгеновские двойные // *Земля и Вселенная. – 1994. – №2. – с.3-11.*

14. Черепашук А.М. Двойные звезда и релятивистская астрофизика // *Природа. – 1987. – №3. – с.3-14.*

15. Черепашук А.М. Массивные тесные двойные системы // *Земля и Вселенная. – 1985. – №1. – с.16-24.*

16. Шакура Н.И., Постнов К.А. Ультратесные двойные звезда // *Земля и Вселенная. – 1987. – №3. – с.24-29.*

17. Шакура Н.И., Постнов К.А. Новое об уникальном объекте SS433 // *Земля и Вселенная. – 1991. – №4. – с.20-27.*

18. Бисикало Д.В. Как происходит обмен веществом в двойных звездных системах // *Земля и Вселенная. – 1999. – №1. – с.3-9.*

Глава V

ФИЗИЧЕСКИЕ ПЕРЕМЕННЫЕ ЗВЕЗДЫ

Переменными называются звезды, блеск которых на небе с течением времени заметно меняется. Изменение блеска у физических переменных звезд является следствием различных физических процессов, происходящих в этих звездах. Сегодня известно более 50 тысяч физических переменных звезд.

Переменные звезды в созвездии обозначаются либо греческими буквами, либо буквами R, S, T, U, V, W, X, Y, Z и их сочетаниями, либо рядом сочетаний букв AA...AZ, BB...BZ, ... QQ...QZ. Если число переменных звезд в созвездии превышает 334 и таким образом все буквенные сочетания исчерпаны, следующие переменные обозначаются как V335, V336 и т.д. (например, V4091 Стрельца).

В зависимости от характера переменности различают пульсирующие и эруптивные (взрывные) переменные звезды. К пульсирующим переменным звездам относятся цефеиды, короткопериодические цефеиды типа RR Лиры (лириды), долгопериодические пульсирующие переменные звезды типа Миры Кита (мириды), звезды с нерадиальными пульсациями типа β Цефея, полуправильные, неправильные переменные и звезды типа RV Тельца. К эруптивным переменным звездам относятся новые и сверхновые, карликовые новые типа U Близнецов, звезды типа AM Геркулеса (поляры), симбиотические звезды.

Физическая переменность возникает у звезд на определенных этапах их эволюции, поэтому ее изучение дает информацию о возрасте звезд. Так, массивные звезды после ухода с главной последовательности становятся цефеидами в период прохождения через полосу неустойчивости, отмеченную пунктиром на рис.47. В течение жизни звезда может пересечь эту полосу несколько раз и, следовательно, несколько раз в ней может включаться механизм пульсационной неустойчивости. При этом, чем больше масса звезды, тем с большим периодом она пульсирует. Общая продолжительность стадий пульсаций для звезды с $M = 5M_{\odot}$ составляет $1,6 \cdot 10^6$ лет.



Рис.47. Положение физических переменных звезд различных типов на диаграмме Герцшпрунга-Рессела.

§25. ЦЕФЕИДЫ

Основные характеристика и статистика. Цефеиды – обширный класс переменных звезд, названных по своему прототипу – звезде δ Цефея, переменность которой была открыта в 1784 г. Гудрайком. Сейчас в нашей и других галактиках открыто и изучено более 5 тысяч цефеид, имеющих периоды изменения блеска от 1 до 50 суток. Чаще всего встречаются цефеиды с $P \sim 9^d$. Амплитуды колебания их блеска невелики от $0,1^m$ до $2,0^m$. Так, δ Цефея имеет период изменения блеска $5,37^d$, амплитуду – $0,9^m$. Во время пульсаций ее радиус равный $53R_{\odot}$ меняется на 12%. Изменение во времени характеристик δ Цефея приводится на рис.48.

По своим свойствам цефеиды можно разделить на две подсистемы: классические цефеиды типа δ Цефея (C δ) и цефеиды типа ω Девы (C ω). Классические цефеиды являются желтыми и красными сверхгигантами, имеют $M \sim 3 - 10M_{\odot}$, $R \sim 10 - 150R_{\odot}$, $\bar{\rho} \sim 10^{-5} \text{ г/см}^3$, располагаются вблизи экваториальной плоскости Галактики. Форма их кривой блеска зависит от продолжительности периода. У звезд с $7^d < P < 10^d$ на нисходящей ветви появляется горбик – временное усиление блеска, который затем переходит на восходящую ветвь.

Цефеиды CW – это старые маломассивные ($M \sim 0,55M_{\odot}$) звезды сферической подсистемы Галактики. Их светимость примерно в 4

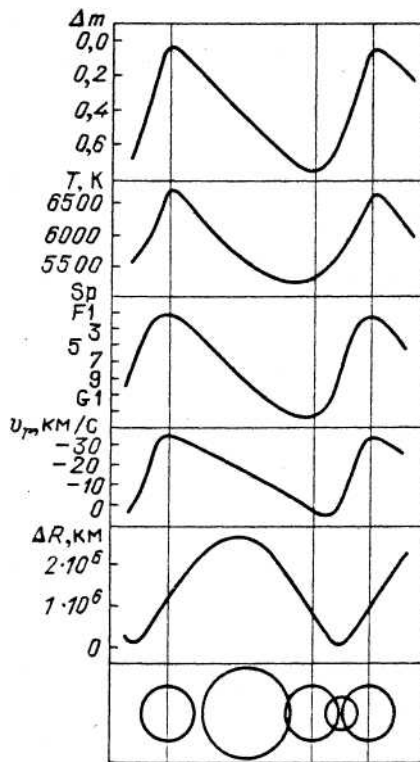


Рис.48. Изменение во времени некоторых характеристик звезды δ Цефея (сверху вниз: видимая звездная величина, эффективная температура, спектральный класс, лучевая скорость, радиус, площадь поверхности звезды).

раза меньше, чем у классических цефеид. Пространственные скорости движения велики и направлены хаотично. Кривые блеска с широким максимумом и узким, глубоким минимумом.

Зависимость период – средняя плотность. По современным представлениям переменность цефеид обусловлена их пульсациями, т.е. собственными колебаниями звезд, проявляющимися в их периодическом сжатии и расширении. Одна из важнейших закономерностей теории пульсаций – соотношение период-средняя плотность может быть выведена на основе известных сведений о колебательном движении.

Поставим такую задачу: найти период колебаний газового шара с радиусом R и массой \mathcal{M} , пульсирующего под действием силы тяжести. Для решения задачи используем аналогию между пульсациями газовых шаров и колебаниями маятника. Подставляя в закон Гюйгенса для периода колебания математического маятника $P = 2\pi\sqrt{l/g}$ длину маятника $l = R$, ускорение силы тяжести на ее поверхности $g = G\mathcal{M}/R^2$ и вводя среднюю плотность звезды $\bar{\rho} = 3\mathcal{M}/4\pi R^3$, получаем соотношение **Equation Section (Next)**

$$P\sqrt{\bar{\rho}} = \sqrt{3\pi/G} = \text{const} = Q. \quad (25.1)$$

Этой зависимости подчиняются в общих чертах все колеблющиеся системы, от маятника до Вселенной. Таким образом, на примере пульсирующих звезд наглядно видна общность многих внешне не

сходных физических явлений.

Зависимость период-светимость. Цефеиды представляют особый интерес прежде всего благодаря существованию у них зависимости период-светимость, которая была обнаружена мисс Ливитт (США.) в 1912г. по наблюдению цефеид в малом Магеллановом Облаке – спутнике нашей Галактики. Оказалось, что *чем больше период, тем больше светимость* (рис.49).

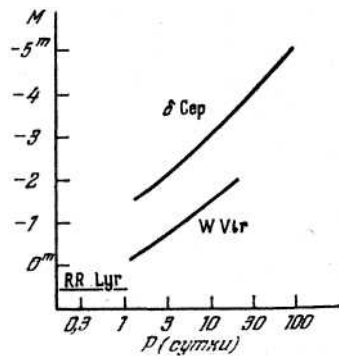


Рис.49. Зависимость период-светимость для звезд типа δ Цефея, ω Девы и RR Лиры.

Существование этой зависимости у цефеид объясняется тем, что они подчиняются соотношениям масса-светимость и период-средняя плотность, из которых следует, что цефеиды большей массы имеют большую светимость, меньшую плотность и больший период.

Зависимость период-светимость дает возможность определять расстояния до цефеид, а значит, до тех звездных систем, в которых они находятся. Для этого, получив из наблюдений период изменения блеска и среднюю за период видимую звездную величину, находим по зависимости период-светимость среднюю абсолютную звездную величину в синих или желтых лучах:

$$\bar{M}_{pg} = -1,5 - 1,7 \lg P, \quad (25.2)$$

$$\bar{M}_V = -1,25 - 3,0 \lg P. \quad (25.3)$$

Тогда расстояние до звезда можно вычислить по формуле Погсона $\lg r = (m - M)/5 + 1$.

Большая светимость и переменность блеска цефеид позволяет обнаруживать их вплоть до расстояний 3 Мак. Именно поэтому эти звезда являются наилучшими «вехами» при определении внегалактических расстояний и их называют «маяками» Вселенной.

Американский астроном Шепли считал цефеиды самыми важными звездами, т.к. «они дали самый надежный способ определения больших расстояний. А ведь вся история астрономии – это спор о расстояниях. Сначала до Луны и Солнца, затем до звезд, туманностей и галактик». Для задач исследования строения Галактики и установле-

ния масштабов Вселенной и по сей день нет более важных объектов.

Зависимость период-возраст. Изучение цефеид дало возможность проникать не только в глубины пространства, но и вглубь времен. Оказалось, что *чем меньше период пульсации цефеиды, тем больше ее возраст*. Цефеида с $P = 50^d$ имеет возраст $\sim 10^7$ лет, а с $P = 1^d$ – около 10^8 лет (рис.50). Таким образом, по периоду цефеиды можно

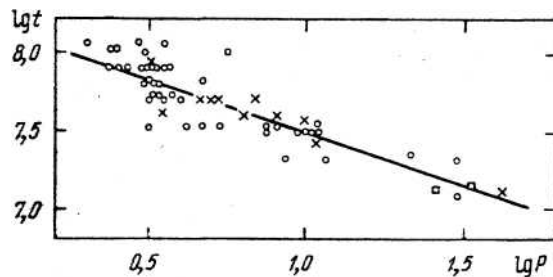


Рис.50. Зависимость период-возраст для классических цефеид.

определить время, прошедшее от момента ее рождения. Эта зависимость используется для изучения истории звездообразования в галактиках. Наблюдая в той или иной области преобладание цефеид определенного периода, можно заключить, что звездообразование столько-то лет назад происходило там более активно.

Зависимость период-спектр. Изменения блеска цефеид сопровождаются изменениями их цвета, т.е. спектральными изменениями. *В максимуме блеска цефеиды $S\delta$ имеют спектральный класс F5-F7.*

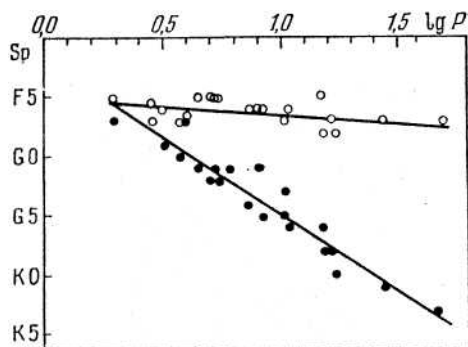


Рис.51. Зависимость период-спектр у цефеид. Кружками показан спектральный класс в максимуме блеска, а точками – в минимуме.

С ослаблением блеска они становятся краснее, причем, чем больше период, тем спектральный класс более поздний (рис.51).

Сущность теории Жевакина-Кристи звездных пульсаций. Причиной переменности всех звезд, находящихся в пределах полосы неустойчивости диаграммы Герцшпрунга-Рессела, являются пульсации внешних слоев звезды, которые возникают из-за нарушения равновесия между основными силами, действующими в ее недрах: притяжения вещества к центру, а также газового и лучистого давлений, противостоящих этому притяжению. Пульсации приводят к измене-

нию размеров (\approx на 10%) и поверхностной температуры (\approx на 1000К), причем при сжатии звезды ее светимость должна возрастать, т.к. температура поверхности увеличивается, а $L = 4\pi R^2 \sigma T^4$. Однако, звезда, выведенная из состояния равновесия, прекратила бы свои колебания через несколько сотен дней или несколько лет. Поэтому нужно найти механизм, который бы поддерживал пульсации, не давал им потухнуть. Таким механизмом, как показал С.А. Жевакин, является «клапанный» механизм, действующий в слое второй ионизации гелия $\text{HeII} \rightleftharpoons \text{HeIII}$ вблизи поверхности звезды.

Рассмотрим принцип действия этого механизма на примере колебания поршня в цилиндре (рис.52). Если толкнуть поршень рукой, он будет двигаться вниз, газ под поршнем сжимается, его температура повышается, давление в соответствии с законом Менделеева-Клапейрона (9.1) возрастает. Под действием давления газа поршень движется вверх, проходя по инерции положение равновесия. Объем, занимаемый газом в цилиндре, увеличивается, температура газа уменьшается, давление тоже. Поршень под действием силы тяжести падает вниз, сжимая газ.

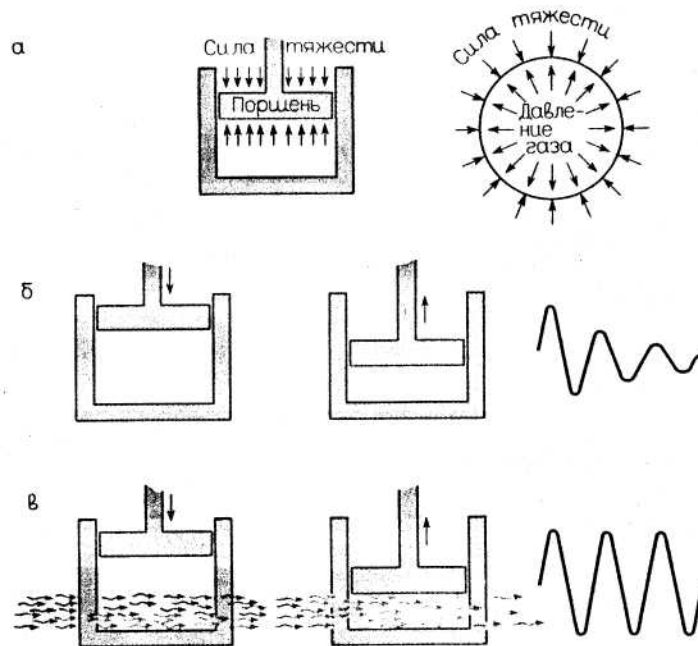


Рис. 52. Сжатие газа в цилиндре позволяет смоделировать процессы в цефеидах: а – в цилиндре с поршнем (слева) и в недрах звезды (справа) сила тяжести и давление газа находятся в равновесии; б – если привести поршень в движение, то он будет колебаться, но силы трения скоро остановят его; в – через газ, находящийся в цилиндре, проходит излучение. Если в сжатом состоянии газ поглощает больше энергии, чем в разреженном, то давление газа будет действовать против сил трения и периодическое движение поршня не будет затухать.

Процесс этот не будет происходить адиабатически, т.е. без обмена теплом с окружающей средой. Обмен может осуществляться, например, через стенки сосуда. Предположим, что в одной из них есть клапан, через который происходит потеря энергии, приводящая в конце концов к остановке поршня. Для поддержания колебаний необходимо в момент сжатия сообщить газу дополнительную энергию, за счет которой повысить его температуру, а в момент расширения – уменьшить температуру. *К этой же цели приведет и изменение оттока тепла из цилиндра: его уменьшение во время сжатия и увеличение во время расширения.* Отток энергии можно регулировать с помощью клапана. Во время сжатия клапан прикрывается, отток тепла уменьшается, во время расширения клапан широко открывается, отток увеличивается.

Таким «клапаном» в пульсирующей звезде является зона второй ионизации гелия, находящаяся на определенной глубине залегания, зависящей от светимости и температуры поверхности звезды. Для классических цефеид расстояние зоны $\text{HeII} \rightleftharpoons \text{HeIII}$ от поверхности звезда составляет ≈ 200000 км, ее толщина $\sim 0,01$ радиуса звезды, масса $\sim 10^{-6}$ массы звезды, $\bar{\rho} \sim 3 \cdot 10^{-8}$ г/см³, $T^\circ \sim 45000\text{K}$. Достаточно 15-30% содержания гелия в звезде, чтобы зона второй ионизации гелия могла обеспечивать раскачку и поддержку пульсаций, задерживая поток излучения звезды при сжатии и увеличивая его при расширении.

Допустим, что звезда сжалась. Поглощая энергию, идущую из центральных частей звезды, гелиевый слой повышает свою температуру и от атомов гелия отрывается его второй электрон. Отток энергии от звезды уменьшается, так как часть ее расходуется на ионизацию.

Когда же происходит расширение внешних слоев звезды, дважды ионизованные атомы гелия рекомбинируют (т.е. переходят в состояние с однократной ионизацией, присоединяя электрон) и выделившаяся при этом энергия «подталкивает» расширяющиеся наружные слои, производя «раскачку» колебаний. Газ опять становится способным поглощать энергию. Цикл автоколебаний замыкается.

Интересные цефеиды. *Полярная (α Малой Медведицы)* – это ближайшая (650 св. лет) и самая яркая из цефеид ($m \approx 2,5^m$). Период ее колебаний блеска $3,97^d$ ежегодно возрастает на 3 секунды. В начале XX века блеск Полярной изменялся на 10% от среднего значения. Ныне переменность составляет всего 1%. Почему ее пульсации замедляются, пока загадка.

RU *Жирафа* – цефеида типа CW изменяла блеск в пределах от $8,98^m$ до $10,55^m$ с непостоянным периодом, равным $22,134^d$. В 1964 г. она почти прекратила изменения блеска и в настоящее время их понемногу увеличивает. Эта цефеида отличается от других тем, что она принадлежит к углеродным звездам.

V725 *Стрельца*. До 1928 г. эта звезда имела амплитуду изменения блеска $0,4^m$, после 1928 г. амплитуда увеличилась до $1,8^m$, а период изменения блеска – с 14^d до 21^d в 1935 г. По наблюдениям после 1945 г. звезда стала постоянной.

SE *Кассиопеи* – единственная известная двойная система, состоящая из цефеид и входящая в состав рассеянного звездного скопления NGC 7790. Периоды пульсаций компонентов 5,14 и 4,48 суток. Однако заметить орбитальное движение в этой паре и оценить массы цефеид удастся лишь через несколько тысяч лет...

§26. МИРИДЫ

Физические свойства. Долгопериодические переменные звезды типа Миры Кита (мириды) занимают особое место среди обнаруженных и изученных переменных звезд. Так, в 4-м издании «Общего каталога переменных звезд» из 28455 включенных в него звезд 5829-мириды (более 20%). Причина значительного числа известных мирид кроется в сравнительной легкости их обнаружения: во-первых, благодаря большой амплитуде изменения видимого блеска (2^m - 11^m), а во-вторых, мириды – это звезды-гиганты и сверхгиганты высокой светимости ($M_V \sim 0^m$ - -3^m), т.е. они могут наблюдаться на больших расстояниях, в сотни и тысячи парсек.

Периоды изменения их блеска от 90 до 1100 суток. Максимум распределения приходится на 276 суток. Едва ли найдется мирида, максимумы блеска которой в течение долгого времени удовлетворяют одному постоянному периоду. В большинстве случаев их диаграммы O-C могут быть представлены последовательностью взаимно пересекающихся прямых линий. С точки зрения физики это значит, что порою значение периода внезапно меняется и происходит это нерегулярно и в непредсказуемое время.

Мириды принадлежат в основном к спектральному классу M, небольшая группа мирид распределена между спектральными классами S и C (последние являются углеродными звездами). Главная особенность таких спектров – мощные полосы молекул TiO, ZrO, CN,

CN, C₂. Вблизи максимума блеска вспыхивают эмиссионные линии водорода серии Бальмера, а также многочисленные линии FeI, FeII, SiI, MgI, InII и других элементов, а интенсивность полос поглощения окиси титана начинает падать.

У большинства мирид, например, U Геркулеса, U Ориона, R Льва, χ Лебеда изменяется высота максимума блеска. Так, у наиболее хорошо изученной звезды α (омикрон) Кита – Миры, открытой еще Д. Фабрициусом в 1596 г., значения блеска в максимуме лежат в интервале 1,7^m-5,2^m. Соответственно меняется и форма кривой блеска. Изменение со временем характеристик Миры Кита приведено на рис.53.

Наибольшее значение диаметра Миры, соответствующее минимуму ее блеска, заключено в пределах 310-540 млн.км. (222-387R_☉),

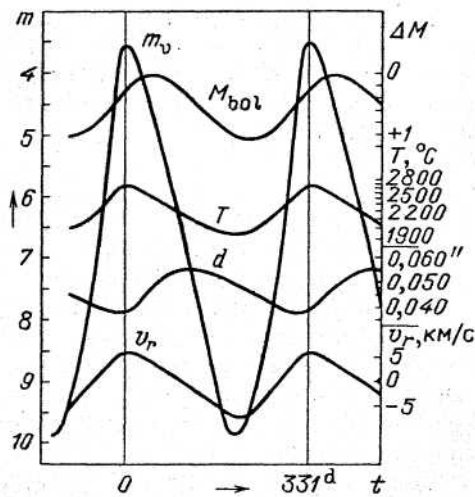


Рис.53. Изменения во времени блеска, болометрической абсолютной звездной величины, температуры, диаметра и лучевой скорости звезды Миры Кита.

амплитуда изменения блеска в среднем равна 18%. *Особенно важно, что при изменении блеска в визуальной области спектра более чем на 6 звездных величин (что соответствует изменению светимости в этом диапазоне в 251 раз), болометрическая (т.е. соответствующая суммарному излучению) звездная величина звезды меняется лишь на 1^m (что соответствует изменению L_{bol} в 2,5 раза).* На малое изменение полного потока энергии, идущего от звезды, указывают и небольшие пределы колебания температуры: в максимуме блеска она на 300-400 градусов выше, чем в минимуме. Эти наблюдательные данные имеют большое значение для объяснения причин переменности блеска мирид.

Стадия эволюции. Мириды являются холодными красными гигантами и сверхгигантами, прошедшими долгий путь эволюции. На диаграмме Герцшпрунга-Рессела они образуют хорошо выделяющуюся

ся группу в правом конце ветви гигантов. Масса мирид близка к $1M_{\odot}$. Таким образом, *маломассивные звезды типа нашего Солнца становятся миридами в конце своего эволюционного пути, после чего они непосредственно или через стадию планетарной туманности превращаются в белые карлики.*

Причины изменения блеска. Хотя основной причиной изменения блеска мирид считаются пульсации, они происходят несколько иначе, чем у цефеид. Одна из гипотез объясняет пульсации подобных звезд неустойчивостью ядерных реакций горения гелия в сферическом слое в недрах звезд, а на поверхности эта неустойчивость проявляется в виде колебаний. *У мирид существует и еще один источник переменности – изменение прозрачности внешних слоев, вызванное процессами разрушения и восстановления молекул химических соединений (окиси титана, окиси циркония, соединений углерода). Эти молекулы очень активно поглощают излучение, ощущаемое глазом и действующее на фотоэмульсию, а затем переизлучают его в виде тепла.* Появление и исчезновение этих молекулярных соединений – своеобразный клапан для оптического излучения – является следствием колебания температуры, происходящего в результате пульсаций.

Кроме того при пульсациях поверхности звезды в ее атмосфере могут образовываться сферические ударные волны. Их прохождением через атмосферу можно объяснить и поведение спектра мирид, и их кривые блеска. При скорости движения волны 30-100 км/с газ за ее фронтом нагревается до температуры 20-100 тыс. К. Это вызывает ионизацию нейтральных атомов и диссоциацию (распад) молекул на атомы, которые уже поглощают меньше энергии. В результате оболочка звезды становится более прозрачной, блеск звезды возрастает.

Свое влияние оказывают и ионизованные атомы водорода и металлов, которые рекомбинируют с электронами, что сопровождается сильным излучением в линиях этих элементов – только в линии водорода H_{α} может излучаться до 1% всей светимости звезды. Это дополнительно увеличивает блеск.

Остывание газа приводит к восстановлению молекул окиси титана и других молекулярных соединений, минимум блеска соответствует наименьшей температуре звезды, когда молекулярное поглощение достигает своего наибольшего развития.

Не исключено, что в атмосферах мирид вблизи минимума блеска при $T^{\circ} \sim 2000\text{K}$ происходит выпадение твердого углерода в форме сажи, вуалирующей излучение звезды.

Тогда же, вблизи минимума, звезда начинает очередной цикл колебаний, ее поверхность «вспухает» и посылает в атмосферу новую

ударную волну, которая приводит звезду в «возбужденное» состояние, соответствующее максимуму блеска.

Околозвездные оболочки. Ударные волны индуцируют усиленную потерю массы звездой со скоростью $\sim 10^{-5}-10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$. Это примерно в 40 раз больше, чем постепенная, вызванная излучением потеря массы у звезд с постоянной светимостью. В процессе уноса вещества вокруг мириды образуется расширяющаяся газопылевая оболочка, скорость разлета которой достигает нескольких километров в секунду. Околозвездная оболочка имеет довольно низкую температуру, ниже 1000К. Концентрация газа во внутренних слоях достигает 10^{12} частиц на 1см^3 . Кроме водорода H_2 в оболочках мирид, богатых кислородом, присутствуют молекулы, содержащие атом кислорода (CO , OH , H_2O , SiO). Линейные размеры оболочек сотни и тысячи астрономических единиц.

В оптической области спектра оболочка ничем не проявляет себя. Ее присутствие обнаруживается главным образом по линиям поглощения CO , OH и H_2O в инфракрасном диапазоне, а также по эмиссионным радиолиниям молекулы CO . Самым же неожиданным оказалось мощное мазерное излучение в эмиссионных линиях молекул OH ($\lambda = 18\text{см}$), H_2O ($1,35\text{см}$) и SiO ($\lambda = 7\text{мм}$, $3,5\text{мм}$).

Мазеры в расширяющихся околозвездных оболочках мирид. Условия в околозвездной оболочке мирид таковы, что верхние уровни соответствующих квантовых переходов у молекул OH , H_2O и SiO оказываются перенаселенными по отношению к нижним уровням, т.е. имеет место постоянно действующая «накачка» молекул на верхние уровни, которая осуществляется инфракрасным излучением звезды. Если через слой газа, подготовленный таким образом, проходит радиоизлучение с частотой, равной частоте «накачанного» перехода, то оно вызывает цепную реакцию индуцированных переходов в молекулах. В результате излучение многократно усиливается.

Условия для возбуждения молекул OH , H_2O и SiO различны, поэтому мазеры, порождающие линии этих молекул, расположены на разных расстояниях от звезды: H_2O и SiO – во внутренних частях оболочки на расстоянии 6-10 а.е. от центра звезды, а внешний радиус оболочки OH достигает 1000 а.е.

Мощность мазеров-мирид на несколько порядков меньше, чем космических мазеров, связанных с очагами звездообразования (§15). Так, мощность излучения в линии OH составляет $10^{24}-10^{28}$ эрг/с, в линии H_2O – $10^{24}-10^{28}$ эрг/с, SiO – $10^{26}-10^{27}$ эрг/с, причем мощность

мазеров в расширяющихся оболочках мирид коррелирует с изменением потока инфракрасного излучения звезды.

Кроме того мазеры-мириды более многочисленны. Всего мазерное излучение гидроксила он найдено примерно у трехсот долгопериодических переменных. Излучением молекул воды и (или) окиси кремния обладают около ста звезд. Почти все они расположены не дальше 300-500 пк от Солнца. Чувствительность современных радиотелескопов не позволяет обнаруживать мириды-мазеры на больших расстояниях, хотя есть основания предполагать, что практически все известные мириды спектрального класса М (т.е. богатые кислородом и имевшие в оболочках кислородосодержащие молекулы) могут быть источниками мазерного излучения.

§27. НОВЫЕ И ПОВТОРНЫЕ НОВЫЕ ЗВЕЗДЫ

Определение. *Новыми называются звезды, блеск которых внезапно увеличивается в десятки и сотни тысяч раз (в среднем на 12 звездных величин).* Название «новые» они получили в давние времена, когда люди неожиданно обнаруживали на небе вновь появившуюся яркую звезду, которая до этого не наблюдалась. В действительности же оказалось, что феномен новой возникает на поздних стадиях эволюции в некоторых тесных двойных системах.

Новые звезды, у которых наблюдались повторные вспышки, называются повторными новыми. Амплитуды изменения их блеска 7-10 звездных величин, промежутки времени между вспышками 10-100 лет, причем, чем больше амплитуда, тем реже вспышки.

Фактически все новые звезды являются повторными, но у самых ярких из них интервал между вспышками 10^4 - 10^7 лет слишком велик для возможности обнаружения повторной вспышки в исторически обозримые времена.

Статистика и положение в Галактике. *В настоящее время в Галактике открыто более 200 новых звезд.* Большинство из них находятся на расстояниях, не превышающих несколько тысяч световых лет. Более далекие новые трудно заметить, главным образом вследствие кратковременности периода их максимального блеска. Поэтому ежегодно обнаруживается лишь 2-3 новых, хотя частота их взрывов в Галактике 20-50 в год.

Новые звезды концентрируются к плоскости Галактики, они входят в состав галактического диска.

Фотометрические и спектральные стадии в развитии

ВСПЫШКИ НОВОЙ. Характерной особенностью кривой блеска любой новой является большая скорость подъема блеска по сравнению со скоростью падения, причем изменения блеска звезды сопровождаются значительными изменениями ее спектра (рис.54). Можно выделить

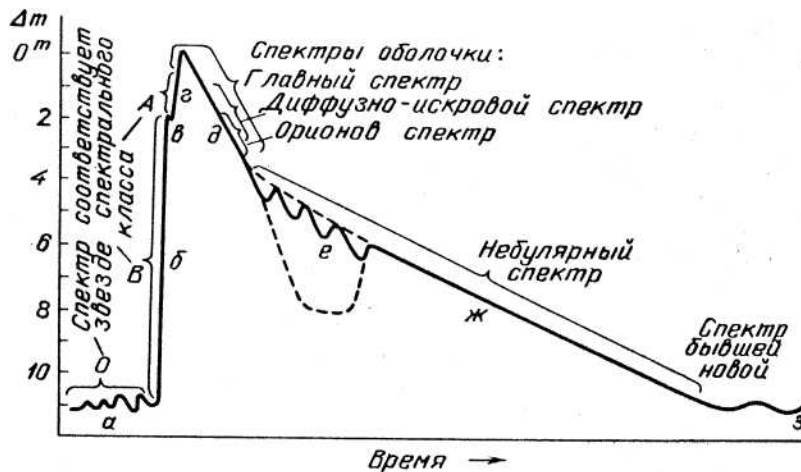


Рис.54. Схематическая кривая блеска новой с указанием спектральной стадии.

следующие обязательные стадии в развитии вспышки новой:

а) состояние до вспышки — постоянная или переменная звезда с небольшими колебаниями блеска. Спектр предновой похож на спектр белого карлика;

б) начальный подъем блеска с продолжительностью от нескольких часов до двух суток. Спектр соответствует звезде — сверхгиганту спектрального класса В;

в) задержка на 1,5-40 суток в развитии новой, соответствующая блеску на 2^m ниже максимального. В предмаксимальном спектре обычно присутствуют широкие размытые линии поглощения водорода, смещенные в коротковолновую часть спектра относительно своего нормального положения. Это указывает на расширение внешних слоев звезда со скоростью 100-600 км/с;

г) максимум блеска продолжительностью от нескольких часов до нескольких месяцев (и даже лет). Одновременно с максимумом блеска появляется главный абсорбционный спектр, в котором присутствуют линии ионизованных металлов Fe, Mg, Ca, Na, а также нейтральных кислорода и углерода. Все линии главного спектра смещены в сторону коротких длин волн, а с длинноволновой стороны имеют эмиссионные компоненты;

д) первоначальный спуск — падение блеска примерно на 3^m от максимального значения. После падения блеска новой на $1,5^m$ от максимума наряду с главным спектром появляется и усиливается диффузно-искровой спектр. Свое название он получил по линиям,

всегда присутствующим в спектре свечения дугового разряда или искры. Все линии этого спектра сильно размыты и смещены еще сильнее, чем линии главного спектра. Примерно в момент наибольшей интенсивности диффузно-искрового спектра появляется орионов спектр. Он так назван за сходство со спектрами звезд класса В, широко представленными в созвездии Ориона. Характерными линиями этого спектра являются линии гелия, водорода, ионизованных азота и кислорода. Ширина линий очень велика и соответствует скорости расширения до 3000 км/с;

е) переходная стадия, в которой могут появиться колебания или глубокий минимум блеска. В спектре присутствуют линии ионизованного гелия и запрещенные линии дважды ионизованного кислорода. Характерной чертой этой стадии является исчезновение линий поглощения и усиление эмиссионных линий;

ж) окончательный спад блеска – сравнительно плавное уменьшение блеска с еще меньшей скоростью, чем ранее, до возвращения блеска в исходное состояние. В зависимости от быстроты этого спада новые звезды подразделяются на быстрые и медленные. Спектр новой в этой стадии похож на спектр планетарной туманности. Это спектр излучения газа малой плотности, который переизлучает излучение горячей звезды, обнажившей свои внутренние слои после сброса оболочки. Наиболее характерными являются линии «небулия» ОIII. Однако по мере падения блеска запрещенные линии ослабевают и в конце концов остаются лишь линии водорода и гелия;

з) бывшая новая в минимуме блеска. Общей особенностью спектра в минимуме является его переменность. Спектры некоторых новых содержат линии поглощения, другие – эмиссионные линии H, He, C. У некоторых новых нет в спектрах ни линий поглощения, ни линий излучения.

Процесс развития вспышки. *Наблюдаемые изменения блеска и спектра указывает на то, что при вспышке новой происходит взрывное расширение звезды и последующий сброс ее оболочки.*

Возрастание блеска перед максимумом связано с расширением наружной оболочки звезда. Поскольку оболочка непрозрачна, наблюдателю кажется, что с такой скоростью увеличиваются размеры самой звезда. Радиусы предновых малы, от $0,05R_{\odot}$ до $0,3R_{\odot}$. В максимуме блеска звезда раздувается до размеров сверхгиганта с $R = (30 - 150)R_{\odot}$, а температура ее поверхности уменьшается с 40000К до 6000-7000К.

Момент максимального блеска отличает формирование главного

спектра. Этот спектр дает отделяющаяся от звезда оболочка, которую через некоторое время можно наблюдать как туманность вокруг новой. На рис.55 показана туманность вокруг новой Персея 1901 г. Ее форма асимметрична и аномальна среди новых.

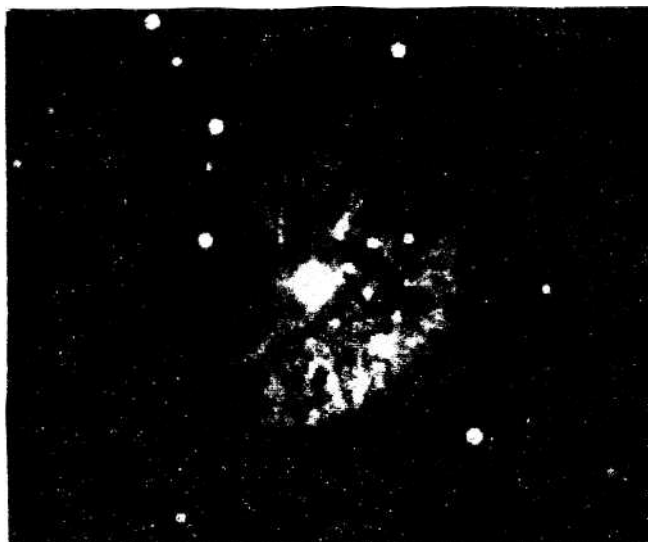


Рис .55. Фотография новой Персея 1901г. и ее оболочки, полученная через 60 лет после вспышки.

Кинетическая энергия расширяющейся оболочки, сообщенная ей при взрыве, достигает 10^{45} - 10^{46} эрг. За счет энергии взрыва и энергии, содержащейся в оторвавшейся оболочке, обеспечивается сильное излучение новой звезда в период максимального блеска. За это время звезда излучает в оптической области спектра около 10^{45} эрг. Значительная часть энергии теряется в инфракрасном диапазоне. Если учесть этот факт, то *средняя полная энергия вспышки составляет 10^{47} эрг.* Столько энергии излучает наше Солнце за миллион лет.

Средняя абсолютная звездная величина в максимуме блеска составляет для быстрых и медленных новых соответственно $-8,3^m$ ($L = 1,6 \cdot 10^5$) и $-6,2^m$ ($L = 2,1 \cdot 10^4$).

После максимума блеска оболочка новой удаляется от звезда со скоростями 300-1500 км/с. По мере расширения ее плотность падает и она становится все более прозрачной для проходящего через нее излучения. Вследствие этого ослабевают линии поглощения главного спектра, наконец, они исчезают совсем, уступая место чисто эмиссионному спектру.

Диффузно-искровой и орионов спектры образуются веществом, выброшенным из звезды уже после главной вспышки. Предполагают, что это вещество разгоняется до более высоких скоростей энергией ионов и горячим ультрафиолетовым излучением новой звезды. Оно пополняет оболочку отдельными сгустками разной скорости, плотно-

сти и температуры.

Сама звезда после максимума блеска постепенно сжимается, а ее температура растет. В небулярной стадии температура может превышать 100000К, т.к. мы наблюдаем горячие внутренние слои обнажившейся звезды. К минимуму блеска температура звезды понижается до 40-60 тыс.К.

Таким образом, в рамках физической модели сброса оболочки изменения блеска и спектра новой получают естественное объяснение.

Физические условия в оболочках, сброшенных новыми.

Роль вспышки в жизни новой звезды можно оценить, если принять во внимание количество вещества, выброшенного в ходе вспышки. Оказалось, что массы оболочек новых заключены в пределах от 10^{28} до $3 \cdot 10^{29}$ г, что составляет $(10^{-5} - 10^{-4}) M_{\odot}$. Массы новых заключены в пределах $(0,1-1) M_{\odot}$, поэтому выброс звездой столь незначительного количества ее вещества практически не сказывается в дальнейшем на ее судьбе.

Основными параметрами оболочки, определяющими физические условия в ней, кроме массы, являются ее плотность и температура. Плотность оболочки по мере ее расширения падает очень сильно. В начале расширения она равна 10^{-11} г/см³, а к небулярной стадии уменьшается до 10^{-18} г/см³ или 10^6 электронов в 1см³. Температура оболочки, характеризующая энергию движения электронов, меняется со временем и составляет в среднем 10000К.

Химический состав оболочки отражает содержание элементов в новой. Наблюдается лишь повышенное в 10-100 раз содержание углерода, азота и кислорода, что является существенным параметром, определяющим скорость развития вспышки. Поэтому в медленных новых этих химических элементов должно быть меньше, чем в быстрых.

По форме чаще всего наблюдаются сферические оболочки с хорошо выраженной структурой экваториального кольца и двух полярных сгустков, симметричных по отношению к некоторой оси. Такое явление может объясняться существованием магнитного поля новой звезды, имеющего осевой (дипольный) характер. В направлении магнитной оси поле должно тормозить ионизованный газ в меньшей степени, чем в экваториальном направлении, поэтому расширяющаяся оболочка приобретает вытянутую вдоль магнитной оси форму.

Через несколько десятков или сотен лет после вспышки новой оболочка рассеивается во внешнем пространстве.

Модель вспышки новой. Причину сброса оболочки звездой удалось понять лишь после обнаружения в 1954 г. двойственности но-

вых. Все новые звезды оказались тесными двойными системами с орбитальным периодом 3^h - 16^h . Они состоят из белого и красного карликов, причем красный карлик заполняет свою полость Роша и «течет» через точку Лагранжа, теряя массу со скоростью $10^{-8}M_{\odot}$ в год (рис.56).

Водородно-гелиевая смесь, обогащенная углеродом, азотом и кислородом перетекает на белый карлик, образуя вокруг него газо-

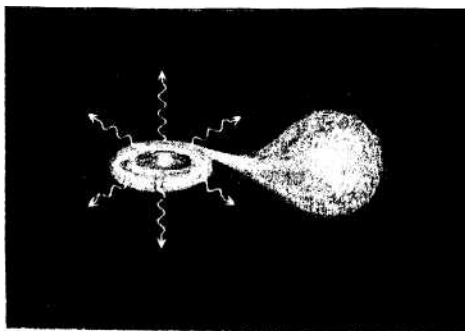


Рис.56. Тесная двойная система, содержащая аккрецирующий белый карлик – модель новой звезды.

вый диск. Ядра водорода разгоняются в диске по спиральным траекториям до скоростей в тысячи км/с. С такой скоростью струя водорода ударяет по наружному слою белого карлика, содержащему ядра He, C, N, O наряду со свободными электронами, обладающими свойствами вырожденного газа. Таким образом на поверхности горячего, вероятно углеродно-кислородного, карлика образуется водородная оболочка – новый слой термоядерного горючего.

Выгорание водорода на дне оболочки становится возможным при ее массе $\sim 10^{-6}$ - $10^{-4}M_{\odot}$. Тогда при плотностях $\sim 10^3$ г/см³ температура в ней резко повышается до нескольких десятков миллионов градусов и начинают идти термоядерные реакции CNO-цикла, при которых дополнительно выделяется энергия. Если бы вещество белого карлика было обыкновенным газом, то эта энергия, согласно газовым законам, повышала бы температуру газа и в итоге шла бы на его расширение, как это наблюдается в нормальных звездах. Но вырожденный электронный газ в белом карлике не расширяется при повышении температуры, т.к. его давление от температуры не зависит. Выделяемая при реакциях энергия целиком уходит только на возрастание температуры. А чем она выше, тем сильнее идут термоядерные реакции, высвобождающие все большую энергию. Наконец, наступает момент, когда температура достигает 100 млн.К, и выделение энергии на несколько минут приобретает мгновенный, взрывной характер. Температура в слое во время взрыва повышается настолько, что электронная составляющая перестает быть вырожденной. Это вызывает резкое по-

вышение давления и возникновение ударной волны. Сильная ударная волна, распространяющаяся наружу, приводит в движение внешние слои водородной оболочки белого карлика. Те слои, скорость которых оказывается больше параболической скорости, отрываются от звезды. При этом происходит потеря энергии, которая «гасит» ядерное горение.

Таким образом, причиной вспышки новой является термоядерный взрыв на поверхности белого карлика, в результате которого сбрасывается загоревшаяся оболочка, а вместе с ней разрушается и выбрасывается из двойной системы аккреционный диск, окружавший белый карлик.

Мощность вспышки зависит от массы взрывающейся оболочки, а та в свою очередь определяется темпом аккреции и массой белого карлика. Имеет место обратная зависимость: чем больше скорость аккреции, тем выше температура вещества в оболочке, тем легче условия загорания, меньше масса оболочки в момент вспышки и меньше мощность самой вспышки. А чем больше масса белого карлика, тем меньше должна быть масса оболочки, необходимой для возгорания водорода.

По-видимому, феномен повторной новой наблюдается в тесных двойных системах с большой скоростью аккреции вещества на массивный белый карлик. При скорости аккреции 10^{19} г/с звезда уже через 10-100 лет собирает на поверхности количество водорода, необходимое для начала термоядерной реакции.

После вспышки новой разрушенный аккреционный диск, окружавший белый карлик, начинает формироваться заново. В первые годы после вспышки он имеет малую массу и неустойчив. На этой стадии новая может испытывать редкие небольшие вспышки с амплитудой около 1^m и наблюдаться как карликовая новая.

Через несколько десятков лет, когда диск уже сформирован, временное повышение скорости аккреции может привести к фотометрическим вспышкам типа карликовой новой и Близнецов.

В дальнейшем масса диска постепенно растет. Одновременно на поверхность белого карлика выпадает все больше вещества, богатого водородом. Это подготавливает новый термоядерный взрыв, после которого цикл начинается сначала.

§28. СВЕРХНОВЫЕ ЗВЕЗДЫ

Сверхновыми называются переменные звезды, блеск которых внезапно и резко увеличивается в десятки и сотни миллионов раз. Во время вспышки сверхновая имеет светимость $L > 10^{41}$ эрг/с и светит иногда как целая галактика.

Открываемые сверхновые принято обозначать буквами СН с указанием года и очередности открытия (в порядке букв латинского алфавита). Так, вспыхнувшая в Большом Магеллановом Облаке сверхновая, открытая первой в 1987 г., получила обозначение СН1987А.

Частота вспышек сверхновых в нашей Галактике – 1 раз в 30-40 лет. Однако поглощение света межзвездной пылью почти на порядок понижает частоту обнаружения галактических сверхновых по сравнению с частотой их вспышек.

В других галактиках за последние 100 лет открыто более 600 сверхновых.

Галактические сверхновые. В нашей Галактике за последние 2000 лет надежно известны 5 вспышек сверхновых, кривые блеска которых приведены на рис.57, а их физические характеристики – в таблице 6.

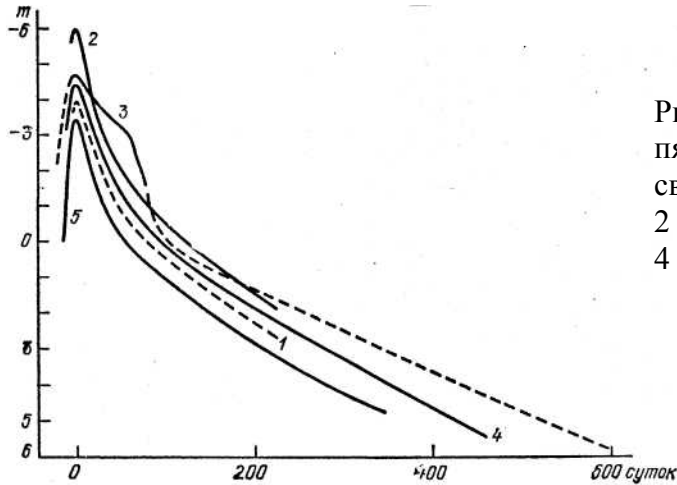


Рис.57. Кривые блеска пяти галактических сверхновых: 1 – 185г., 2 – 1006г., 3 – 1054г., 4 – 1572г., 5 – 1604г.

Менее надежные сведения имеются о вспышках сверхновых в 1181 г. и в 1680 г. в созвездии Кассиопеи. На предполагаемом месте вспышки последней из этих звезд, оставшейся почему-либо незамеченной, наблюдается яркий радиоисточник Кассиопея А.

Классификация. На основании особенностей спектров и характера кривых блеска сверхновые делятся на 2 типа. Главными признаками сверхновых I типа являются отсутствие в спектрах линий водорода и сходные формы кривых блеска. Напротив, сверхновые II типа имеют в спектрах линии водорода, а их кривые блеска отличаются

Таблица 6

Некоторые данные о галактических сверхновых и их остатках

Сверхновая, год вспышки	185	1006	1054	1572	1604
Созвездие	Центавр	Волк	Телец	Кассиопея	Змееносец
Часть света, где заметили вспышку	Азия	Азия, Европа, Африка	Азия, Америка	Европа, Азия	Азия, Европа
Длительность наблюдений, сутки	225	240	710	560	365
Видимая звездная величина в максимуме	-4	-6	-5	-4,5	-3,5
Расстояние до остатка сверхновой, кпк	2-3	4	2	5	10?
Диаметр остатка, пк	28	40	3	10.7	6.6

разнообразием формы. Характерная черта последних – пологий максимум, заканчивающийся так называемым «плечом» (рис.57, кривая блеска 3). Физические характеристики сверхновых I и II типа приводятся в таблице 7.

Сверхновые I типа разделяются на подтипы Ia и Ib. Пекулярные SN Ib отличаются от классических SNIa, характеристики которых приведены в табл.7, меньшей абсолютной звездной величиной в максимуме блеска ($-16,5^m$ - -19^m) и большим содержанием кислорода. Возможно предшественниками SN Ib были гелиевые массивные звезды плоской составляющей Галактики.

Таблица 7

Основные наблюдательные данные о сверхновых I и II типов

Характеристика	I тип	I тип
1. Оптический спектр	Отсутствие линий H β , эмиссионные полосы, линии HeI, металлов.	Интенсивные линии H β , линии HeI, NaI, MgI, OI, CaII, FeII.
2. Место вспышки	Эллиптические, спиральные и неправильные галактики	Только спиральные галактики Sb и Sc (спиральные рукава)
3. M_{pg}	$-18^m - -21^m$	$-16,5^m - -18^m$
среднее значение M_{pg}	$-19,1^m$	$-17,2^m$
4. Энергия, освобождающаяся при взрыве	$5 \cdot 10^{50}$ эрг	10^{51} эрг
5. Источник энергии взрыва	энергия термоядерного синтеза	гравитационный коллапс
6. Звезда перед взрывом	углеродно-кислородный белый карлик, входящий в состав тесной двойной системы $M \sim 1,4M_{\odot}$, $R \sim 0,01R_{\odot}$	красный сверхгигант $M \sim (3-10)M_{\odot}$, $R \sim 500R_{\odot}$
7. Масса выброшенной при взрыве оболочки	$\sim 0,3M_{\odot}$	$\sim 1M_{\odot}$
8. Основной химический элемент в оболочке	железо	водород и гелий
9. Скорость расширения наружной границы оболочки, км/с	8000-18000	4000-12000
10. Звездный остаток после взрыва	нет	нейтронная звезда

Газовые остатки сверхновых образуются в результате выброса оболочки звездой во время вспышки. Они представляют собой быстро расширяющиеся газовые туманности, обнаруживаемые на месте вспышек сверхновых. Всего в Галактике обнаружено более 160 газовых реликтов сверхновых. Самой замечательной из них является Крабовидная туманность в созвездии Тельца, образовавшаяся в результате вспышки сверхновой II типа в 1054 г. (рис.58). В наших окрестностях Галактики обнаружен еще десяток таких туманностей с концентраци-

ей яркости к центру. Они названы плерионами.

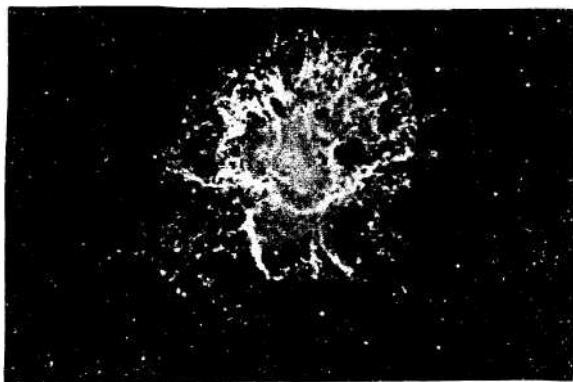


Рис.58. Фотография Крабовидной туманности М1 в созвездии Тельца.

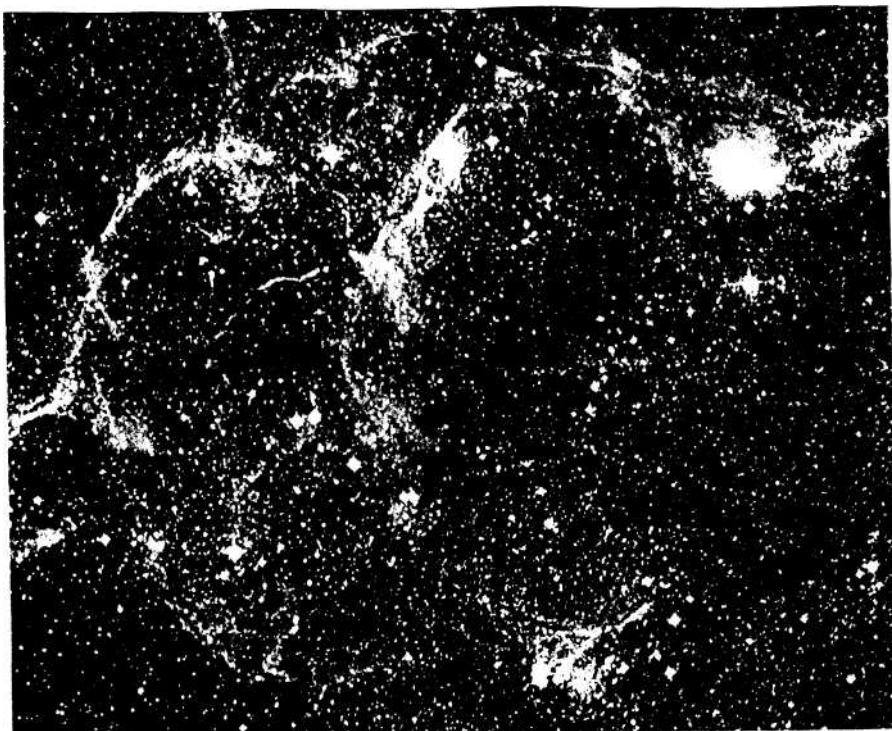


Рис.59. Волокнистая туманность Парус-Х, сброшенная при вспышке сверхновой звезды около 10000 лет назад. Ядро звезды превратилось в нейтронную звезду – пульсар PSR 0833+45 с периодом 0,089 с.

Типичными остатками сверхновых I типа являются оболочечные туманности (рис.59).

Самой характерной особенностью остатков сверхновых является их радиоизлучение. Оно имеет магнитно-тормозную природу, т.е. образуется в результате торможения релятивистских частиц в магнитном поле туманности. Эти частицы (электроны, позитроны, атомные ядра и их осколки) движутся по спирали, обвивающей силовые линии магнитного поля, и излучают электромагнитную энергию узким пучком лучей по направлению своего движения. Главная роль в таком излучении, которое называется синхротронным, принадлежит электронам и позитронам. Чем больше энергия частиц, тем короче длина волны излучения и меньше их число, поэтому в спектре синхротронного

излучения интенсивнее область, где излучают релятивистские электроны с умеренными и малыми энергиями, т.е. длинноволновая часть спектра. Таким образом, интенсивность синхротронного излучения должна возрастать с длиной волны.

Одним из самых мощных радиоисточников на небе является Крабовидная туманность. Радиопоток от нее составляет $3 \cdot 10^{33}$ эрг/с. Открытие в 1954 г. поляризации излучения Крабовидной туманности полностью подтверждает синхротронный характер ее непрерывного оптического и радиоволнового излучений.

По свойствам остатков сверхновых можно определить кинетическую энергию оболочки, которая может достигать 10^{50} эрг. Остаток сверхновой расходует доставшуюся ему энергию взрыва на расширение и торможение в межзвездной среде, на свечение и радиоизлучение. Однако, расход энергии у молодых остатков сверхновых оказался так велик, что для ее пополнения нужна постоянная инжекция - приток энергии. Во многих случаях эта энергия поступает от звездного реликта взрыва – нейтронной звезды. Так, например, наблюдаемое у пульсара NP 0532 замедление вращения $dP/dt = 36,52 \cdot 10^{-9}$ с в сутки должно сопровождаться убылью кинетической энергии порядка 10^{38} эрг/с, что соответствует полному излучению Крабовидной туманности в наше время. Таким образом, пульсар NP 0532, находящийся вблизи центра краба, осуществляет непрерывную инжекцию электронов, которые необходимы для излучения туманности.

Примерно 20 тыс. лет оболочка сверхновой представляет собой горячий плазменный шар, имеющий запутанное магнитное поле, удерживающее образовавшиеся в сверхновой космические лучи – заряженные частицы высоких энергий. Нагретая до миллионов и десятков миллионов градусов плазма оболочки, а также космические лучи могут испускать рентгеновское и γ -излучения. Причем, чем старше остаток, тем слабее его рентгеновское излучение и ниже температура плазмы, так что у самых «великовозрастных» остатков обнаружить рентгеновское излучение не удается.

После того, как температура плазмы снизится до 1млн.К, магнитная ловушка оболочки ослабевает и космические лучи вырываются из нее. От оболочки сверхновой остаются клочья межзвездного газа с невысокой температурой.

О физике вспышек сверхновых. *Явление сверхновой – это результат быстрого (взрывного) выделения энергии ($\sim 10^{51}$ эрг) в глубоких недрах звезды.* Существует два механизма взрыва сверхновых. В одном случае (СНII) коллапс центральной области приводит к образо-

ванию нейтронной звезды, а падающие к центру наружные слои, наткнувшись на упругую преграду, рожают ударную волну, которая, устремляясь сквозь вещество наружу, нагревает и расширяет звезду, вызывая новый шквал ядерных реакций в ее внутренних слоях и обуславливая оптическое проявление сверхновой (подробнее см. §17).

В другом случае (СNIa), по-видимому, происходит термоядерный взрыв вырожденного углеродно-кислородного ядра, вся звезда полностью разлетается, не оставляя какого-либо связанного гравитационными силами остатка. Расчеты показывают, что такой взрыв возможен в тесной двойной системе, состоящей из двух углеродно-кислородных белых карликов. При аккреции углеродно-кислородной смеси с темпом не превышающим $3,5 \cdot 10^{-6} M_{\odot}$ в год происходит увеличение массы аккрецирующего белого карлика, в результате чего становится возможным возгорание углерода в его центре. Как только энерговыделение за счет термоядерных реакций превысит энергетические потери на излучение нейтрино, начнется резкое повышение температуры в вырожденном веществе, способствующее более эффективному процессу ядерного горения. Когда температура достигает значения 0,8 млрд.К, происходит разрушение гидростатического равновесия белого карлика. Энергия, освобождающаяся при взрывном термоядерном синтезе, достаточна, чтобы весь белый карлик рассеять в пространстве.

По мнению некоторых ученых феномен пекулярных СNIb может возникать в ходе эволюции одиночной массивной звезды, лишившейся своей обширной водородной оболочки. При образовании у такой звезды гелиевого ядра массой $2-4 M_{\odot}$ специфические условия могут обеспечить взрывное ядерное горение гелия, вызываемое детонационной ударной волной.

В настоящее время еще далеко до полного понимания процессов взрыва сверхновых, т.к. недостаточно известна физика вещества в этих экстремальных условиях.

Сверхновая 1987А в Большом Магеллановом Облаке. Начало 1987 г. отмечено выдающимся событием в истории астрономии: вспышкой сверхновой в одном из ближайших спутников нашей Галактики Большом Магеллановом Облаке. СNI987А стала событием века, потому что взорвалась очень близко – на расстоянии 55 кпк \approx 180 тыс. св. лет, что по крайней мере в 200 раз меньше, чем у большинства наблюдаемых вспышек.

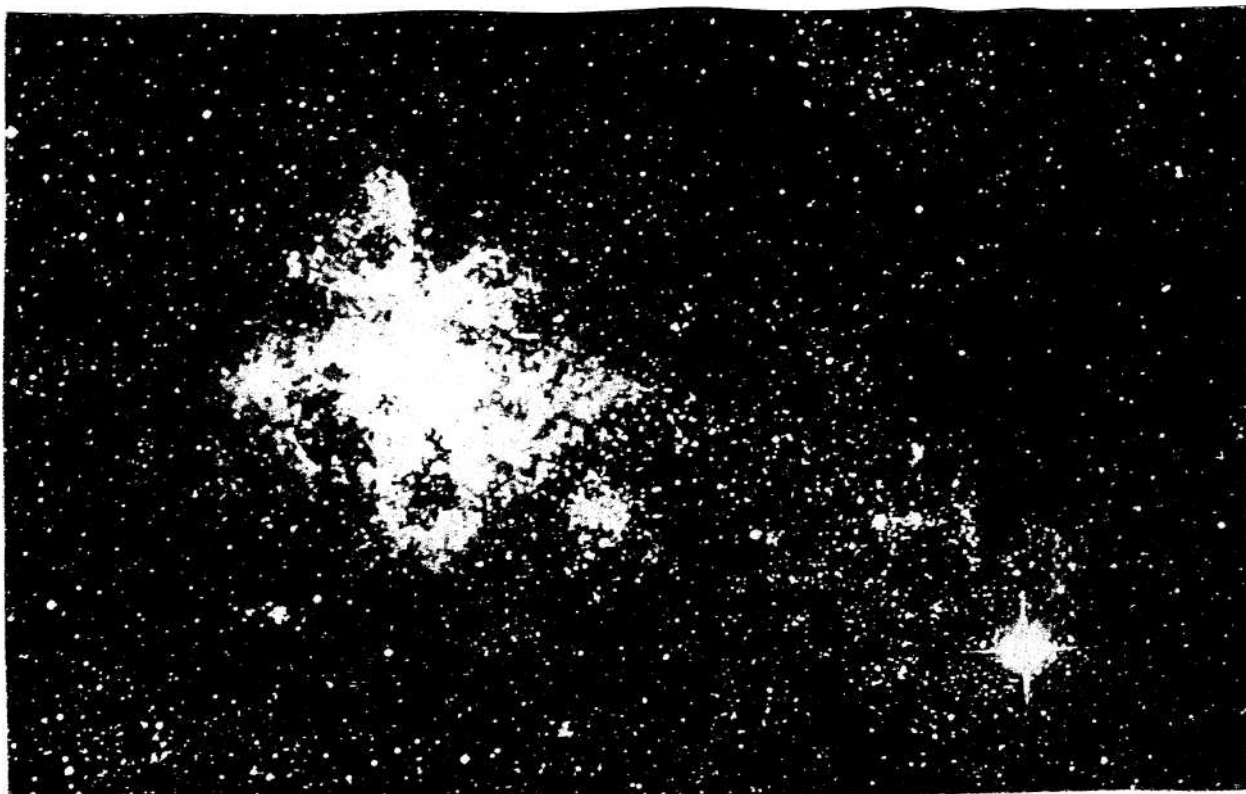


Рис.60. Туманность Тарантул и SN1987A в БМО.

Впервые ее обнаружил в ночь с 23 на 24 февраля 1987 г. канадский астроном Ян Шелтон, работавший в обсерватории Лас-Кампанас в Чили. В момент обнаружения блеск звезды был $4,5^m$ и постепенно возрастал, достигнув к концу мая $m = 2,9^m$, а затем стал медленно убывать. Невооруженным глазом звезду можно было видеть почти 9 месяцев до ноября 1987 г. Такой возможности астрономы не имели со времен Бориса Годунова и Генриха Наваррского, когда в 1604 г. Иоганн Кеплер невооруженным глазом наблюдал последнюю вспыхнувшую в нашей Галактике сверхновую.

Систематические наблюдения SN1987A проводились во всех астрономических обсерваториях южного полушария. Были задействованы также все имеющиеся внеатмосферные средства наблюдений, в том числе международная рентгеновская обсерватория на модуле «Квант» комплекса космической станции «Мир», а также рентгеновские и ультрафиолетовые инструменты автоматической станции «Астрон». Таким образом, *впервые в истории, астрономии удалось провести наблюдения вспышки близкой сверхновой во всем диапазоне электромагнитного спектра от γ -лучей до радиоволн.*

Кроме того короткий (10с) всплеск нейтринного излучения от сверхновой со средней энергией 10-12МэВ был зарегистрирован на 4-х нейтринных обсерваториях: японской, американской, российско-

итальянской и российской (в Приэльбрусье). Вспышка нейтринного излучения однозначно указала на то, что механизм взрыва сверхновой связан с гравитационным коллапсом. Данные нейтринных установок находятся в хорошем согласии с теоретическими предсказаниями как по продолжительности зарегистрированного сигнала, так и по его полной энергии.

Наблюдения показали, что предсверхновая была звездой 12 звездной величины и обозначалась в каталоге Сандулика под номером 69 202. Она классифицировалась как голубой сверхгигант спектрального класса В31 с температурой поверхности (13-17)тыс.К, имела $M \sim 18M_{\odot}$, $R \sim 30R_{\odot}$, $L \sim 10^5$, возраст 12 млн.лет. Первые 10 млн. лет своей жизни звезда вырабатывала энергию в ходе реакции превращения водорода в гелий. Запас гелия в ядре был исчерпан менее чем за 1 млн.лет. Горение углерода и неона продолжалось по 12 тыс.лет, кислорода – всего 4 года. Кремний загорелся за 10 дней до взрыва. В конце-концов образовалось железное ядро, коллапс которого вызвал взрыв сверхновой.

Взрыв начался с мощной нейтринной вспышки, отметившей рождение нейтронной звезды. Через 2 часа, когда ударная волна вышла на поверхность звезды и нагрела ее до 1 млн.К, последовала вспышка жесткого ультрафиолетового излучения (рис.61). Под

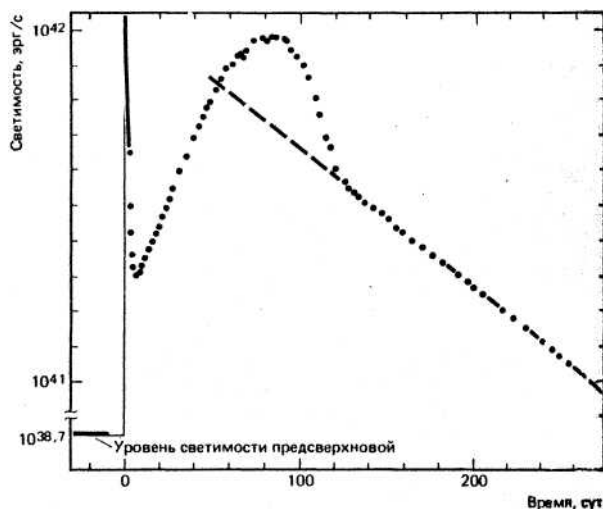


Рис.61. Болометрическая кривая блеска сверхновой 1987А. Время отсчитывается от момента регистрации нейтринной вспышки 23II 7^h35^m41^s, 37UT. Сплошная линия слева – теоретически предсказанный пик жесткого ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучения. Наклоненная штриховая линия показывает, по какому закону меняется светимость при радиоактивном распаде изотопа кобальт-56 с общей массой 0,078 масс Солнца.

действием ударной волны скорость расширения наружных слоев приблизилась к 40-50км/с. Расширение привело к резкому охлаждению внешней зоны оболочки до $T^{\circ} \sim 5500K$ и быстрому падению светимости. Так возник узкий начальный пик кривой блеска. Последующий рост светимости объясняется увеличением площади поверхности расширяющейся сверхновой, а также начавшимся с падением температуры процессом рекомбинации сначала гелия, а затем водорода, при ко-

тором высвобождается анергия.

В максимуме блеска 20 мая 1987г. полная светимость звезды достигла значения $200 \cdot 10^6$. Но видимый свет составлял лишь небольшую часть общей мощности сверхновой: в 30000 раз больше энергии унес поток нейтрино.

После максимума блеска главным источником энергии, ответственным за форму «хвоста» кривой блеска, оказался распад радиоактивного изотопа ^{56}Co . Он превращался в возбужденный изотоп ^{56}Fe , который при переходе в конечное устойчивое состояние испускает каскад γ -квантов. Взаимодействуя с веществом и теряя энергию, γ -квантов подогревали оболочку сверхновой. При взрыве SN1987A было синтезировано $0,078 M_{\odot} ^{56}\text{Ni}$, превратившегося сначала в ^{56}Co , а затем в ^{56}Fe (см. реакции 13.9).

Наблюдения указали на то, что радиоактивный никель был синтезирован не в узком сферически-симметричном слое, а был сильно перемешан по всей массе сброшенной оболочки. Таким образом, в ходе взрывного ядерного горения вещество оболочки, ранее имевшей слоистое строение, сильно перемешивается.

Через несколько месяцев после взрыва, когда сверхновая превратилась в турбулентную туманность, рентгеновские и γ -лучи, возникшие при распаде кобальта, смогли выходить наружу без рассеяния. γ -излучение достигло Земли в августе 1987 г. Оно содержало линии радиоактивного ^{56}Co с периодом полураспада 78 суток. Это означает, что кобальт возник во время взрыва. Таким образом была подтверждена гипотеза возникновения тяжелых элементов во время взрыва в условиях высоких температур.

После вспышки голубой сверхгигант Sk-69°202 исчез. *Впервые в истории астрономы увидели гибель массивной звезды в результате ее вспышки нет сверхновой, что явилось блистательным торжеством теории звездной эволюции.*

Вместе с тем картина вспышки SN1987A содержала ряд неожиданностей и поставила много новых вопросов. Это первая сверхновая II типа, обнаруженная в неправильной галактике. Она явилась настолько пекулярной, что фотометрически ее невозможно включить в классификационную схему: такого длительного подъема к максимуму (10 недель) не было ни у одной сверхновой. Ранее не было также известно случаев взрыва голубых сверхгигантов. После взрыва SN1987A практически не наблюдаема в радиолучах, не ускоряет космические лучи.

Пульсар в центре сверхновой пока не обнаружен. Возможно нейтронная звезда еще скрыта от нашего взора неразлетевшимся веществом, которое заполняет пространство между нею и удаляющейся оболочкой сверхновой. Не исключен и другой вариант: вскоре после вспышки это вещество выпало на нейтронную звезду, ее масса превысила критическую величину, и нейтронная звезда превратилась в черную дыру в результате стремительного релятивистского гравитационного коллапса.

Астрономы смогут наблюдать SN1987A и искать ответы на вопросы, заданные ею, еще более 100 тысяч лет.

Роль сверхновых в образовании Солнечной системы. Изучение сверхновых показывает их важную роль в эволюции вещества Галактики и ее основных компонентов – звезд, газа и космических лучей. Все вещество Галактики, за исключением той доли, которая застряла в белых карликах, прошло через «лаборатории» сверхновых, чтобы затем превратиться в звезды новых поколений и более богатый тяжелыми элементами межзвездный газ.

Сверхновые создают и рассеивают в Галактике «семена жизни». Только самые простые и легкие элементы, водород и гелий, образовались в первоначальном огненном шаре Большого взрыва. Основная часть более тяжелых элементов, включая углерод – основу жизненно важных химических процессов, железо в нашей крови и кислород, которым мы дышим, образовались в сверхновых звездах.

Вокруг ядер тяжелых элементов, выброшенных в межзвездное пространство во время взрывов сверхновых, конденсируются и кристаллизуются легкие молекулы межзвездного газа, образуя твердые пылинки, слипающиеся за миллионы лет в крупные хлопья – своего рода «космический снег» или, скорее, «космический смог». При сосредоточении таких хлопьев в одном месте межзвездного пространства в значительном количестве в него будут плохо проникать рентгеновские и космические лучи, поддерживающие температуру межзвездной среды, поэтому в таком облаке из «космического смога» температура понизится до нескольких Кельвинов выше абсолютного нуля. Это обстоятельство ускоряет рост конденсации и кристаллизации пылинок. Образуется газо-пылевое облако, и начинается процесс формирования звезд и планет.

Наше Солнце и планеты образовались около 5 млрд. лет назад из газо-пылевого досолнечного облака, содержавшего практически все химические элементы таблицы Менделеева. Это богатство элементами – следствие вспышек сверхновых в районе формирования Солнечной системы.

Таким образом, *проблема сверхновых стала одной из главных в астрономии, ибо оказалось, что именно вспышками сверхновых объясняется происхождение химических элементов, космических лучей, нейтронных звезд, черных дыр, Солнечной системы и, возможно, самой жизни.*

Вспышка близкой сверхновой и жизнь на Земле. *Что произойдет с жизнью на Земле, если одна из ближайших к Солнцу звезд вспыхнет как сверхновая? Прежде всего земляне увидят на небосклоне необыкновенно яркую звезду. Если вспышка произойдет на $r = 10$ пк, то ее видимая звездная величина будет -18^m . Она создаст на Земле освещенность в 1000 раз большую, чем полная Луна. Такая звезда была бы хорошо заметна днем, а ночью от нее было бы также светло, как в период белых ночей в Санкт-Петербурге.*

Сверхновая сияла бы на небосводе несколько лет. Затем вокруг нее, уже невидимой простым глазом, образовалась бы яркая туманность. Примерно через 10 тыс. лет расширявшаяся туманность достигла бы Солнечной системы. При погружении Солнечной системы на длительное время в радиотуманность произойдет увеличение плотности первичных космических лучей вблизи Земли в 100 раз. Средний уровень радиоактивности в приземном слое воздуха на Земле повысится в десятки раз, что может иметь серьезные генетические последствия для различных долгоживущих видов.

Естественный уровень радиоактивности является одной из причин спонтанных мутаций, т.е. внезапных изменений биологических характеристик данного вида, передающихся по наследству. Продолжающееся десятки тысяч лет заметное повышение уровня радиации увеличивает среднюю вероятность гибели homo sapiens от рака и летальных мутаций. Оценки показывают, что ежегодно будет вымирать 0,056% населения земного шара. Таким образом за 10 тыс. лет может вымереть все население, если гибель не перекроется воспроизводством. Сейчас ежегодный прирост населения составляет 2,3%, что существенно перекрывает риск гибели. В будущем прирост населения должен будет резко сократиться, т.к. наша планета вряд ли может обеспечить жизнедеятельность более 10 млрд. людей. Поэтому в будущем риск гибели цивилизации от сверхновой будет существенно выше.

Представляется возможным, что в далеком прошлом, несколько миллиардов лет назад высокий уровень радиации, вызванный вспышкой близкой сверхновой, мог стимулировать образование из простых органических соединений сложных комплексов, из которых могла развиваться жизнь на Земле.

Литература к главе V

[2] §158-159, [5] гл.2-3, [7] §139-142, [III] гл.II-III, [12] гл.8, [14] гл.6, [18] гл.6, 8, 14, 15, [22], [27], [35] стр.445-448, 476-481, 527-532, 600-607, 710-712, [37], [40], [41], [43] §10.8, §10.10.

Журнальные статьи

1. Березинский В.С. Нейтрино от сверхновой 1987А // Природа. – 1987. – №8. – с.95.
2. Вусли С., Уивер Т. Грандиозная сверхновая 1987 года // В мире науки. – 1989. – №10. – с.14-23.
3. Ефремов Ю.Н. Вспышка сверхновой в БМО // Природа. – 1987. – №6. – с.102.
4. Иванов В.М. Мириды и мои наблюдения U Геркулеса // Звездочет. – 1995. – №2. – с.8-9.
5. Кудашкина Л.С, Рудницкий Г.М. Долгопериодические переменные звезды // Земля и Вселенная. – 1988. – №2. – с.17-24.
6. Минин И.Н. Новая Геркулеса 1934 // Земля и Вселенная. – 1984. – №3. – с.23-27.
7. Сюняев Р.А. Жесткое рентгеновское излучение сверхновой 1987А // В мире науки. – 1989. – №10. – с.23-26.
8. Чугай Н.Н. Сверхновая в Большом Магеллановом Облаке // Земля и Вселенная. – 1989. – №2. – с.22-30.
9. Юдин Б.Ф. Симбиотические звезды // Земля и Вселенная. – 1992. – №4. – с.10-17.
10. Фадеев Ю.А. Пульсации звезд // Земля и Вселенная. – 2002. – №3. – с.3-12.

Глава VI

ЗВЕЗДНЫЕ ГРУППИРОВКИ

§29. СИСТЕМАТИКА ЗВЕЗДНЫХ ГРУППИРОВОК

Звезды распределены в пространстве весьма неравномерно, образуя группировки самого разного размера и с разным числом членов. *Звездные группировки делятся на унитарные и составные.*

К унитарным группировкам, дальнейшее членение которых невозможно, относятся кратные звезды, минископления Лодена, звездные ассоциации, рассеянные и шаровые звездные скопления. Характеристики всех этих группировок, за исключением ассоциаций, определяются двумя параметрами – массой (или числом звезд) и возрастом.

Кратные звездные системы насчитывают от 2 до 10 звезд, вращающихся вокруг общего центра масс.

Минископления Лодена выделены в 1984 г. по соседству на небе звезд с одинаковыми поздними спектральными классами. Они имеют 10-30 членов и, по-видимому, являются промежуточным звеном между собственно скоплениями и кратными звездами. Их может быть очень много и Лоден рассматривает их как остатки рассеивающихся скоплений и как доказательство происхождения всех звезд в скоплениях и ассоциациях.

Рассеянные звездные скопления – это гравитационно связанные группы звезд, насчитывающие десятки и сотни членов и не имеющие какой-либо ярко выраженной пространственной структуры.

Шаровые звездные скопления – это гравитационно связанные группировки, состоящие из сотен тысяч звезд, заполняющих в пространстве сферический объем.

Звездные ассоциации – группы молодых звезд без очевидного роста плотности к центру поперечником десятки парсек.

Составные группировки объединяют несколько унитарных группировок наряду с находящимися в общем владении единичными звездами. К составным группировкам относятся агрегаты, комплексы и регионы.

Агрегаты – это большие ассоциации со сложной структурой, содержащие молодые звезды высокой светимости спектральных классов O и B. Они включают в себя несколько скоплений и молекулярных облаков. Типичным агрегатом является OB-ассоциация в Орионе

диаметром ~ 150 пк, включающая в себя 2 гигантских молекулярных облака (ГМО), несколько облаков текущего звездообразования и молодое скопление около звезды α Ориона. Существование агрегатов отражает тенденцию ГМО, каждое из которых порождает, по видимому, одно звездное скопление (ассоциацию), образовывать скопления из нескольких членов, находящихся в центральных областях сверхоблаков III. Сравнительно небольшие размеры и молодость отличают агрегаты от звездных комплексов, в состав которых входит большинство из них.

Звездные комплексы – это области активного звездообразования диаметром ~ 600 пк, определяющие спиральные рукава Галактики. Примером звездного комплекса является комплекс χ и h Персея, состоящий из 3 агрегатов.

Регионы включают несколько комплексов. Их диаметры ~ 1 кпк.

Все перечисленные молодые звездные группировки от скопления размером несколько парсек до комплекса и агрегата размером 1 кпк вложены друг в друга, т.е. образуют иерархическую структуру. Физические характеристики звездных группировок разного иерархического ранга приводятся в таблице 8.

Таблица 8

Иерархия звездных группировок

Уровень иерархии	Название	Масса, M_{\odot}	Диаметр, пк	Возраст, годы	% объединения группировок уровня (n-1,2)
0	ассоциация	10^2-10^4	80	10^6-10^7	—
0	рассеянное скопление	10^2-10^4	4		—
0	шаровое скопление	10^4-10^6	30	10^6-10^{10}	—
1	агрегат	10^4-10^6	250	10^6-10^7	60-80
2	сверхассоциация комплекс	10^5-10^7	600 600	10^6-10^7 10^7-10^8	90-95
3	регион	10^5-10^7	1500	10^7-10^8	5-10?

Изучение звездных группировок является той узловой проблемой астрофизики и звездной астрономии, которая одинакова важна как для понимания физики и эволюции звезд, так и для понимания строения и эволюции звездных систем. Звезды, образующие группировки

ровку, имеют общее происхождение, примерно одинаковые возраст и химический состав. Это означает, что только различие в массах определяет различие в положении звезд скопления на диаграмме спектр-светимость. Понятно, что эта диаграмма должна быть изохроной, на которой располагаются звезды разных масс, но одного возраста.

Далее, для скоплений разработаны надежные методы определения расстояний, и именно на них основана в настоящее время вся шкала расстояний во Вселенной.

Наконец, членство в скоплении позволяет оценить светимость, массу, возраст, химический состав звезд, их эволюционный статус, и во многих случаях, особенно для массивных звезд, это единственный источник таких сведений.

Таким образом, *изучение строения и эволюции звездных группировок интересно не только само по себе, но и имеет первостепенное значение для решения проблемы звездообразования и эволюции звезд, служит главным средством исследования структуры и эволюции Галактики, позволяет получить ряд характеристик отдельных звезд, входящих в группировки.*

В настоящей главе будут рассмотрены в первую очередь унитарные звездные группировки.

§30. КРАТНЫЕ ЗВЕЗДЫ

В звездной астрономии к кратным звездам принято причислять звезды, имевшие менее 10 компонентов. Кратные системы довольно распространены объекты звездного мира. Так, из числа двойных звезд, которых известно десятки тысяч, около $1/3$ являются тройными.

Примером физической тройной системы может служить звезда Ригель Кентаврус – α *Центавра*. Два ее компонента Центавр А и Центавр В отделены друг от друга расстоянием в 34 а.е. и обращаются вокруг их общего центра масс с периодом равным 79 годам, а Центавра А по яркости, массе и диаметру лишь немного больше Солнца. α Центавра В обладает несколько меньшей массой, ее диаметр больше диаметра Солнца на $1/5$, температура поверхности 4400К.

Третья звезда – Проксима, видимая на небе как звездочка Π^m , физически входит в систему α Центавра, хотя их и разделяет на небе расстояние свыше 2° . Проксима – это красная по цвету звезда с температурой поверхности 3000К. Ее диаметр в 14 раз меньше солнечно-

го, период обращения вокруг общего центра масс системы более 100000 лет. В настоящее время именно Проксима Центавра признана ближайшей к Солнцу звездой: ее расстояние от нас на 3960 а.е. меньше нежели расстояние до звезд α Центавра А и α Центавра В.

Интересной тройной системой является еле различимая глазом звезда σ *Северной Короны*. Она состоит из двух звезд, находящихся на угловом расстоянии 6,6". Обращение в этой системе происходит по очень вытянутой орбите ($e = 0,78$) с $P = 1000^d$. Более яркий компонент представляет собой спектрально-двойную звезду с $P = 1,14^d$.

Оказалось, что подавляющее большинство трех- и четырехкратных систем устроено подобным образом, т.е. являются сочетанием широких и тесных пар. В четырехкратной системе ξ Большой Медведицы две желтые звезды с блеском 4,4^m и 4,9^m, очень похожие на наше Солнце, обращаются вокруг общего центра масс с $P = 60$ лет. ξ Большой Медведицы первая двойная звезда, для которой в 1830 г. была вычислена орбита (одной звезды относительно другой) и надежно определен период обращения. Тем самым впервые было показано, что закон всемирного тяготения проявляет себя и в мире звезд. Много позже с помощью спектрального анализа открыли, что звезды ξ А и ξ В, в свою очередь, имеют звезды-спутники, для одного из которых $P = 669^d$, а для другого всего 4^d.

На ξ Большой Медведицы похожа визуально-двойная звезда α *Пегаса* с периодом обращения компонентов 11,5 лет. Каждый из визуальных компонентов представляет спектрально-двойную систему с орбитальными периодами 4,77 и 5,97 суток.

Примером физической четырехкратной звезды может служить и ϵ *Лиры*. Простым глазом на месте этой звезды видны две звездочки 5 звездной величины, разделенные промежутком в 3'28". Телескоп же обнаруживает, что каждый из компонентов ϵ Лиры, в свою очередь, двойная звезда. Все четыре компонента – белые звезды.

По-видимому, подобные системы образуются в том случае, когда два компонента, возникшие после разделения газопылевого облака, вращаются слишком быстро и потому не могут превратиться в звезды. Очевидно, они распадутся на более тесные пары и получится система из четырех звезд.

Одной из самых необычных звезд неба является *Кастор* – α *Близнецов*. Еще в 1718 г. Д. Брайлей открыл, что Кастор – визуально-двойная с расстоянием между компонентами в 2". Кастор А и Кастор В имеют спектральный класс А0, их видимая звездная величина

2,0^m и 2,9^m, период обращения 4000 лет. На расстоянии 73" от этой пары видна красная звездочка 9 звездной величины – Кастор С. Расстояние между ней и двумя главными звездами не менее 960 а.е., а период ее обращения вокруг центра масс системы составляет десятки тысяч лет. Изучение спектров этих трех звезд показало, что каждая из них – спектрально-двойная, причем периоды обращения компонентов равны: в системе Кастор А – 9^d, Кастор В – 3^d, Кастор С – 19^h.

Итак, Кастор – шестикратная звезда, как и *Мицар* – ξ *Большой Медведицы*. Еще астроном Риччиоли, современник Галилея, наблюдая Мицар в небольшой телескоп, заметил, что он состоит из двух звезд, сливающихся для невооруженного глаза в одну. Обе звезды – Мицар А и Мицар В – белые горячие звезды-гиганты, обе обращаются вокруг общего центра масс с $P \sim 20000$ лет. С помощью спектрального анализа удалось установить, что Мицар А спектрально-двойная с $P = 21^d$, а Мицар В состоит из 3^x звезд. Две из них близки друг к другу и обращаются вокруг общего центра масс с $P = 182^d$. Третий же, далеко отстоящий от них компонент, вращается вокруг этой пары с $P = 1350^d$. Оказалось также, что Мицар и видимая на угловом расстоянии 12' от него звезда 5 звездной величины *Алькор*, имеют общее собственное движение и, следовательно, составляют физически взаимосвязанную систему двух звезд, обращающихся вокруг общего центра масс с очень большим периодом – около миллиона лет.

Кратные звезды часто являются ядрами рассеянных звездных скоплений. Как правило, в состав таких систем входят молодые звезды, расстояния между которыми примерно одинаковы – это звезды типа Трапедии Ориона. В нее входит минимум 9 звезд, из которых 4 наиболее яркие, как бы отмечающие вершины некоторой воображаемой трапеции, видны уже в небольшие телескопы вблизи звезды θ^1 Ориона. Три звезды этой системы (16,0^m, 16,0^m и 16,5^m) можно увидеть только в крупные телескопы. Расстояния между яркими звездами Трапедии Ориона достигают 11000 а.е.

Изучение многократных систем представляет значительный интерес для звездной космогонии. Их многочисленность служит серьезным аргументом в пользу группового, совместного происхождения звезд, т.к. объяснить возникновение кратных систем «захватом» одной звездой другую при случайной встрече невозможно.

§31. ЗВЕЗДНЫЕ АССОЦИАЦИИ

Ассоциации как обширные разреженные группировки звезд определенного типа были открыты в 10-20-х годах нашего века. *Группировки звезд высокой светимости спектральных классов О и В были названы О-ассоциациями, а аналогичные группы неправильных переменных звезд-карликов типа Т Тельца – Т-ассоциациями.* Наличие отчетливой группы одинаковых звезд как в О- или Т-ассоциации, указывает на ТО, что все эти объекты родились сравнительно недавно. Их возраст оценивается в несколько миллионов лет, в то время как возраст нашей Галактики 15-17 млрд.лет. Таким образом, *звездные ассоциации представляют собой группировки молодых звезд общего происхождения.* Как правило, их не удается выделить на фотографии непосредственно на фоне других звезд. Однако специальными методами (например, спектральными) удается определить, что звезда определенного типа в ассоциации обладают пространственной плотностью большей, чем средняя плотность звезд этого же типа в Галактике.

Сейчас обнаружено более 100 ассоциаций. Их размеры заключены в пределах от нескольких парсек до нескольких сотен парсек.

Т-ассоциации. В настоящее время под переменными типа Т Тельца подразумевают вспыхивающие переменные спектральных классов F-M, в спектрах которых присутствуют аномально интенсивные эмиссионные линии FeI $\lambda\lambda 4063, 4132$, возникающие в конвективных, охваченных турбулентными движениями атмосферах этих звезд. По звездной плотности многие из т-ассоциаций сравнимы с ядрами звездных скоплений. Кроме того, все они так тесно связаны с плотными темными туманностями, поглощение света в которых достигает 20^m , что точно еще неизвестно ни полное число членов, ни истинная полная масса этих образований. По-видимому, Т-ассоциации являются гравитационно связанными группировками, разновидностью предельно молодых, возникающих звездных скоплений, звездообразование в которых еще продолжается, так что ОВ-звезды в них не успели сформироваться.

Ряд данных указывает, что звездообразование в эволюционирующем без внешних воздействий молекулярном облаке начинается с меньших масс, а более массивные появляются потом, и когда, придя на главную последовательность, они становятся О-звездами, звездообразование прекращается. Звездный ветер от этих горячих звезд и расширяющаяся от них зона ионизованного водорода разрушают родительское облако и прекращают звездообразование. Если же массивные звезды появляются слишком быстро, когда большая часть газа

еще не переработана в звезды, уход его из протоскопления приводит к тому, что гравитационное взаимодействие уже родившихся звезд недостаточно, чтобы удержать их вместе. Так образуются гравитационно несвязанные O-ассоциации. Они обладают малой плотностью и большой дисперсией скоростей. Таким образом, *группировки, содержащие O-звезды, можно разбить на молодые, формирующиеся скопления и гравитационно несвязанные ассоциации.*

Рассеянные скопления образуются в наиболее плотных сгустках (ядрах) гигантских молекулярных облаков, где эффективность переработки газа в звезды выше ($\sim 30\%$). Отсутствие видимой концентрации звезд к центрам многих формирующихся рассеянных скоплений объясняется тем, что наиболее плотные части этих образований скрыты в недрах темных газопылевых облаков, в которых они формируются. Подобные O-ассоциации можно рассматривать как корональные области молодых скоплений, и они также должны быть динамически устойчивыми.

Образование гравитационно несвязанных O-ассоциаций объясняется низкой эффективностью переработки газа в звезды и быстрым уходом газа из породивших эти ассоциации молекулярных облаков. На практике такие ассоциации отличают от O-скоплений по большему диаметру и меньшей концентрации звезд к центру.

Ассоциации наряду с молодыми скоплениями, отдельными звездами высокой светимости и газовыми облаками входят в состав звездных комплексов, являясь наиболее яркими их участками. В Галактике подобные комплексы, в которых происходит процесс звездообразования, располагаются вдоль отрезков спиральных рукавов.

Примером звездной ассоциации является ассоциация Орион OB1, содержащая туманность Ориона и окруженная расширяющейся туманностью, называемой петлей Барнарда. Диаметр этой ассоциации 100 пк, возраст $3 \cdot 10^6$ лет. В этой области формируется звездное скопление Меч Ориона, ядро которого составляет цепочка из нескольких субскоплений горячих гигантов спектральных классов от O до B3. Скопление содержит также большое количество звезд-карликов, которые еще не легли на начальную главную последовательность и характеризуются неправильными изменениями блеска.

Другие ассоциации, связанные с большими темными газопылевыми туманностями, находятся в созвездиях Тельца, Лебедя, Единорога, Цефея, Волка, Хамелеона и других. После окончания процесса формирования ассоциация, теряя газ и часть своих быстрых членов, превратится, скорее всего, в одно или несколько рассеянных скоплений.

Резюмируя, можно повторить, что *ассоциации* – это газозвездные системы, ядрами которых являются возникающие рассеянные звездные скопления, а их характеристики и дальнейшая судьба зависят от полной массы, гравитационной энергии связи и от тех возмущений, которые будут воздействовать на них в течение их жизни.

§32. РАССЕЯННЫЕ ЗВЕЗДНЫЕ СКОПЛЕНИЯ

Под рассеянными скоплениями понимают компактные группировки десятков, сотен, иногда тысяч звезд, связанных силой взаимного притяжения, общностью происхождения и движения в пространстве (рис.62). Сейчас известно около 1300 рассеянных скоплений, а их полное число в Галактике возможно превышает 20 тысяч. Большая часть скоплений имеет массы $(100-2000)M_{\odot}$, линейные диаметры $(2-20)$ пк, плотность звезд $(0,25-80)$ на 1 пк^3 , угловые диаметры $(2-60)'$, возраст $10^6-5 \cdot 10^9$ лет.

Наиболее яркие звездные скопления обозначаются номерами по каталогу Ш. Мессье (1730-1817). Звездные скопления, занесенные в Новый общий каталог Дж.Дрейера (1852-1926), обозначаются буквами ngs и номерами из этого каталога. Так, например, одно из старейших рассеянных звездных скоплений обозначается NGC188.

Каждое сформировавшееся скопление состоит из наиболее плотной центральной области, называемой ядром, и окружающей ядро протяженной короны, звездная плотность в которой в десятки или в тысячи раз меньше плотности ядра. У рассеянных скоплений диаметры корон в несколько раз больше диаметров их ядер (табл.9), поэтому даже при сравнительно небольшой пространственной плотности членов скопления, наблюдаемых в объеме его короны, полная масса короны скопления во много раз превышает полную массу его ядра.

Классификация Тремплера. Согласно предложенной американским ученым Р. Тремплером классификации каждое скопление характеризуется тремя параметрами: концентрацией звезд к центру (от большой-I до наименьшей-IV), богатством скопления звездами (число звезд менее 50-р, от 50 до 100-т, более 100-г) и диапазоном видимых звездных величин (от 1 класса, когда все звезды имеют примерно одинаковую звездную величину, до 3 класса, когда звезды скопления сильно отличаются по звездной величине, а значит, по светимости и массе).



Рис.62. Рассеянное двойное звездное скопление η и χ Персея.

Таблица 9

Характеристики рассеянных скоплений

Скопление	Расстояние, пк	предел массы, M_{\odot}	Диаметр ядра, пк	Диаметр короны, пк	Возраст в годах
Плеяды	134	400	2,6	8,1	$5 \cdot 10^7$
Гиады	46	160	3,2	8,0	$5 \cdot 10^8$
Ясли	174	320	2,8	6,9	$5 \cdot 10^8$
χ и η Персея	1900	$5 \cdot 10^4$	9,7	80	10^6
Волосы Вероники	80	100	2,8	7,7	$5 \cdot 10^8$
NGC188	1200	1200	4,0	36	$8 \cdot 10^9$

Эта классификация используется при оценке расстояний до скоплений методом диаметров.

Методы определения расстояний до скоплений.

1) *Метод диаметров.* Расстояние до скопления вычисляется по формуле

$$r = \frac{3438D}{d'}, \quad (32.1)$$

где D – линейный диаметр ядерной области скопления, а d – угловой диаметр в минутах дуги, который можно получить путем глазомерных оценок. Относительно линейных диаметров делается предположение, что они одинаковы для скоплений одного и того же типа по классификации Тремплера.

Ошибка в оценке расстояний методом диаметров может достигать 50%.

2) *Динамические параллаксы.* Если в скоплении есть визуально-двойные звезды, то их динамические параллаксы можно вычислить по известной формуле, полученной с помощью III обобщенного закона Кеплера

$$\pi'' = a'' (\mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2)^{-1/3} P^{-2/3}, \quad (32.2)$$

где a'' – большая полуось истинной относительной орбиты двойной звезды, выраженная в секундах дуги, \mathcal{M}_1 и \mathcal{M}_2 – массы компонентов системы в \mathcal{M}_\odot , P – период обращения в годах.

Точность динамических параллаксос зависит от значения масс компонентов, точности определения a'' и P .

3) *Параллаксы переменных звезд.* К настоящему времени в рассеянных скоплениях установлено наличие переменных звезд разных типов, как затменных, так и физических. Типы физических переменных, наблюдаемых в каждом конкретном скоплении, очевидно, зависят от его возраста. Так, молодые рассеянные скопления, содержащие звезды спектральных классов O и B и ассоциированные с диффузными туманностями, как правило, содержат большое число карликовых неправильных переменных, называемых орионовыми переменными. Таковы скопление Трапеции в системе Меча Ориона и скопление NGC 2264.

В старых рассеянных скоплениях M67 и NGC188 открыты переменные типа ω Большой Медведицы и RR Лиры.

В скоплениях среднего возраста присутствуют классические цефеиды, что позволяет оценить расстояние по формуле Погсона (8.1), используя для определения M зависимость период-светимость и получив из наблюдений медианную видимую звездную величину и

период изменения блеска цефеиды (см. §25).

Зависимость период-возраст для цефеид позволяет также определить возраст скопления.

4) *Групповые параллаксы.* Все звезды скопления находятся практически на одном и том же расстоянии от Солнца, движутся в пространстве в одном и том же направлении и с одинаковой скоростью. Если скопление расположено достаточно близко к Солнцу и собственные движения его звезд (т.е. их угловые смещения на небесной сфере за год – μ) достаточно велики, можно уверенно определить точку пересечения векторов скоростей звезд на небесной сфере вследствие перспективы – радиант скопления. Тогда индивидуальные параллаксы звезд скопления можно найти из следующих соображений

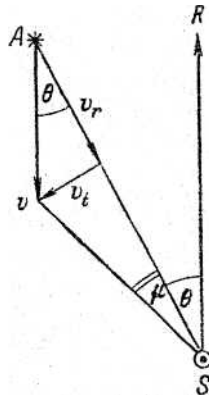


Рис.63. Схема, поясняющая определение группового параллакса звезд движущегося скопления.

(рис.63). Пусть S будет Солнце, а SR – направление на радиант, параллельное вектору скорости звезды V и составляющее угол θ с направлением к звезде A. Вектор V имеет компоненты V_r и V_t . Перемещение V_t (км/с) видно под углом μ , ("/год) и связано с μ соотношением

$$V_t = \frac{\mu \text{ а.е.}}{\pi'' \text{ год}},$$

откуда $V_t = 4,74\mu/\pi \text{ км/с}$, где π – параллакс звезды A. Из рис.63 видно, что $V_t = V_r \text{tg}\theta$. Приравняв друг другу эти два выражения для V_t , получим формулу для определения параллакса звезды, находящейся на угловом расстоянии θ от радианта:

$$\pi = \frac{4,74\mu}{V_r \text{tg}\theta}. \quad (32.3)$$

Параллаксы индивидуальных звезд движущихся скоплений, определенные по формуле (32.3), называются групповыми параллаксами.

Шкала расстояний рассеянных скоплений опирается на расстояния ближайших звезд (т.е. на тригонометрические параллаксы) и в

особенности на расстояние ближайшего скопления – Гиад, определяемое методом группового параллакса и не зависящее от каких-либо предположений о природе звезд. Средний модуль расстояния звезд Гиад по формуле (32.3) получается равным $3,2^m$, и если с этим модулем построить диаграмму Герцшпрунга-Рессела этого скопления, то ее главная последовательность совпадет с ГП ближайших звезд с известными параллаксами.

4) *Фотометрические параллаксы.* Основным средством определения расстояний до рассеянных скоплений в настоящее время являются диаграммы V, B-V (цвет – величина) их членов. Для построения такой диаграммы необходимо провести точную фотометрию звезд скопления, определив для них видимые звездные величины в системе иву. Тогда по вертикальной оси откладывается звездная величина V, исправленная за поглощение света (например, методом избытка цвета $\delta(B-V)$: $V_0 = V - 3,2 \cdot \delta(B-V)$), а по горизонтальной оси – показатель цвета B-V с учетом различия в содержании тяжелых элементов в звездах скопления, определенного, например, по интенсивности линий железа в спектрах или по ультрафиолетовым избыткам $\delta(U-B)$. Совмещая непроэволюционировавшую часть диаграммы V, B-V какого-либо скопления с прокалиброванной в абсолютных звездных величинах начальной главной последовательностью диаграммы Герцшпрунга-Рессела для Гиад, можно определить модуль расстояния m-M до исследуемого скопления, равный величине сдвига, требуемого для этого совмещения (рис.64).

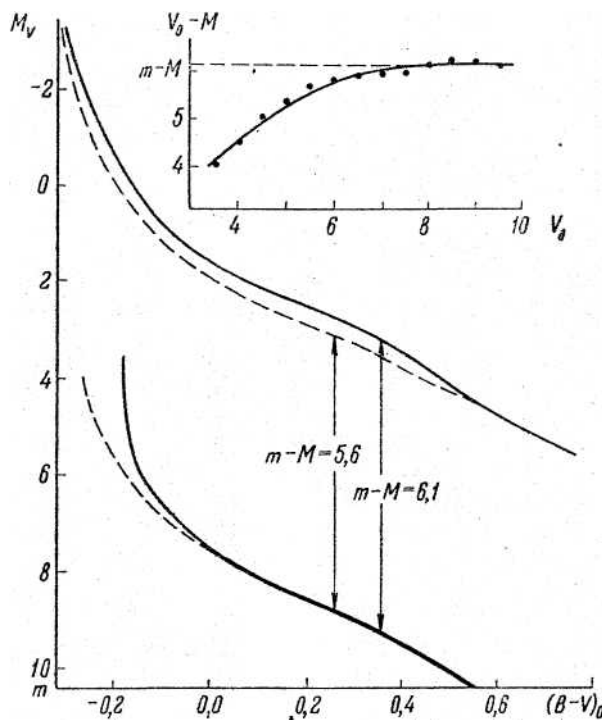


Рис.64. Схема определения модуля расстояния до скопления. Вверху – начальная ГП Джонсона (сплошная линия) и Копылова (пунктир), внизу – ГП скопления α Персея. На врезке – кривая эволюционного отклонения.

Пространственное распределение в Галактике. Рассеянные звездные скопления видны на небе в пределах полосы Млечного Пути, а их пространственное расположение – дисковая подсистема Галактики (рис.65).

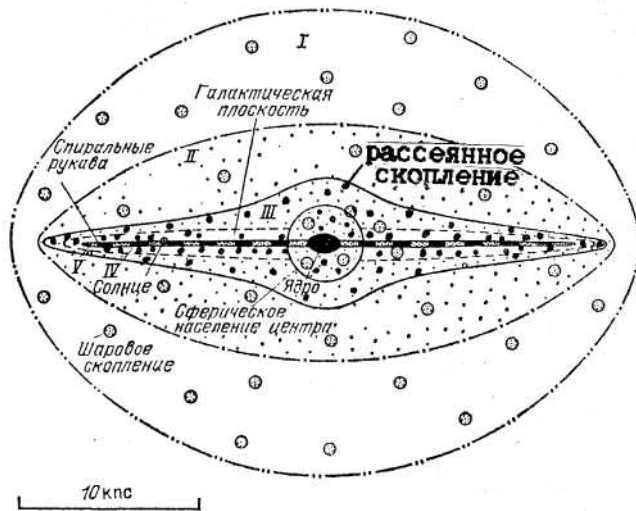


Рис. 65. Подсистемы Галактики и расположение в ней звездных скоплений. I – гало, II – промежуточная сферическая подсистема, III – диск, IV – плоская старая подсистема, V – плоская молодая подсистема.

Концентрация к плоскости Галактики и нормальный, т.е. близкий к солнечному, химический состав объясняются условиями их формирования из вещества, осевшего к плоскости вращения Галактики и обогащенного тяжелыми химическими элементами вследствие взрывов сверхновых. Образование рассеянных скоплений продолжается и сейчас, поскольку в плоскости Галактики еще достаточно для этого газа. Самые молодые скопления, содержащие звезды спектральных классов O-B2, локализуются в основном в спиральных рукавах.

Физическая эволюция скоплений сводится к физической эволюции звезд разных масс, входящих в их состав.

Диаграммы Герцшпрунга-Рессела рассеянных скоплений обычно представляют собой узкую полосу точек, тянущуюся вдоль главной последовательности. Верхний конец этой цепочки отклоняется вправо вверх, причем чем больше возраст скопления, тем ниже на ГП расположена точка поворота, т.е. тем слабее в нем ярчайшие звезды (рис.66). Кроме звезд ГП часто присутствуют несколько красных гигантов, отделенные от ГП ненаселенной областью диаграммы – пробелом Герцшпрунга.

Возраст, 10^6 лет

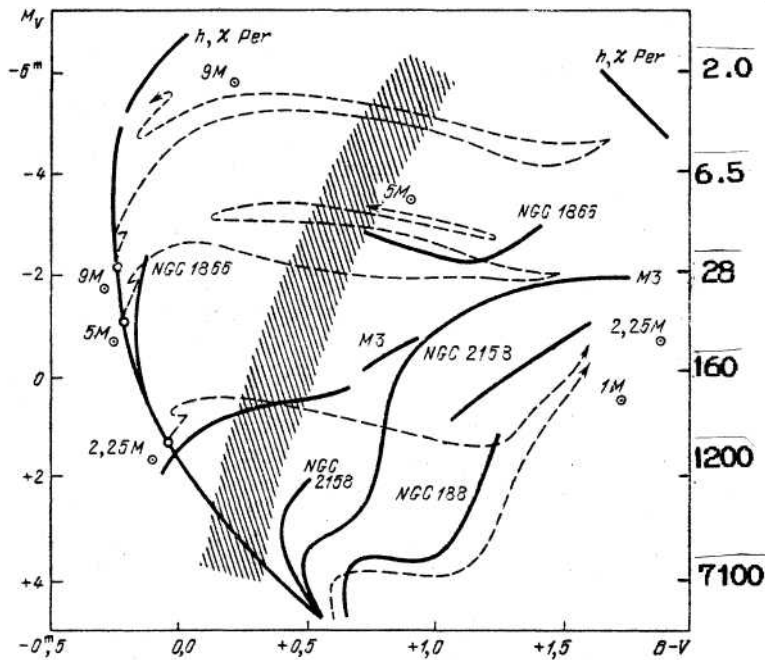


Рис.66. Сводная диаграмма цвет-светимость для 4 рассеянных и одного шарового (МЗ) скопления с эволюционными треками для звезд различной массы. Штриховкой показана полоса нестабильности.

Согласно теории число звезд в различных частях диаграмм цвет-светимость обратно пропорционально скорости различных этапов звездной эволюции, а все многообразие этих диаграмм для скоплений объясняется в первом приближении только различием их возраста. В молодых скоплениях даже наиболее массивные и яркие звезды находятся на начальной ГП, куда они попадают по окончании своего гравитационного сжатия. По мере увеличения возраста скопления и выгорания водорода в недрах звезд самые яркие из них отходят на диаграмме Герцшпрунга-Рессела вправо вверх от начальной ГП, а когда водород в ядре звезды большой массы полностью превратится в гелий, она скачком (чем и объясняется пробел Герцшпрунга) переходит в область сверхгигантов. Этот скачок на диаграмме соответствует быстрому сжатию ядра звезды и повышению его температуры, в результате чего в недрах красных сверхгигантов начинает уже идти термоядерная реакция превращения гелия в углерод.

Уход с ГП происходит тем быстрее, чем больше масса и светимость звезды, и поэтому возраст скопления определяется светимостью ярчайших звезд, еще оставшихся на ГП (соответственно правой шкале возрастов на рис.66).

Однако звезды, ушедшие с ГП, лишь недолго находятся на стадии красного сверхгиганта или (для менее массивных звезд) на стадии гиганта. Поэтому-то последние и отсутствуют в некоторых скоплениях, например, в Плеядах: из-за малого числа его членов звезды, нахо-

дившиеся ранее на стадии гиганта, в настоящий момент уже превратились в белые карлики или нейтронные звезды, а звезды с меньшей массой еще не покинули ГП.

Для звезд $M \sim 4-5M_{\odot}$ левый конец петель эволюционных треков попадает в полосу нестабильности (рис.66), в пределах которой находится ряд пульсирующих переменных звезд, и в частности цефеиды. Поскольку в точках поворота петель эволюция звезд замедляется, большинство цефеид должно обладать именно такими массами и встречаться преимущественно в скоплениях с возрастом около $5 \cdot 10^7$ лет.

У звезд малых масс ($M < 2M_{\odot}$), переход с ГП в область красных гигантов происходит медленнее. Пробел Герцшпрунга с возрастом скопления уменьшается и затем вовсе исчезает. Горение гелия у звезды начинается лишь тогда, когда она находится у вершины ветви гигантов. Диаграммы цвет-светимость для старых скоплений показывают характерный поворот ГП, которая без всякого пробела переходит в ветвь гигантов.

Следует отметить, что ни в окрестностях Солнца, ни в каких-либо других областях Галактики нет звезд, которые находились бы правее и ниже ветви гигантов на диаграмме цвет-светимость для скопления NGC188. Это означает, что возраст звезд галактического диска (области распространения рассеянных скоплений) не превышает возраст скопления NGC188, равный 5-8 млрд. лет.

В настоящее время надежные диаграммы Герцшпрунга-Рессела построены примерно для 500 звездных скоплений в нашей и других ближайших галактиках. И среди этих скоплений не оказалось ни одного, диаграмма Герцшпрунга-Рессела которого противоречила бы выводам теории звездной эволюции.

Динамическая эволюция скоплений. *Рассеянные звездные скопления обращаются вокруг центра Галактики по почти круговым орбитам.* При этом они испытывают влияние силовых полей Галактики, сопутствующих газозвездных комплексов и гигантских молекулярных облаков (ГМО). Если средняя плотность скопления достаточно велика, разрушающим приливным действием поля внешних сил можно пренебречь. Но если плотность скопления мала, оно будет растягиваться под действием этих сил вдоль своей галактической орбиты подобно тому, как растягивается метеорный рой при движении вокруг Солнца. Условием устойчивости скопления при его движении по круговой орбите во внешнем силовом поле является выполнение неравенства $\rho \geq \rho_0$, где ρ – средняя плотность скопления, а ρ_0 – некоторая

плотность, называемая критической. В окрестностях Солнца $\rho_0 \sim (0,15-0,19) \mathcal{M}_\odot / \text{пк}^3$. Средние звездные плотности типичных рассеянных скоплений (Плеяды, Гиады, Ясли) выше критической, поэтому разрушающее действие внешних силовых полей не сможет за короткий срок преодолеть взаимного притяжения звезд – членов этих скоплений. Такие скопления будут существовать достаточно долго, постепенно теряя свои члены лишь вследствие процесса диссипации, вызванного, в основном, взаимными сближениями звезд.

Звезды в скоплении движутся вокруг центра масс, находящегося практически в его центре. Случайно сближаясь друг с другом в процессе этого движения, они испытывают сильное взаимное притяжение и могут обмениваться между собой энергией движения. В этом случае одни из них резко уменьшают скорость, другие увеличивают ее. Меняются и направления скоростей и характер орбит. Например, две звезды из трех, участвующих в сближении, могут образовать тесную двойную систему, а третья может быть выброшена из скопления, если приобретенная ею энергия движения окажется достаточной для преодоления притяжения со стороны всех остальных членов скопления. Таким образом, за пределами устойчивых корон скоплений должно наблюдаться некоторое количество звезд, покинувших скопление и удаляющихся от него. Диссипирующие из скопления звезды уносят часть полной энергии скопления, что приводит к его расширению.

Действие механизма звездных сближений на динамику скоплений особенно заметно, если происходят частые сближения одиночных звезд с тесными двойными. За счет таких сближений тесные двойные системы становятся еще более тесными и запасают значительную часть энергии скопления.

В результате диссипации звезд, сопровождающей динамическую эволюцию скоплений, последние постепенно рассеиваются в пространстве. В присутствии ГМО ядро молодого скопления, находящееся в поле сил газопылевого комплекса и Галактики полностью диссипирует за срок порядка 230 млн. лет. На его месте останется лишь двойная или кратная звезда. Останется и разреженная корона скопления. Звездная плотность короны очень мала, и она не может быть обнаружена на небесной сфере как уплотнение звезд. Однако у звезд короны сохраняется важная общая черта: почти одинаковые собственные движения. Такие образования, состоящие из разбросанных звезд, имеющих одинаковые пространственные скорости, получили названия *движущихся скоплений*. Наиболее примечательным из них является движущееся скопление Большой Медведицы, содержащее десятки звезд, в том числе 5 ярких звезд, образующих ковш созвездия

($\beta, \gamma, \delta, \epsilon, \xi$).

Число движущихся скоплений в Галактике должно быть очень велико и равняться числу всех сформировавшихся и распавшихся за время ее существования рассеянных скоплений. Диск Галактики в значительной степени состоит из проникших друг в друга движущихся скоплений.

§33. ШАРОВЫЕ ЗВЕЗДНЫЕ СКОПЛЕНИЯ

Шаровые скопления в нашей Галактике – это плотные группы из сотен тысяч старых звезд, заполняющих в пространстве сферический объем и связанных вместе силами взаимного притяжения (рис.67). Их количество в Галактике оценивается примерно в 500, а

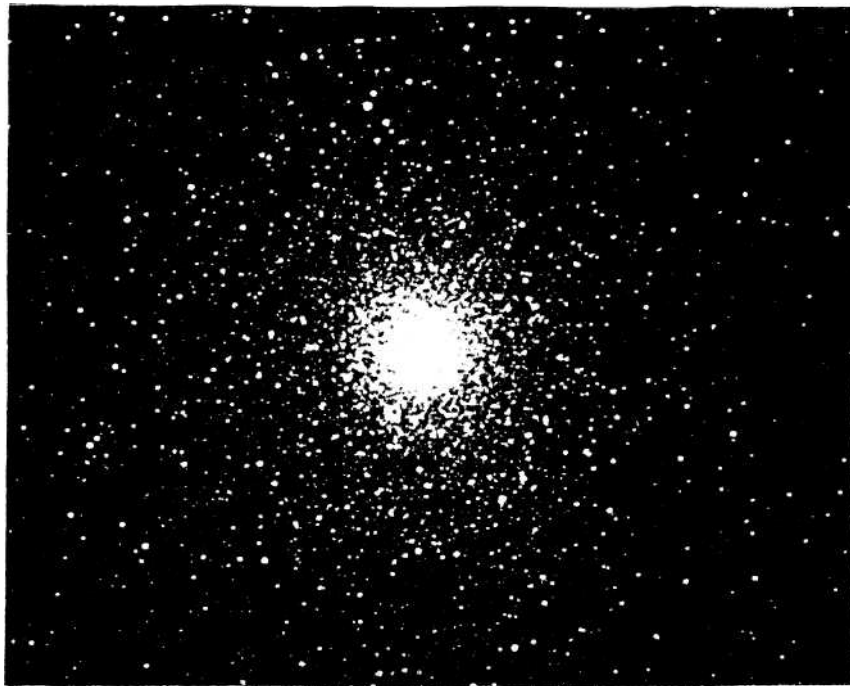


Рис.67. Шаровое звездное скопление M5 в созвездии Змеи. Радиус скопления 45пк, расстояние до него 7кпк, масса $4 \cdot 10^5 M_{\odot}$.

открыто лишь около 170, обнаружению других препятствует межзвездное поглощение света. Диаметры скоплений заключены в пределах от 16 пк (NGC4147) до 190 пк (ω Центавра), число звезд от $5 \cdot 10^4$ до 10^6 , пространственная плотность звезд 100-1000 в 1пк^3 . Интегральные абсолютные звездные величины от -5^m (NGC6366) до -10^m (ω Центавра), интегральные спектры от A5 до G6, но для большинст-

ва скоплений от F5 до G4.

Два шаровых скопления видны на небе южного полушария невооруженным глазом. Они получили обозначение ω Центавра и 47 Тукана. В северном небесном полушарии самым ярким является M13 в созвездии Геркулеса. Ближайшие к нам скопления NGC6553 в созвездии Стрельца и NGC6539 в созвездии Змеи удалены на расстояние соответственно 1.3 кпк и 1.5 кпк.

Шаровые скопления отличаются от рассеянных числом членов, своими диаграммами «цвет-звездная величина», отражающими звездный состав, наличием разных типов переменных звезд, различным характером распределения в Галактике и, наконец, возрастом. По новейшим данным возраст самого старого шарового скопления (NGC288) около 18 млрд. лет, а самых молодых Palomar 12 и Ruprecht 106 – 11 млрд. лет. Шаровые скопления являются старейшими объектами Галактики. В них обнаружено очень мало диффузной материи.

Структура и динамика. *Структурные особенности шаровых скоплений можно однозначно описать тремя параметрами: числом звезд, радиусом центрального ядра и внешним (приливным) радиусом.* Наиболее сильно скопления различаются радиусом ядра, который определяется как расстояние, где звездная плотность падает до половины своего центрального значения. В центре скопления плотность звезд в сотни раз выше его средней пространственной плотности и уменьшается пропорционально кубу расстояния от центра.

В то время как граница ядра определяется только гравитационным потенциалом самого скопления, его приливный радиус обусловлен влиянием гравитационного поля Галактики. Обычно за приливный радиус принимают то минимальное расстояние от центра скопления, на котором приливные силы галактического поля способны «отрывать» звезды от скопления. У типичного шарового скопления с $M \sim 10^5 M_{\odot}$ приливный радиус примерно в 100 раз меньше расстояния скопления от центра Галактики. Если такое скопление проходит в 5 кпк от центра Галактики, то его приливный радиус ~ 50 пк.

Каждая звезда удерживается в скоплении общим гравитационным притяжением всех остальных звезд. Она движется от центра скопления к периферии и обратно по незамкнутой орбите, напоминающей лепестки цветка, с периодом порядка миллиона лет. В среднем в каждый момент половина звезд движется к центру скопления, а другая половина наружу. Скорости звезд как раз таковы, что уравнивают притяжение к центру скопления.

Если в результате взаимного сближения отдельные звезды получают скорость больше некоторого критического значения, называе-

мого скоростью «отрыва», они могут «вырваться» из гравитационного поля скопления. Однако при значениях, меньших критического, распределение звездных скоростей в скоплении приблизительно описывается формулой Максвелла и определяет радиальный профиль его плотности.

Классификация Шепли и Сойер. Все шаровые скопления делятся по степени их концентрации к центру на 12 классов – от наиболее концентрированных (класс I) до скоплений с наименьшей концентрацией (класс XII). Последние по виду напоминают рассеянные скопления. Объективной оценкой концентрации звезд скопления является логарифм отношения приливного радиуса к радиусу ядра: $C = \lg(R_{\text{пр}}/R_{\text{я}})$. Наиболее концентрированные скопления (47 Тукана) имеют $C \sim 2$, а наименее концентрированные (NGC5053) – 0,8. Шаровое скопление MS, изображенное на рис.67, относится к V классу.

Диаграммы «цвет-звездная величина». Вследствие слабости даже наиболее ярких звезд шаровых скоплений и затруднительности их спектральной классификации, для этих систем никогда не строились диаграммы Герцшпрунга-Рессела в собственном смысле этого слова. Их роль с самого начала стали играть диаграммы видимая звездная величина-показатель цвета, первая из которых была получена Шепли в 1915 г. для скопления M13.

У шаровых скоплений на такой диаграмме уверенно выделяются последовательности гигантов и субгигантов, горизонтальная ветвь, а если скопление расположено не слишком далеко от нас, то удастся получить и участок главной последовательности (рис.68). В шаровых скоплениях ГП лишена ярких, голубых, массивных звезд. Это связано с большим возрастом скоплений и более быстрой эволюцией массивных звезд по сравнению со звездами малой массы. Массивные звезды за миллиарды лет успели сойти с ГП и превратиться в белые карлики, нейтронные звезды и черные дыры. Косвенное подтверждение эти идеи нашли в обнаружении рентгеновских источников излучения в шаровых скоплениях. Механизмом такого излучения, как известно, может быть аккреция газа на компактный объект в тесной двойной системе или на черную дыру в центре скопления.

Возраст скопления можно определить по массе и светимости звезд ГП, находящихся в точке ее поворота вправо:

$$t = 1,1 \cdot 10^{10} \mathcal{M}/L \text{ лет.} \quad (33.1)$$

Чем больше возраст скопления, тем менее массивные, а следовательно, и менее яркие звезды располагаются вблизи точки поворота. Таким образом, со временем точка поворота движется вниз по ГП.

В настоящее время у большинства шаровых скоплений вблизи точки поворота находятся звезды с $M \sim 0,8M_{\odot}$, а главная и другие последовательности на диаграммах M_V , $B-V$ населены маломассивными звездами с $M \leq 0,8M_{\odot}$. Таким образом, шаровые звездные скопления оказываются незаменимыми для изучения поздней эволюции звезд с массами, меньшими солнечной, представляющих наиболее многочисленное население Галактики.

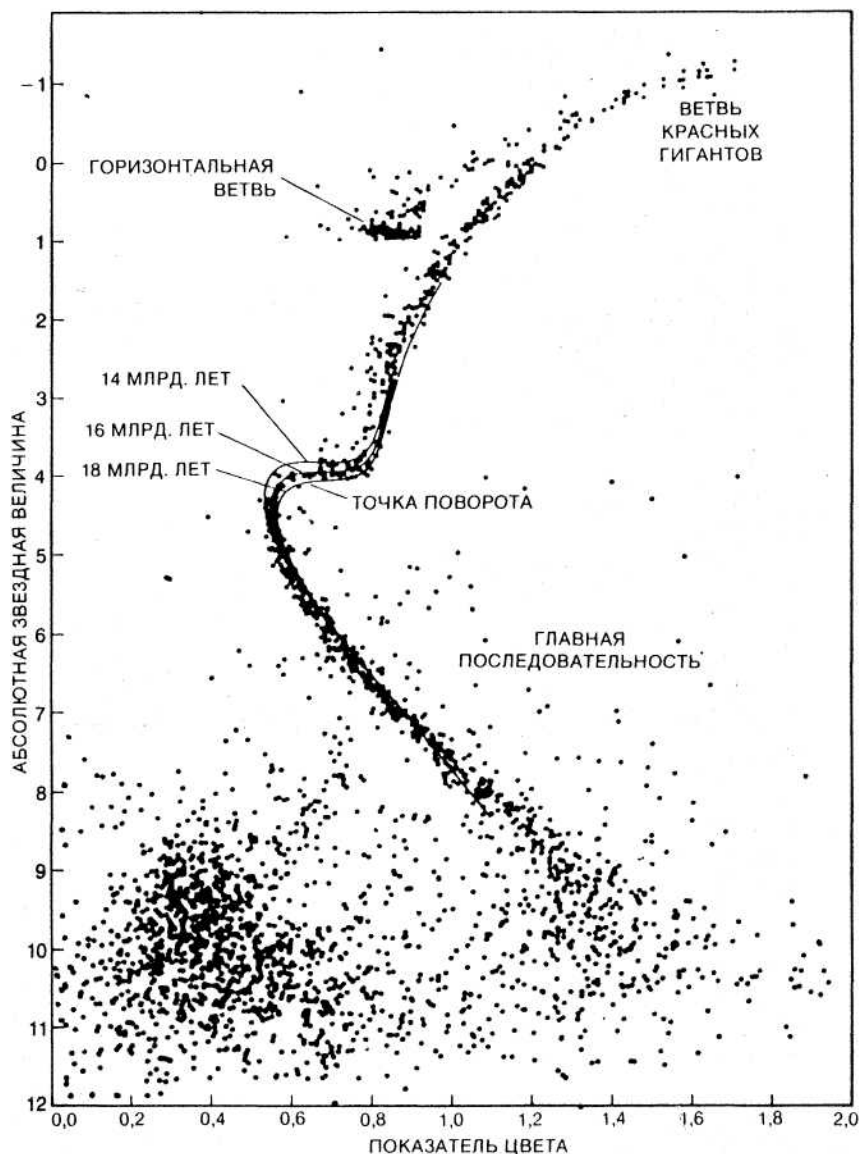


Рис.68. Диаграмма M_V , $B-V$, представляющая распределение звезд по их цвету и абсолютной звездной величине в шаровом скоплении 47 Тукана. Наилучшее совпадение в точке поворота с теоретическими эволюционными треками звезд соответствует возрасту скопления 16 млрд.лет. Большинство звезд в нижней левой части диаграммы принадлежит Малому Магелланову Облаку – галактике, расположенной за скоплением 47 Тукана.

Расчеты эволюции звезд разных масс и химического состава позволили объяснить типичные диаграммы цвет-звездная величина звезд шаровых скоплений, подобные изображенной на рис.68, Так, звезды с массами от $0,75$ до $0,6M_{\odot}$, миновав на диаграмме M_V , В-V точку поворота вправо от ГП, перемещаются по эволюционным трекам, близким к последовательности субгигантов (почти вертикальный участок диаграммы) и ветви красных гигантов до тех пор, пока не достигнут вершины этой ветви. В этот момент в окруженном водородным слоевым источником энергии сжимающемся гелиевом ядре звезды температура повышается настолько, что начинается ядерное горение гелия. По-видимому, после этого вследствие резкого повышения температуры звезды перепрыгивают скачком на горизонтальную ветвь и располагаются на ней в зависимости от своей массы и химического состава, причем наименее массивные (с $M \sim 0,6M_{\odot}$) располагаются на левом (голубом) конце ветви, а наиболее массивные (с $M \sim 0,75M_{\odot}$) – на правом, красном ее конце. Эволюционного движения вдоль горизонтальной ветви, вероятно, не происходит, и эта ветвь является неким аналогом начальной ГП для звезд малых масс с ядерным горением гелия в их недрах.

Полоса нестабильности, содержащая звезды, для которых имеется соотношение между их температурой и светимостью, благоприятное для возникновения пульсаций во внешних слоях, пересекает горизонтальную ветвь (рис.66), и все звезды, находящиеся в этом отрезке, являются переменными типа RR Лиры. Характерный для них период пульсаций составляет от $0,3$ до $0,7$ суток. Подавляющее большинство (92%) переменных звезд в шаровых скоплениях относится к типу RR Лиры. Встречаются также цефиды типа W Девы с периодами пульсаций 1^d-33^d , полуправильные переменные, новые звезды и звезды типа и Близнецов.

Определение расстояний. При определении расстояний до шаровых скоплений в принципе используется та же методика, что и для рассеянных скоплений (§32), но возникающие при этом трудности гораздо значительнее из-за большой удаленности этих скоплений и из-за очень низкого и тем не менее разнообразного содержания тяжелых элементов. ГП диаграмм V, В-V построена все еще лишь для немногих шаровых скоплений, и только до этих скоплений можно определить расстояние с достаточной определенностью методом совмещения их ГП с начальной, прокалиброванной другими методами. При этом точное решение проблемы определения расстояний этим методом затрудняет локализация ГП шаровых скоплений, т.к. из-за меньшего

обилия тяжелых элементов их ГП лежат ниже, чем у рассеянных.

Оценки расстояний до нескольких шаровых скоплений позволили определить абсолютную звездную величину находящихся в них звезд типа RR Лиры. Она оказалась заключенной в интервале от 0^m до $+1^m$, причем в скоплениях с меньшим содержанием тяжелых элементов эти звезды ярче. Используя данные о блеске и светимости звезд типа RR Лиры и цефеид типа W Девы, можно определить модули расстояния и остальных шаровых скоплений методом параллакса переменных звезд (§25).

Пространственное распределение в Галактике. Шаровые скопления видны на небе не только вблизи Млечного Пути, но и в далеких от него районах. Едва ли не треть шаровых скоплений находится в созвездии Стрельца, т.е. в направлении центра Галактики. Это своеобразное распределение шаровых скоплений на небе, впервые обнаруженное Шепли в 1918 году, указывает на то, что центр масс шаровых скоплений не совпадает с Солнцем, а находится от него в направлении созвездия Стрельца. Концентрация шаровых скоплений в этом созвездии объясняется сильным возрастанием их пространственной плотности к центру Галактики, который, следовательно, должен совпадать с центром системы шаровых скоплений. Таким образом, *расстояние до центра системы шаровых скоплений определяет и расстояние Солнца от центра Галактики. По современным оценкам это расстояние равно 8.5 кпк.*

Шаровые скопления составляют гало нашей Галактики (рис.65). Следовательно распределение шаровых скоплений в пространстве не только дает возможность обнаружить центр Галактики, но и позволяет оценить размер гало; теперь известно, что гало Галактики протянулось на 100 кпк от центра.

Сферическая форма размещения шаровых скоплений – это следы бывшей формы нашей Галактики. Подавляющее большинство шаровых скоплений возникло на ранних этапах ее развития, в ходе коллапса протяженного медленно вращающегося газового облака. Первоначально облако состояло лишь из атомов водорода и гелия, которые возникли на ранних стадиях расширения Вселенной. Именно поэтому в звездных атмосферах старых звезд шаровых скоплений содержание тяжелых элементов в 20-30 раз ниже, чем в атмосферах Солнца и звезд рассеянных скоплений, которые формировались позднее из вещества галактического диска, уже обогащенного тяжелыми элементами при взрывах сверхновых.

Динамическая эволюция. Образовавшись из газа, падающего к центру Галактики, шаровые скопления стали двигаться по очень вы-

тянутым орбитам, похожим на орбиты комет в Солнечной системе. Поэтому большую часть своей жизни скопления проводят вдали от центра Галактики и галактической плоскости, но один раз за время каждого оборота (через 10^8 - 10^9 лет) они проходят сквозь плотные центральные области Галактики, где подвергаются разрушительному действию гравитационных приливных сил. Эффект приливного воздействия заключается в том, что те звезды скопления, которые располагаются ближе других к центру Галактики и потому притягиваются к нему сильнее, опережают общее движение скопления и даже могут потерять с ним связь. Звезды же, находящиеся в противоположной от центра Галактики части шарового скопления, испытывают наименьшее действие галактических гравитационных сил, они отстают от скопления и тоже могут быть им потеряны. Связанными в скоплении остаются лишь звезды, находящиеся внутри приливного радиуса, т.е. в области, где сила притяжения звезд к центру скопления превосходит приливную силу Галактики. Поэтому, чем массивнее скопление, тем больше может быть его размер.

Динамическая эволюция шаровых скоплений определяется целым рядом факторов. Среди них – сближения отдельных звезд, приводящие к диссипации скопления и сжатию ядра, кратковременные гравитационные «удары» о диск Галактики, в результате которых звезды внутри скопления начинают двигаться быстрее и некоторые из них вылетают за его пределы, и, наконец, динамическое трение. Оно связано с гравитационной «фокусировкой» звезд Галактики, возникающей при движении массивного скопления в звездном поле. Вследствие фокусировки плотность звезд за скоплением немного выше, чем перед ним, и оно как бы тормозится окружающими звездами, постепенно теряя энергию и приближаясь к центру Галактики. Скопления, подходящие к нему слишком близко, сравнительно быстро разрушаются под действием приливных сил, возбуждаемых притяжением галактического ядра. Расчеты показывают, что за 10-11 млрд. лет в галактическом центре соберется так много массивных шаровых скоплений, что из них может образоваться компактное ядро Галактики массой $\sim 10^8 M_{\odot}$. Со временем ядро Галактики растёт, а шаровых скоплений остается все меньше и меньше.

Если эволюция массивных шаровых скоплений ($M \sim 10^6 M_{\odot}$) происходит в основном под действием динамического трения, то скопления малой массы ($M \sim 10^4 M_{\odot}$) разрушаются в результате диссипации, т.е. ухода из них звезд. Звезда, получившие в результате близких взаимных пролетов скорость больше параболической, поки-

дают скопление, а звезды, уменьшившие свою скорость (как правило, это массивные звезды) опускаются к центру скопления и формируют там его ядро. Теряя вместе со звездами значительное количество энергии, ядро скопления сжимается под действием гравитационных сил. В тот момент, когда пространственная плотность звезд в центре скопления станет достаточно большой (10^5 - 10^7 звезд/пк³), звезды начнут интенсивно объединяться в тесные двойные системы, взаимодействие которых с окружающими звездами может привести к остановке коллапса ядра и к его последующему расширению. Уменьшение пространственной плотности скопления приведет к тому, что интенсивность взаимодействия одиночных звезд с двойными уменьшится и расширение скопления прекратится. В конце концов в центральной части скопления должно остаться небольшое плотное ядро.

Если же масса скопления меньше 10%, оно может полностью разрушиться вследствие диссипации звезд за время меньшее 10 млрд. лет, причем чем ближе находится скопление к центру Галактики, тем раньше оно разрушается.

В результате совместного действия эффектов диссипации и динамического трения Галактика к настоящему времени уже лишилась примерно половины своих шаровых скоплений.

Литература к главе VI

[1] гл. II, VI, [2] §164, [7] §149, [8] гл. I, IV, [9], [11] гл. IV-V, [28], [35] стр. 212-213, 260, [36], [43] §11.4.

Журнальные статьи

1. Кинг А.Р. Шаровые скопления // В мире науки. – 1985. – №8. – с.36-44.
2. Расторгуев А.С. Звезды шаровых скоплений // Земля и Вселенная. – 1978. – М. – с.16-21.
3. Самусь Н.Н. Шаровые скопления, старые и молодые // Земля и Вселенная. – 1984. – №6. – с.20-25.
4. Сурдин В.Г. Эволюция шаровых скоплений // Земля и Вселенная. – 1978. – №4. – с.22-27.
5. Сурдин В.Г. Порядок и хаос в звездных скоплениях // Земля и Вселенная. – 1990. – №1. – с.17-22.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основное содержание этого учебного пособия составляет рассказ о звездах – главном предмете астрономии, ибо населяющие Вселенную галактики состоят в основном из звезд. Его цель – помочь понять современное состояние звездной астрофизики и стоящие перед ней задачи. Кроме сказанного, пособие призвано также пробудить у студентов интерес к научной работе.

Знакомясь с основными представлениями о природе звезд и общими законами их эволюции, читатель встретился не только с удивительными процессами, но и с чрезвычайно экзотическими образцами звездного мира: нейтронными звездами и черными дырами, рентгеновскими и гамма-барстерами, новыми и сверхновыми звездами. Именно при исследовании этих объектов за последнее десятилетие получены выдающиеся результаты.

Так, при изучении радиопульсаров были обнаружены нейтронные звезды, совершающие более 1000 оборотов в секунду вокруг своей оси (миллисекундные пульсары). Они могут служить самыми стабильными часами во Вселенной, помочь в регистрации гравитационных волн и изучении динамики звездных скоплений.

От взрыва сверхновой 1987А в БМО впервые был зарегистрирован поток нейтрино. Это улучшило представления о смерти звезд и формировании химических элементов, являющихся основой жизни на Земле.

Множество любопытных процессов, связанных с рождением звезд, было обнаружено в ИК-диапазоне со спутника ИРАС. Например, вокруг молодых звезд открыты газопылевые диски – вещество протопланетных туманностей. Были также обнаружены галактики, целиком охваченные процессом звездообразования. В инфракрасном диапазоне они излучают в 100 раз больше энергии, чем в видимом.

Самые фундаментальные проблемы астрономии – происхождение и эволюция звезд, строение галактик и история звездообразования в них, шкала расстояний во Вселенной и, значит, ее возраст – решаются при исследовании звездных скоплений, хотя скопления изучаются сейчас очень интенсивно, число загадок, связанных с ними, не уменьшается. Нерешенных проблем еще очень много. Почему, например, все шаровые скопления нашей Галактики родились 11-18 млрд. лет назад, а в соседних с нами Магеллановых Облаках образование шаровых скоплений продолжается и сегодня? Все ли звезды гало Галакти-

ки входили когда-то в состав шаровых скоплений? Почему в одном и том же скоплении можно обнаружить звезда с разным химическим составом? Куда исчезает газ, сброшенный звездами шаровых скоплений в ходе их нормальной эволюции, ведь он должен бы накапливаться в отдельных скоплениях?

Молекулярные облака, связанные с молодыми рассеянными скоплениями, рентгеновские источники в центрах старых шаровых скоплений, обнаруженные в последние годы, показывают, сколько неожиданного еще таится в звездных скоплениях. Детальное исследование скоплений в ближайших галактиках представляется важнейшей задачей будущих работ.

Можно назвать и другие ключевые проблемы на ближайшие 10 лет.

1. Какие процессы инициируют формирование звезд?
2. Существуют ли новые, пока неоткрытые типы звезд?
3. Как образуются и распространяются по Галактике биологически важные химические элементы, такие как углерод и кислород?
4. Существуют ли планеты типа Земли у ближайших звезд?
5. Где можно обнаружить черные дыры, и являются ли они источниками энергии активных галактик и квазаров?

Разумно надеяться, что ближайшее десятилетие даст ответы на эти вопросы и «что в не слишком отдаленном будущем мы сможем понять такую простую вещь, как звезда».

ЛИТЕРАТУРА

1. *Агекян Т.А.* Звезда, галактики, Метагалактика. – 3-е изд., перераб. и доп. – М.: Наука, 1981. – 415с.
2. *Бакулин П.И., Кононович Э.В., Мороз В.И.* Курс общей астрономии: Учебник, – 6-е изд., перераб. – М.: Наука, 1990. – 656с.
3. *Бочирев Я.Г.* Магнитные поля в космосе. – М.: Наука, 1985. – 206с.
4. *Бондарев Н.Г.* Основы физики межзвездной среда: Учеб.пособие. – М.: Изд-во МГУ, 1992. – 352с.
5. *Гоффмейстер К., Рихтер Г, Венцель В.* Переменные звезды /Пер.с нем. под ред. *Н.Н. Самуся.* – М.: Наука, 1990. – 359с.
6. *Гуревич А.Э., Чернин А.Д.* Происхождение галактик и звезд. – М.: Наука, 1983. – 191с.
7. *Дагаев М.М., Дежин В.Г., Климишин И.А., Чаругин В.М.* Астрономия: Учеб.пособие. – М.: Просвещение, 1983. – 384с.
8. *Ефремов Ю.Н.* Очаги звездообразования в галактиках: звездные комплексы и спиральные рукава. – М.: Мир, 1989. – 248с.
9. *Ефремов Ю.Н.* Звездные скопления. – М.: Знание, 1980. – 63с.
10. *Ефремов Ю.Н.* Новый взгляд на Галактику. – М.: Знание, 1989. – 64с.
11. Звезды и звездные системы /Под ред. *Д.Я. Мартынова.* – М.: Наука, 1981. – 416с.
12. *Каплан С.А.* Физика звезд. – 3-е изд., перераб. и доп. – М.: Наука, 1977. – 208с.
13. *Кауфман У.* Космические рубежи теории относительности / Пер. с англ. *Н.В. Мицкевича.* – М.: Мир, 1981. – 350с.
14. *Киппенхан Р.* 100 миллиардов Солнц: Рождение, жизнь и смерть звезд /Пер. с нем. под ред. *И.М. Халатникова, А.В. Тутукова.* – М.: Мир, 1990. – 293с.
15. *Климишин И.А.* Элементарная астрономия. – М.: Наука, 1991. – 462с.
16. *Крамаровский Я.М., Чечев В.П.* Синтез элементов во Вселенной. – М.: Наука, 1987. – 160с.
17. *Куто П.* Наблюдения визуально-двойных звезд /Пер. с франц. *А.М. Черепашука.* – М.: Мир, 1981. – 283с.
18. *Купер У., Уокер Е.* Измеряя свет звезд /Пер. с англ. *Е.В. Глушковой, А.С. Расторгуева,* – М.: Мир, 1994. – 272с.
19. *Левитан Е.П.* Эволюционирующая Вселенная. – М.: Просвещение, 1993. – 157с.
20. *Липунов В.М.* Все нейтронные звезды. – М.: Просвещение, 1988.

– 62с.

21. *Липунов В.М.* В мире двойных звезд. – М.: Наука, 1986. – 206с.

22. *Надежин Д.К.* Сверхновая в Большом Магеллановом Облаке // Наука и человечество, 1991: Доступно и точно о главном в мировой науке. Междунар. ежегодник /Редкол. *А.А. Логунов* (предс.) и др. –М.: Знание, 1991 – с.298-317.

23. *Нарликар Дж.* От черных облаков к черным дырам /Пер. с англ. *А.В. Беркова.* – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 140с.

24. *Нарликар Дж.* Неистовая Вселенная /Пер.с англ. под ред. *И.Д. Новикова.* – М.: Мир, 1985. – 256с.

25. *Николсон И.* Тяготение, черные дыры и Вселенная /Пер. с англ. под ред. *Н.В. Мицкевича.* – М.: Мир, 1983. – 240с.

26. *Новиков И.Д.* Энергетика черных дыр. – М.: Знание, 1986. – 64с.

27. *Псковский Ю.П.* Новые и сверхновые звезды. – М.: Наука, 1985. – 207с.

28. *Самусь Н.Н.* Шаровые скопления. – М.: Знание, 1987. – 64с.

29. *Спитцер Л.* Пространство между звездами /Пер. с англ. под ред. *В.И. Слыша.* – М.: Мир, 1986. – 182с.

30. *Сурдин В.Г., Ламзин С.А.* Что такое протозвезды. – М.: Знание, 1988. – 64с.

31. *Сурдин В.Г.* Гигантские молекулярные облака. – М.: Знание, 1990. – 64с.

32. *Сурдин В.Г., Ламзин С.А.* Протозвезды: Где, как и из чего формируются звезды. – М.: Наука, 1992. – 192с.

33. *Трофименко А.П.* Белые и черные дыры во Вселенной. – Минск: Изд-во «Университетское», 1991. – 174с.

34. *Тейлор Дж. Х.* Двойные пульсары и релятивистская гравитация (Нобелевская лекция, Стокгольм, 8 декабря 1993 г.) // Успехи физич. наук. – 1994. – Т.164, №7. – с.757-764.

35. Физика космоса: Маленькая энциклопедия /Гл. ред. *Р.А. Сюняев.* – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Сов.энц., 1986. – 784с.

36. *Холопов П.Н.* Молодые и возникающие звездные скопления. – М.: Знание, 1982. – 64с.

37. *Цесевин В.П.* Переменные звезды и их наблюдение. – М.: Наука, 1980, – 174с.

38. *Щекура Н.И.* Нейтронные звезды и черные дыры в двойных звездных системах. – М.: Знание, 1976. – 64с.

39. *Шкловский И.С.* Звезда: их рождение жизнь и смерть. – 3-е изд., перераб., – М.: Наука, 1984. – 384с.

40. *Шустов Б.М.* Сверхоболочки, сверхпузыри, галактические фонтаны // Наука и человечество, 1991: Доступно и точно о главном в ми-

ровой науке. Междунар. ежегодник /Редкол. А.А. Логунов (предс.) и др. – М.: Знание, 1991. – с.318-320.

41. *Эргма Э.В.* Барстеры, новые и сверхновые – термоядерные взрывы в космосе. – М.: Знание, 1986. – 64с.

Дополнительная литература

42. *Гуляев С.А., Жуковский В.М., Комов С. В.* Основы естествознания. Учеб. пособие. – Екатеринбург: УрГУ, 1997. – 645с.

43. *Кононович Э.В., Мороз В.И.* Общий курс астрономии. Учеб. пособие /Под ред. В.В. Иванова. – М.: Едиториал УРСС, 2001. – 544с.

44. *Гинзбург В.Л.* Астрофизика и космология: важнейшие достижения за последние три года // Земля и Вселенная. – 2002. – №4. – с.3-8.

45. *Ефремов Ю.Н.* От ассоциаций к звездным комплексам // Земля и вселенная. – 1998. – №1. – с.10-20.

46. *Клочкова В.Г, Панчук В.Е.* От звезды к планетарной туманности // Природа. – 2002. – №3. – с.28-37.

47. *Комар А.А.* Проблема дефицита солнечных нейтрино экспериментально решена // Природа. – 2002. – №10. – с.5-7.

48. *Малофеев В.М.* Уникальный пульсар Геминга // Земля и Вселенная. – 1998. – №6. – с.8-17.

49. *Слыш В.И.* Космические мазеры и звездообразование // Земля и Вселенная. – 1998. – №1. – с.3-9.

50. *Сурдин В.Г.* Гравитация и звезды // Природа. – 2002. – №1. – с.42-50.

51. *Сурдин В.Г.* Судьба звездных скоплений // Природа. – 2001. – №4. – с.44-50.

52. *Сурдин В.Г.* Самая массивная черная дыра звездного происхождения // Природа. – 2002. – №6. – с.13-15.

53. *Федорова А.В.* Необычный этап в эволюции звезды // Земля и Вселенная. – 1998. – №4. – с.3-11.

54. *Черепашук А.М.* Черные дыры и звезды Вольфа-Райе // Земля и Вселенная. – 1999. – №3. – с.26-37.

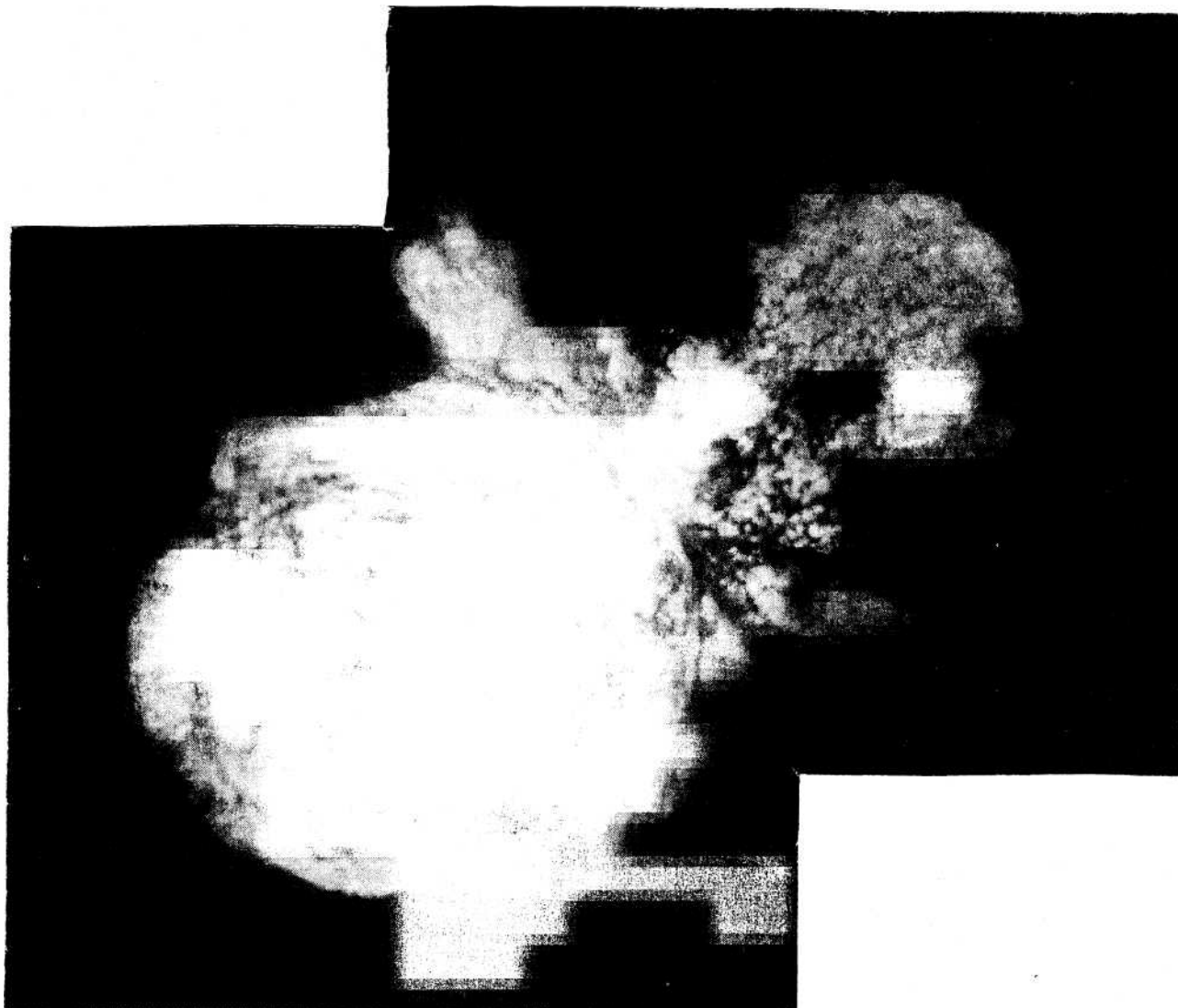


Фото 1. Одна из самых массивных звезд нашей Галактики η Киля. Звезда вспыхнула более 100 лет назад, выбросив большое количество газа в окружающее пространство. Размер видимого на снимке газового облака близок к размеру Солнечной системы. Снимок получен на космическом телескопе им. Хаббла (NASA, США).

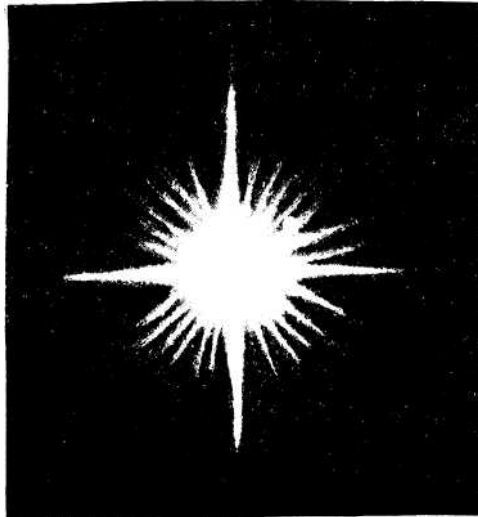


Фото II. Самая яркая звезда нашего неба – Сириус (α Б.Пса). Виден спутник – белый карлик.

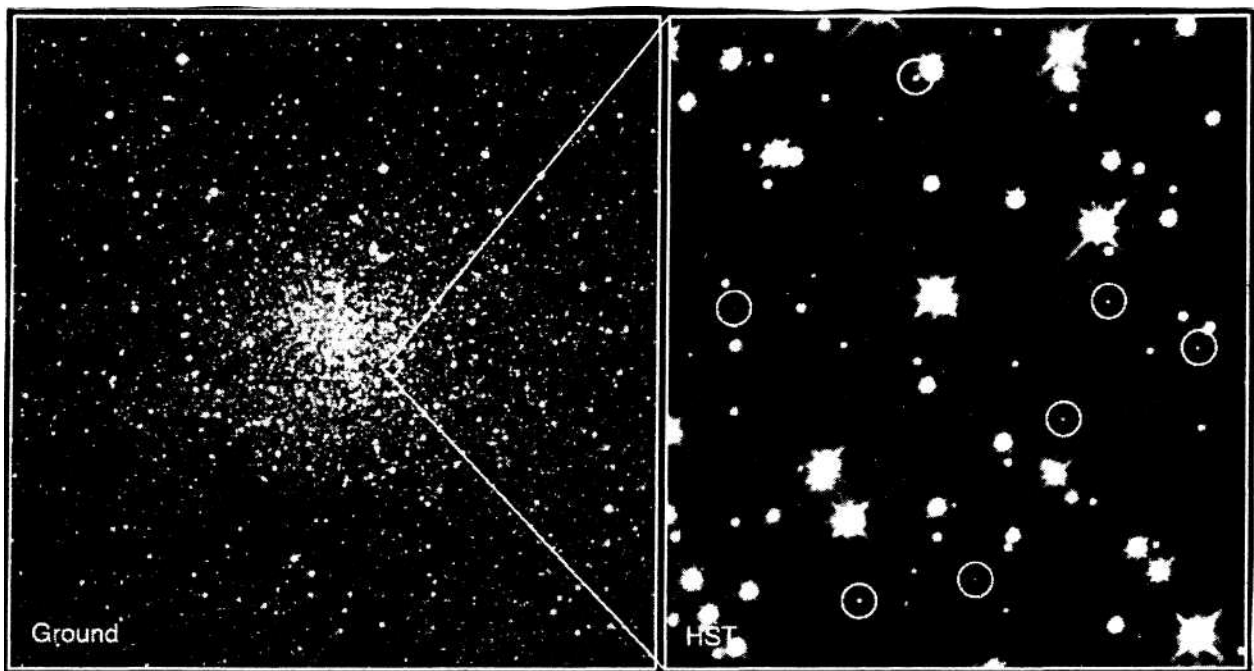
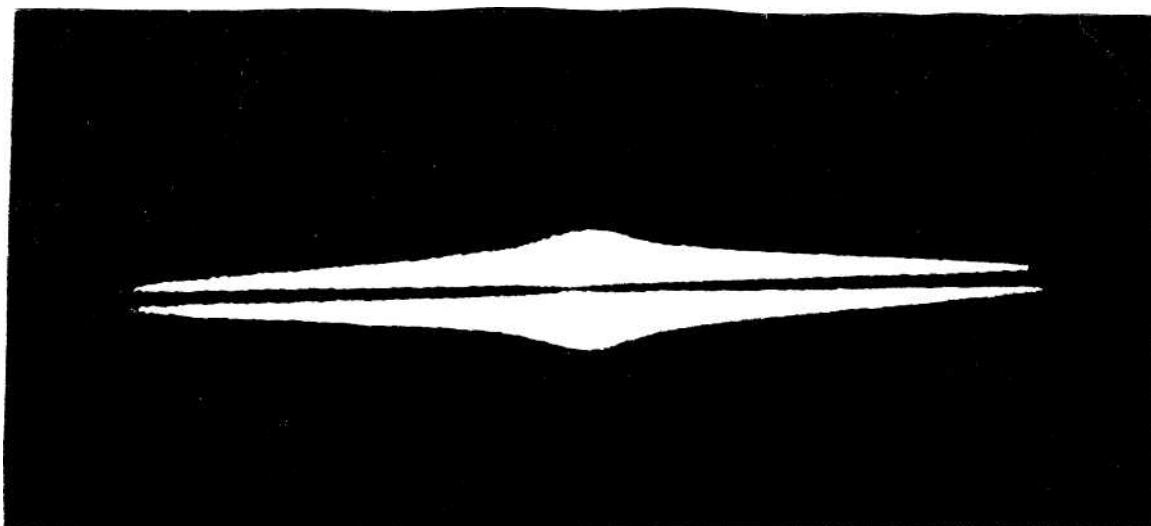
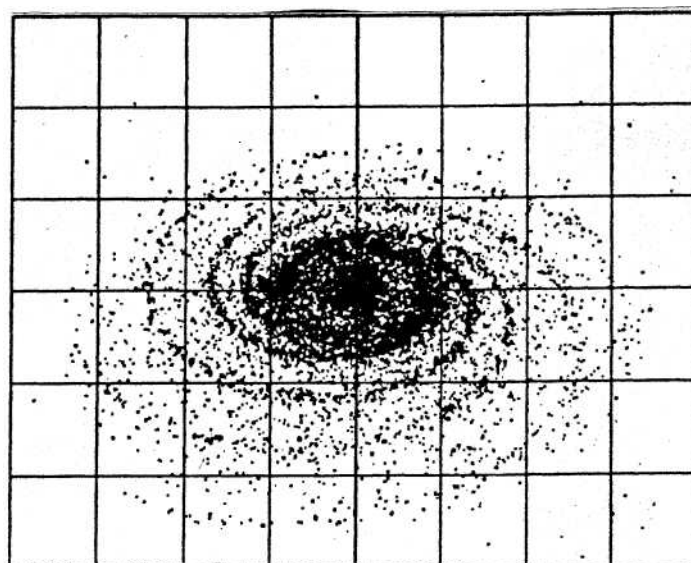


Фото III. Слева – снимок шарового звездного скопления М4 в созвездии Скорпиона, который получен с Земли. Справа – участок этого изображения, полученный на космическом телескопе им. Хаббла. Кружками обведены белые карлики. Их присутствие в шаровых скоплениях впервые было установлено по этой фотографии.



а)



б)

Фото IV: Вид нашей Галактики
а) сбоку; б) сверху из Большого Магелланова Облака, (по данным американского спутника IRAS).



Фото V. Газопылевые столбы – центральная часть туманности М16 в созвездии Змеи (космический телескоп им. Хаббла, NASA, США).

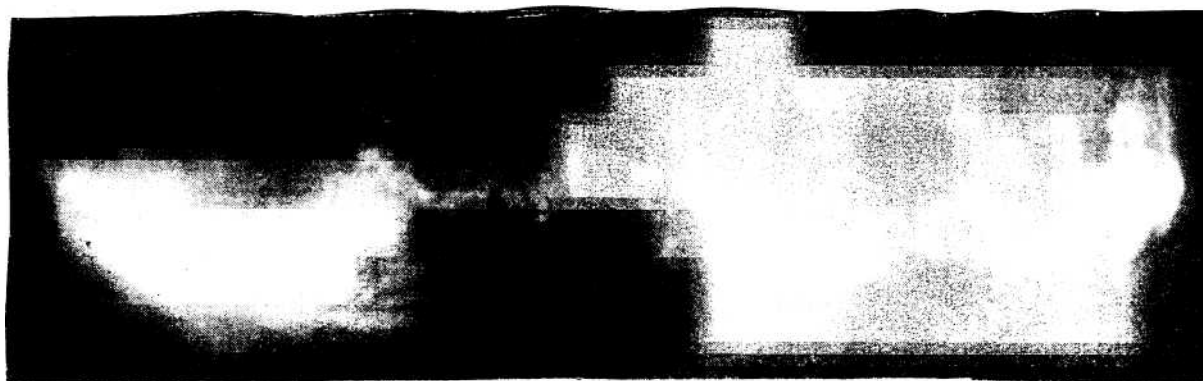


Фото VI. Объекты Хербига-Аро, являющиеся порождением прото-звезд. На снимке можно заметить, что отдельные детали комплекса HH 46 (слева) – HH 47 (справа) связаны «мостиками» слабосветящегося газа. Снимок получен на космическом телескопе им. Хаббла (NASA, США).

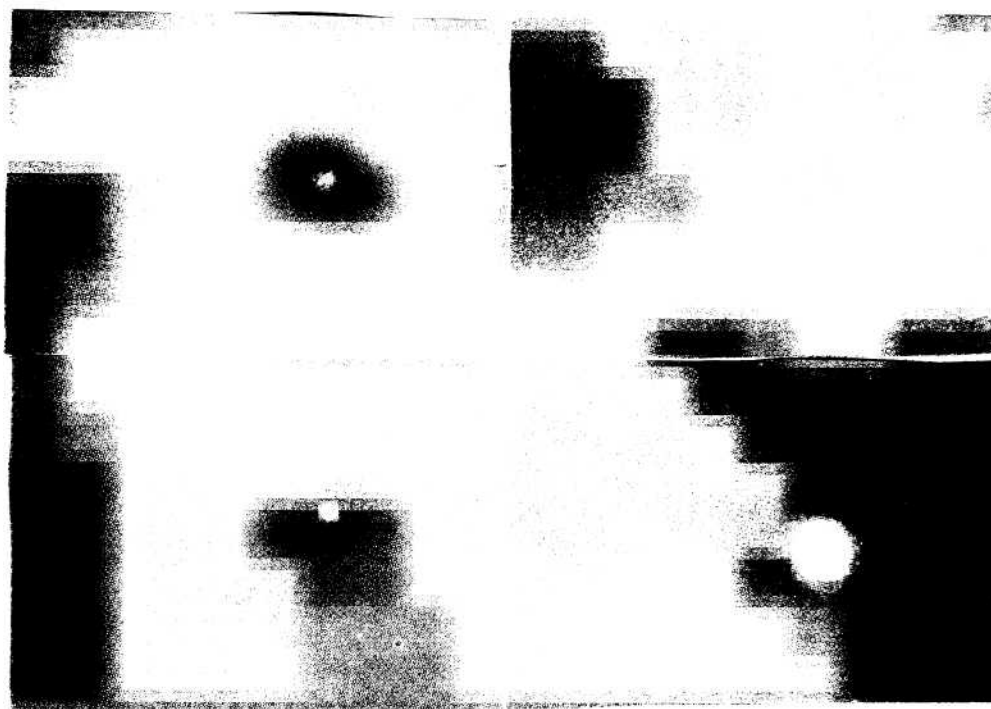


Фото VI. Протопланетные диски вокруг молодых звезд в туманности Ориона. Снимок получен на космическом телескопе им. Хаббла (NASA, США).



Фото VIII. Планетарные туманности.

Слева вверху – NGC7027 в созвездии Лебедя, слева внизу – CRL 2688 «Яйцо»,
справа – Мусп 18 «Песочные часы» (космический телескоп им. Хаббла, NASA).