

## СОДЕРЖАНИЕ

	<i>стр.</i>
1. Физические параметры Солнца .....	1
2. Фотосфера и хромосфера Солнца .....	11
3. Солнечная корона .....	30
4. Модель расширяющейся короны .....	41
5. Возмущенное Солнце .....	54
6. Солнечные вспышки .....	66
7. Ионосфера Земли. Слой Чепмена .....	76
8. Образование слоя F2 .....	85
9. Проводимость ионосферы .....	94
10. Роль амбиполярной диффузии в формировании слоя F2 .....	102

# ФИЗИКА СОЛНЦА

## 1 ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ СОЛНЦА

“Надеюсь, что в этой книге я не слишком критиковал теоретиков. Их работа действительно очень важна и нужна для истинного понимания природы солнечной атмосферы. Но сейчас данные наблюдений так ограничены, что они просто не заслуживают такого огромного количества уравнений и расчетов”. (*Зирин Г. Солнечная атмосфера. Мир, 1968, стр.488*)

Роль Солнца в существовании биосферы Земли не вызывает сомнений. Этому вопросу посвящены десятки книг, научных и популярных, художественных и научно-фантастических. Нет необходимости (и возможности) повторять их в нашем курсе. Нас, собственно говоря, Солнце интересует лишь в одном, и очень частном, его качестве — как источник или причина разного рода геофизических явлений. И даже в этой области мы ограничим наш курс малой частью разыгрывающихся на Земле геофизических явлений. А именно: нас будут интересовать в основном электромагнитные процессы в ионосфере и магнитосфере Земли и в околоземном космическом пространстве, связанные с деятельностью Солнца. Таким образом, в круг наших интересов не войдут столь важные с практической (и научной) точки зрения проявления деятельности Солнца, как метеорологические процессы, приливы и т.д. Но даже при исследовании выбранного нами чрезвычайно узкого круга вопросов нам необходимо знать хотя бы элементарные сведения из физики Солнца.

Итак, что такое Солнце? Каковы его физические параметры? В общем-то это довольно скромная звезда. Но чтобы оценить ее основные параметры, необходимо прежде всего знать:

### 1. Расстояние от Солнца до Земли

Казалось бы, это расстояние можно измерить обычным способом триангуляции, известным (для измерений расстояний на поверхности Земли) еще со времен древнего Египта (см. рис. 1.1).

По разности углов  $\alpha$  и  $\beta$ , зная базу  $\Delta S$ , можно определить расстояние до Солнца. Однако практически это оказалось неосуществимым, в основном по двум причинам: 1) расстояние до Солнца оказалось настолько большим, что параллакс Солнца оказался очень малым, за пределом ошибок измерения; 2) опорные точки — неподвижные звезды — днем не видны, а на рассвете и в сумерки, когда самые яркие из них все-таки можно наблюдать, положение Солнца, в силу искривления светового луча в атмосфере, определяется чрезвычайно плохо.

В связи с этим расстояние до Солнца измеряется путем двухступенчатой триангуляции. Суть метода состоит в следующем. Наблюдая в течение многих лет какую-нибудь планету (на рис. 1.2 Венеру), можно видеть, что предельный угол между планетой и Солнцем составляет некоторую определенную величину. В частности, для Венеры он равен  $\approx 45^\circ$ . Из элементарной тригонометрии следует:

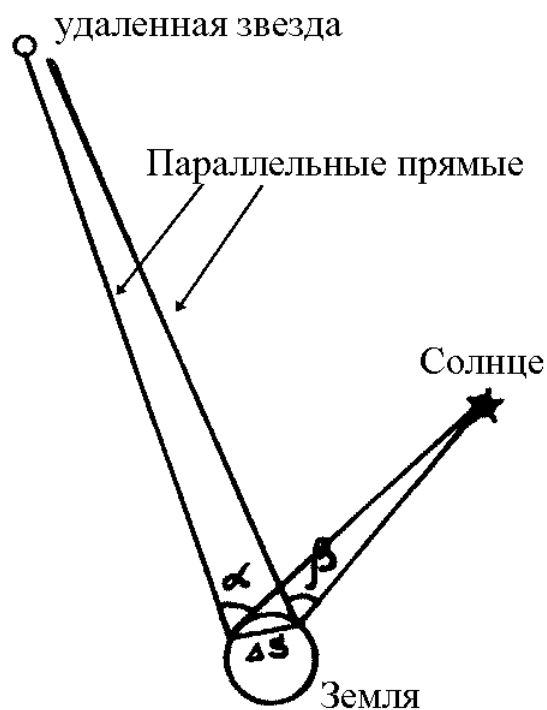
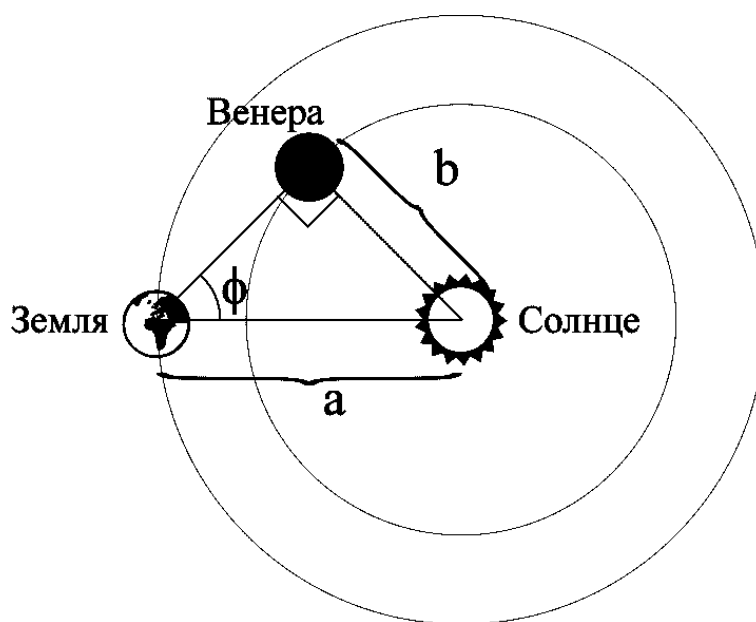


Рис. 1.1:



$\phi$  - предельный угол

$$\phi = 45^\circ$$

Рис. 1.2:

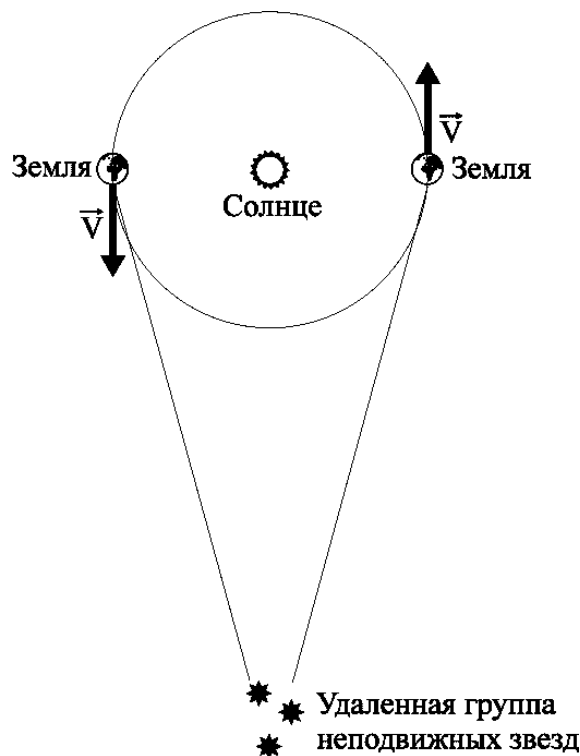


Рис. 1.3:

$$(a - b)(a + b) = b^2;$$

или

$$b = \frac{a}{\sqrt{2}} \approx 0.7a$$

$a$  — расстояние от Солнца до Земли — астрономическая единица. Таким методом может быть построена вся солнечная система в относительных единицах. Но какова же сама единица? Ее можно определить, определив кратчайшее расстояние до Венеры (или Марса). Это уже сделать значительно легче, ибо эти планеты расположены значительно ближе к Земле, чем Солнце, так что параллакс их больше, и, кроме того, их можно наблюдать и ночью, когда видны и неподвижные звезды.

Наиболее удачным для таких измерений объектом является астероид Эрос, удаленный от Земли в наиболее благоприятные для измерений моменты всего на 22 млн. км.

Измерения такого рода показали, что удаление Земли от Солнца составляет около 150 млн. км.

Существует и другой, более простой, способ. При своем годовом движении вокруг Солнца (рис. 1.3) Земля движется по отношению к какой-либо выбранной группе звезд то к ней, то от нее. При этом в силу доплеровского смещения длина волны отдельных линий в спектре звезд смещается то в красную, то в фиолетовую сторону. По этому смещению (вернее, по их полуразности за полгода) можно определить скорость движения Земли по ее орбите вокруг Солнца, она оказалась равной 29,8 км/сек.

Отсюда, зная длительность года, легко определить среднее расстояние до Солнца:

$$2\pi r = v \cdot \Delta t$$

$$r = \frac{v \cdot \Delta t}{2\pi} \approx \frac{30 \cdot 86400 \cdot 365}{2\pi} \approx 1,5 \cdot 10^8 \text{ км} = 1,5 \cdot 10^{13} \text{ см} = 150 \text{ млн.км}$$

Зная расстояние до Солнца, можно определить и остальные его параметры:

**2. Радиус Солнца**  $R_{\odot} \approx 700000 \text{ км} = 7 \cdot 10^{10} \text{ см} = 109 R_E$

**3. Масса Солнца** может быть определена из условия равновесия Земли:

$$\frac{mv^2}{r} = G \frac{M_{\odot} m}{r^2}; M_{\odot} = \frac{v^2 r}{G} = \frac{(3 \cdot 10^6)^2 \cdot 1,5 \cdot 10^8 \cdot 10^5}{6,7 \cdot 10^{-8}} \approx 2 \cdot 10^{33} \text{ г}$$

Более точная оценка дает:  $M_{\odot} = 1,99 \cdot 10^{33} \text{ г}$  (Г. Зирин, стр. 22.).

Масса Земли:

$$g = G \frac{m}{r^2}; m = \frac{gr^2}{G} = \frac{980 \cdot (6.37 \cdot 10^8)^2}{6.7 \cdot 10^{-8}} = 6 \cdot 10^{27} \text{ г}$$

(Аббот, Ч., Солнце, стр.41, МЛ, 1936)

**4. Химический состав Солнца** определяется по относительной интенсивности тех или иных спектральных линий. Конечно, мы видим лишь верхние слои Солнца, но есть основания полагать (мы их рассмотрим далее), что на Солнце чрезвычайно велики конвективные движения и, следовательно, перемешивание вещества (ядро Солнца из этого перемешивания исключено). Поэтому полученные для поверхности Солнца цифры можно распространить и на его внутренние области. Спектральный же анализ дает (по объему): Н — 81,76%; He — 18,17%; O — 00,03%; Mg — 00,02%; N — 00,01%.

### 5. Вращение Солнца

Период обращения		
$\varphi$	по пятнам	спектральные данные
0	25,14 дн.	24,64
15	25,50	25,41
30	25,53	26,45
45		28,54
60		30,99
75		33,87

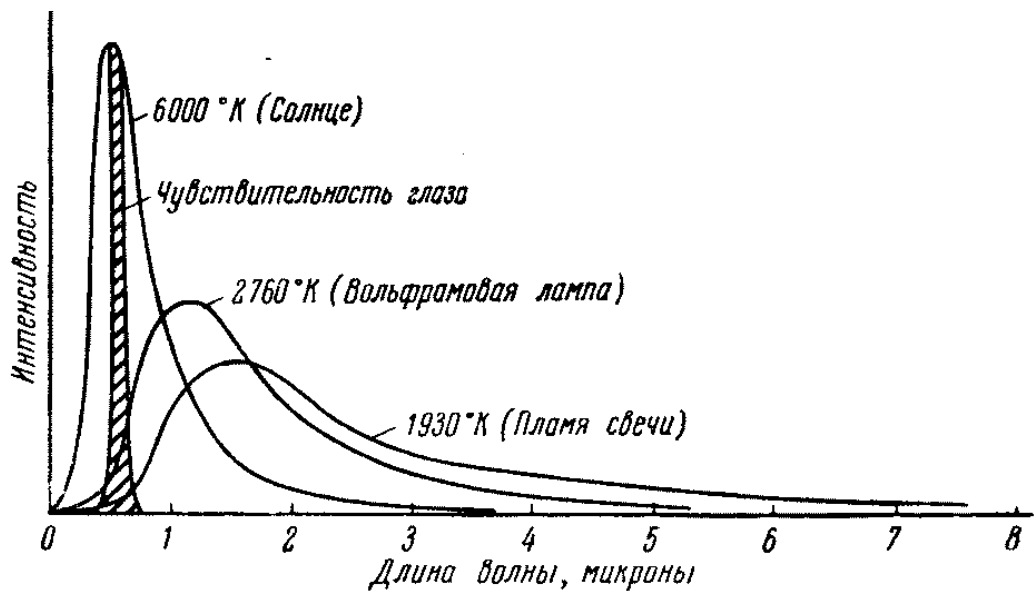
Наклон оси —  $7^\circ$ . С июня по декабрь Солнце наклонено к нам северным полушарием.

### 6. Спектр излучения Солнца. Температура Солнца.

Как известно, о температуре нагретого тела можно судить по его спектру излучения. В самом деле, формула Планка гласит, что интенсивность свечения на той или иной длине волны равна

$$u(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{hc/kT\lambda} - 1}$$

Физ. Энци. словарь, изд. Сов. Энциклопедия, М., 1965, т.IV, стр.30



Распределение интенсивности в спектрах источников с различными температурами. Заштрихованная область соответствует чувствительности глаза. (1 микрон = 10 000 ангстрем.)

Рис. 1.4:

$\frac{\nu_{max}}{T} = 5,88 \cdot 10^{10}$  сек<sup>-1</sup> град — закон смещения Вина, или  $\lambda_{max} \cdot T = 0,29 \cdot \text{см} \cdot \text{град}$   
или  $\lambda_{max}^{\circ} = \frac{0,29 \cdot 10^8}{T}$ .

Графически эта зависимость выглядит так (см. рис. 1.4):

По положению максимума свечения можно судить о температуре тела. Что же дает нам наблюдение спектра Солнца? Прежде всего, является ли Солнце абсолютно черным телом? Наблюдения интенсивности свечения Солнца показывают, что оно кажется нам ярче всего в центре диска и менее ярким по мере приближения к лимбу (Мензел, стр.29). “Это объясняется тем, что поверхность Солнца не является твердой и точно определенной; на самом деле этой слой газа. У края Солнца, где мы просматриваем его атмосферу по касательной, мы лучше видим более холодные слои, которые, следовательно, кажутся нам не такими яркими, как более глубокие слои, лучше наблюдаемые ближе к центру диска”. (Мензел, стр.29) Таким образом, Солнце не однородно по своей температуре и трудно ожидать, чтобы его спектр точно совпадал со спектром абсолютно черного тела.

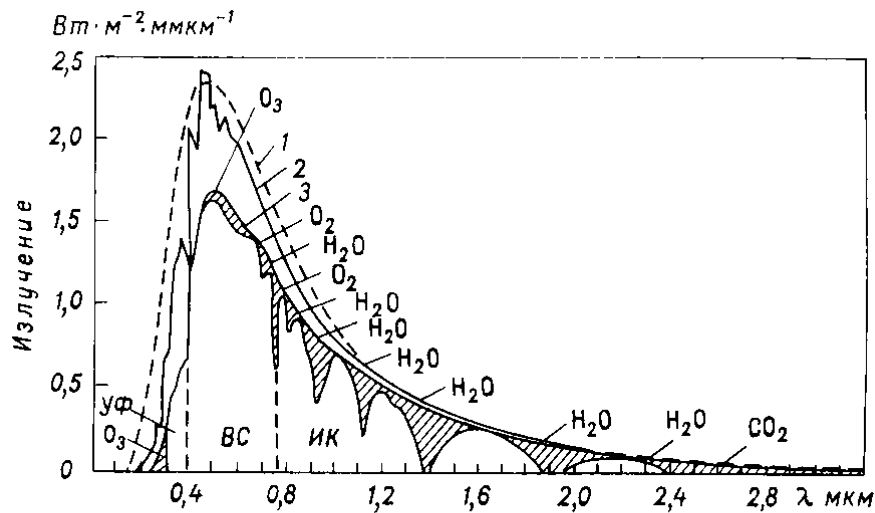
Каков же все-таки спектр Солнца?

$$\lambda_{max} = 5500 \text{ \AA}$$

$$T = \frac{0,29 \cdot 10^8}{5,5 \cdot 10^3} = 5272^{\circ} \text{ K}$$

$$\lambda_{max} = \frac{0,29 \cdot 10^8}{T} = \frac{0,29 \cdot 10^8}{6000} = 5000 \text{ \AA}$$

Как видно из рис. 1.5, спектр солнечного излучения (конечно, вне земной атмосферы) близок к спектру абсолютно черного тела, нагретого до 6000 К. Максимум свечения находится на 5000 Å (точнее, 4700 Å (Аббот) — зеленый цвет). Интересно напомнить, что



Солнечный спектр в видимой и инфракрасной частях спектра.

1 — излучение черного тела при температуре 6000 К, 2 — интенсивность вне атмосферы, 3 — интенсивность на уровне моря, УФ — ультрафиолетовое излучение, ИК — инфракрасное излучение, ВС — видимый свет.

Рис. 1.5:

спектральная чувствительность глаза человека (и большинства высших животных) также имеет максимум на  $5500 \text{ \AA}$ , что вполне целесообразно. Это свидетельствует о том, что если уж предки человека и прибыли на Землю откуда-то извне, как любят утверждать фантасты, то во всяком случае с какой-то планеты солнечной системы.

**Отличие солнечного спектра от спектра абсолютно черного тела.** Как видно из приведенного рисунка, интенсивность излучения в ультрафиолете оказывается для Солнца меньше, чем это следует по формуле Планка для абсолютно черного тела с  $T = 6000^\circ \text{ К}$ . Однако в очень коротковолновом излучении наблюдается обратная картина: интенсивность излучения Солнца на этих длинах волн становится на много порядков больше, чем это следует из формулы Планка. Этот результат можно проиллюстрировать следующей таблицей (Месси и Бойд, Верхняя атмосфера, стр. 151):

Ракетные наблюдения солнечной радиации:	
Длина волны ( $\text{\AA}$ )	Приблизительное отношение наблюдаемой максимальной интенсивности к интенсивности абсолютно черного тела при температуре $6000^\circ \text{ К}$
2400	1/6
1425–1650	1/200
1100–1350	от 1/200 до 1
795–1050	от 10 до 100
44–60	} на много порядков величины больше
5–10	

Это означает, что в атмосфере Солнца имеются области, нагретые до температуры, значительно больше  $6000^\circ \text{ К}$ . Что это за области, мы увидим далее.

## СОЛНЕЧНАЯ ПОСТОЯННАЯ

Проинтегрировав интенсивность излучения Солнца по всем длинам волн, мы получим общую интенсивность солнечного волнового излучения. Она оказывается равной в среднем:  $K = 2 \text{ кал/см}^2\text{мин} = 8,36 \cdot 10^7 \text{ эрг/см}^2\text{мин}$  ( $1 \text{ кал} = 4,18 \cdot 10^7 \text{ эрг}$ ) или, умножив эту величину на площадь освещенного Солнцем полушария Земли (вернее, его проекции на плоскость) и разделив на 60, имеем:  $W = 1,78 \cdot 10^{24} \text{ эрг/сек}$  — общий поток солнечной энергии, получаемой Землей. Из этой энергии: 35% отражается, 50% поглощается земной поверхностью, 15% поглощается земной атмосферой. При этом поглощается в атмосфере в основном коротковолновое излучение Солнца. Подробнее этот вопрос мы выясним при изучении свойств атмосферы и ионосферы Земли.

Величина “К” носит название солнечной постоянной, но действительно ли это постоянная величина?

Известно, что время от времени на Солнце происходят вспышки, т.е. резкое увеличение яркости Солнца на небольшой площади его диска. Где и как именно происходят эти вспышки и какова их роль в состоянии ионосферы, мы увидим далее. Сейчас нам важно знать сам факт существования таких вспышек. Вспышки классифицируются по величине наблюдаемой площади повышенного излучения в  $H_\alpha$  в фазе максимальной яркости вспышки. Для обозначения балла вспышек используются цифры и знаки (+) и (–) от 1– (самой слабой) и до 3+ (самой яркой). При этом излучение Солнца во вспышке, особенно в ультрафиолетовой и рентгеновской частях спектра, может увеличиваться на несколько порядков. Однако необходимо учесть, что площадь самой большой вспышки очень мала по сравнению с площадью всего солнечного диска. В результате этого общая интенсивность солнечного излучения меняется очень незначительно. Максимальное наблюдавшееся изменение солнечной постоянной имело место с 1954 по 1958 год (Джонсон и Ириарте) и составляло 2%. В целом солнечная постоянная не имеет систематических изменений, превышающих 0,2% (Мензел, стр. 81).<sup>1</sup> Таким образом, мы приходим к выводу, что Солнце является чрезвычайно устойчивой звездой, параметры которой мало меняются со временем. Есть основания полагать, что за всю историю Земли излучение Солнца менялось незначительно. Это играет огромную роль для существования жизни на Земле.

Но зная постоянную излучения Солнца, легко подсчитать полную мощность излучения Солнца. Она оказывается огромной величиной и составляет  $4 \cdot 10^{33} \text{ эрг/сек} = 1,25 \cdot 10^{41} \text{ эрг/год} = 3 \cdot 10^{33} \text{ кал/год}$  (Мензел, стр.249).

Учитывая, что вся масса Солнца равна  $2 \cdot 10^{33} \text{ г}$ , мы видим, что годовой выход энергии на Солнце составляет 1,5 кал на 1 г вещества. Если умножить эту цифру на примерный возраст Солнца ( $10^9$  лет), то потери энергии за это время составляют  $10^9$  кал на 1 г вещества. Это очень большая величина. Если бы эта энергия Солнца бралась за счет химических реакций, например, за счет сгорания углерода, то всей массы Солнца хватило бы лишь на 1500 лет.

В течение многих лет большинство ученых разделяло предположение Гельмгольца, что состояние Солнца поддерживается его медленным сжатием. Но если принять эту гипотезу и допустить, что в начале своей эволюции Солнце имело размеры во всю современную солнечную систему, то, как показал тот же Гельмгольц, максимальный возраст

---

<sup>1</sup> Внеатмосферные наблюдения показывают, что солнечная “постоянная” постоянна с точностью  $\sim \pm 0,1\%$ .



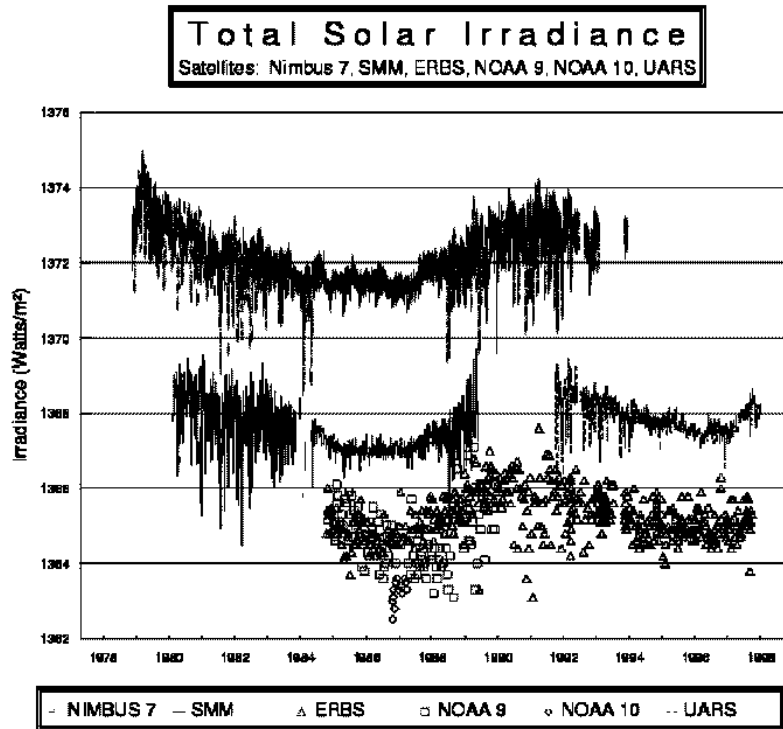
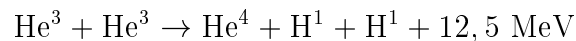
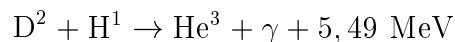
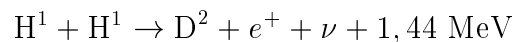


Рис. 1.6:

Солнца не превышает  $50 \cdot 10^6$  лет. В то же время мы знаем, что Земля имеет возраст  $4,5 \cdot 10^9$  лет. Отсюда следует непосредственный вывод, что источником энергии Солнца является ядерная энергия.

В настоящее время предполагается, что основной ядерной реакцией на Солнце является синтез гелия из водорода, т.е. та же реакция, которая имеет место в водородной бомбе:



(Зирин, стр. 287). Иными словами, если 1,0078 г водорода целиком превратить в гелий, то получается 1 г  $\text{He}^4$ . Мощность выделения энергии в этих реакциях оказывается равной (Зирин, стр. 287):

$$\varepsilon_{pp} = 2,5 \cdot 10^6 \cdot \rho x^2 \left( \frac{10^6}{T} \right)^{2/3} \exp\left\{ -33,8 \cdot \left( \frac{10^6}{T} \right)^{1/3} \right\} \text{ эрг/г} \cdot \text{сек}$$

где  $x$  — доля числа атомов, приходящихся на H. Остальные 0,0078 г переходят в энергию, равную соответственно  $1,7 \cdot 10^{11}$  кал (Мензел, стр. 255). Это количество тепла в  $5 \cdot 10^6$  раз больше, чем выделяется в химической реакции. Поэтому имеющихся на Солнце запасов вещества хватит еще на  $10^{11}$  лет.

Чтобы непрерывно поддерживать наблюдаемую светимость Солнца, ядерная печь должна поглощать массу со скоростью  $5 \cdot 10^{11}$  г/сек (Гибсон, стр. 31).

Таким образом, Солнце с физической точки зрения “представляет собой огромный самоуправляемый ядерный реактор. Постоянство излучаемой им энергии обеспечивается колоссальным запасом гравитационной энергии, ежесекундно готовой скомпенсировать случайную убыль или принять на себя случайное увеличение выхода термоядерной энергии” (Зирин, стр.6).

Размеры, масса и мощность излучения Солнца таковы, что, достигая поверхности, излучаемая им энергия оказывается меньшей, чем необходимо для полной ионизации внешних его слоев. Это вызывает резкое увеличение непрозрачности вещества, затрудняющее выход энергии из Солнца. И тут возникает явление, определяющее общую структуру атмосферы Солнца и физические особенности отдельных ее слоев.

Дело в том, что неполная ионизация и сильная непрозрачность приводят к возникновению условий, исключительно благоприятных для перемешивания вещества: подъем более горячих и опускание более холодных масс газа. Это явление, называемое конвекцией, имеет особый, нестационарный и турбулентный характер. Под ударами отдельных гранул атмосфера начинает колебаться, и возникают различного типа волны, распространяющиеся в верхние ее слои. Волны механическим путем переносят ту энергию Солнца, которая была задержана увеличением непрозрачности внешних слоев. Хотя эта энергия составляет лишь малую долю излучения всего Солнца, она эффективно поглощается и оказывается достаточной для нагрева верхних разреженных слоев атмосферы. Выше некоторого уровня в атмосфере Солнца, температура которого минимальна, начинается температурная инверсия (Зирин, стр.6), и верхние слои солнечной атмосферы разогреваются до очень высоких температур. Это, в свою очередь, приводит к целому ряду грандиозных явлений, существенно сказывающихся на состоянии межпланетного пространства.

Познакомившись с основными параметрами Солнца, выпишем сводку его основных констант:

Радиус  $R_{\odot} = 6,96 \cdot 10^{10}$  см

Масса  $M_{\odot} = 1,99 \cdot 10^{33}$  г

Средняя плотность  $\bar{\rho} = 1,410$  г/см<sup>3</sup>;  $\rho_{\text{ц}} = 130$  г/см<sup>3</sup>

Ускорение силы тяжести на поверхности  $g = 2,74 \cdot 10^4$  см/сек<sup>2</sup>

Полное излучение  $L = 3,86 \cdot 10^{33}$  эрг/сек

Астрономическая единица  $a = 1,496 \cdot 10^{13}$  см = 214,94  $R_{\odot}$

Температура поверхности 6000° К;  $T_{\text{ц}} = 2,8 \cdot 10^7$ ° К

(Зирин, стр.22)

### Строение атмосферы Солнца (общая схема)

1) Яркая, излучающая поверхность Солнца называется **фотосферой** Солнца. На уровне фотосферы  $T = 5800^{\circ}$  К; максимальная энергия излучается на длине волны  $\lambda \approx 5000$  Å.

2) Непосредственно над фотосферой располагается тонкий слой относительно холодного газа ( $\Delta h \simeq 10^8$  см). Атомы этого слоя поглощают свет, излучаемый фотосферой (**обращающий слой**). В результате этого спектр излучения превращается в спектр поглощения (точнее сказать, на спектр излучения накладывается спектр поглощения). В результате этого в спектре Солнца появляются темные (фраунгоферовы) линии.

3) Обращающий слой переходит непосредственно в **хромосферу**, толщина: 10000–14000 км. Хромосфера видна во время солнечных затмений в виде яркого красноватого кольца вокруг солнечного диска. При более тщательном изучении оказывается, что хромосфера вовсе не однородный слой, а быстро меняющееся образование с волокнистой структурой. Многочисленные, недолго живущие струи, называемые спикулами, постоянно выбрасываются вверх на высоту до нескольких тысяч километров. Красный цвет спикул объясняется преобладанием свечения красной водородной эмиссии  $H_{\alpha}$ .

Хромосфера прозрачна для видимого спектра Солнца. Температура в хромосфере не постоянна и растет с высотой от  $5000^{\circ}$  до 20000–100000 К. Характеризуется повышенным излучением в ультрафиолетовой области.

4) **Корона**. Самая внешняя оболочка Солнца. Непосредственно видна во время солнечных затмений, когда Луна закрывает слепящий диск Солнца. Простирается непосредственно от уровня хромосферы до орбиты Земли (может быть и далее). Спектр короны состоит из ярких линий, наложенных на непрерывный спектр. Наиболее яркими из корональных линий являются зеленая  $5303 \text{ \AA}$  и желтая  $\lambda = 5694 \text{ \AA}$ . Эти линии долго не могли отождествить с линиями каких-либо элементов, наблюдаемыми в земных лабораториях. Лишь в 1945 году Эдлен показал (Зирин, стр.400 и 153), что они излучаются соответственно  $FeXIV$  (13 раз ионизованное железо) и  $CaXV$  (14 раз ионизованный кальций). Для того, чтобы столько раз ионизировать железо и кальций, требуется соответственно 390 и 814 eV (Зирин, стр.154), что соответствует температуре приблизительно в  $1,5 \cdot 10^6$  К. Такова минимальная температура короны.

### Литература

1. Мензел Д. Г. Наше Солнце, Физматгиз, М., 1963
2. Зирин Г. Солнечная атмосфера, Мир, 1969
3. Брей Р., Лоухед Р. Солнечные пятна, Мир, 1967
4. Пикельнер С. Б. Основы космической электродинамики, Наука, 1966
5. Паркер Е. Н. Динамические процессы в межпланетной среде, Мир, М., 1965
6. Уиттен Р., Поппов И. Физика нижней ионосферы, Мир, 1968
7. Гибсон Э. Спокойное Солнце, М., Мир, 1977, 408 стр.

### Не обязательная

1. Смит Г., Смит Э. Солнечные вспышки, Мир, 1966
2. Шкловский И. С. Физика солнечной короны. Физматгиз, М., 1967
3. Месси Х. С., Бойд Р. Л. Верхняя атмосфера, Гидрометеоздат, Л., 1962

## 2 ФОТОСФЕРА И ХРОМОСФЕРА СОЛНЦА

Мы рассмотрели структуру солнечной атмосферы в самом грубом приближении и выделили в ней области, которые видны, вообще говоря, невооруженным глазом. Что же видно на Солнце, если рассмотреть его более внимательно, с применением оптики?

Рассмотрим сначала спокойное Солнце. Даже при рассмотрении Солнца в белом свете, прежде всего бросается в глаза то обстоятельство, что видимая поверхность Солнца, т.е. фотосфера, не является сплошной, но состоит из огромного числа чрезвычайно изменчивых и подвижных зерен, или гранул. “Эта поверхность имеет вид так называемой грануляции, которую часто сравнивают с рассыпанными рисовыми зёрнами. Это прекрасное сравнение приписывается одному астроному, который утверждал, что грануляция похожа на “зёрна риса, плавающие в миске с супом”. Сравнение хорошо передает картину явления, хотя и обнаруживает, что ученый не знал известного из кулинарии факта, что зёрна риса тонут в воде” (Мензел, стр.34).

**Солнечные гранулы** — крошечные яркие образования диаметром в несколько сотен километров, выделяющиеся на более темном фоне. “Большей частью они видны вблизи центра солнечного диска. По нескольким последовательным фотографиям можно установить, что отдельные “зёрна” живут недолго. В течение нескольких минут весь характер картины может полностью измениться” (Мензел, стр.35).

На фотографиях с хорошим пространственным разрешением (в несколько десятых секунды ( $1'' = 726$  км на поверхности Солнца)) видно, что гранулы имеют чрезвычайно неправильную форму, часто форму многоугольников. Светлые гранулы разделены узкими темными “дорожками”, шириной в несколько десятых долей секунды. Поскольку это совпадает с разрешающей способностью современных приборов, можно ожидать, что дорожки могут быть и более узкими. Иногда на поверхности Солнца видна темная площадка, на которой почему-то отсутствуют гранулы. Эта площадка очень короткоживущая, и через некоторое время заполняется гранулами. Их не следует путать с малыми солнечными пятнами (порами).

Существенно отметить, что гранулы не только ярче окружающего фона, но, по-видимому, и горячее последнего. Так, например, Г.Г. Пласкет обнаружил, что гранулы излучают несколько больше голубых лучей, чем соседние более темные области (Мензел, стр.156). Разность температуры между центром гранул и краем — по меньшей мере  $100^\circ$  К (Гибсон, стр.43).

**Характерные размеры гранул:** по данным Роша (Брей, Лоухед, Солнечные пятна), наиболее вероятное расстояние между центрами соседних гранул составляет  $2'', 6 \approx 1600$  км. В книге Т.Смит и Э.Смит “Солнечные вспышки” (стр.18) другая цифра: от 200 до 1800 километров (рис. 2.1).

Следующим чрезвычайно важным для понимания физической природы гранул свойством является то, что газ в центре гранул движется вверх (от Солнца). Судя по доплеровскому смещению линий, средняя скорость движения газа составляет  $0,2-0,3$  км/сек (Брей, Лоухед, стр.89, Г.Зирин, стр.295). В темных же областях газ опускается (Брей, Лоухед, стр.89); хотя последний момент еще не совсем ясен, т.к. имеются данные, противоречащие этому утверждению.

Как зарождается фотосферная гранула? “Изменение фотосферных гранул особенно трудно проследить во время их возникновения и распада, т.к. тогда нелегко отождествить

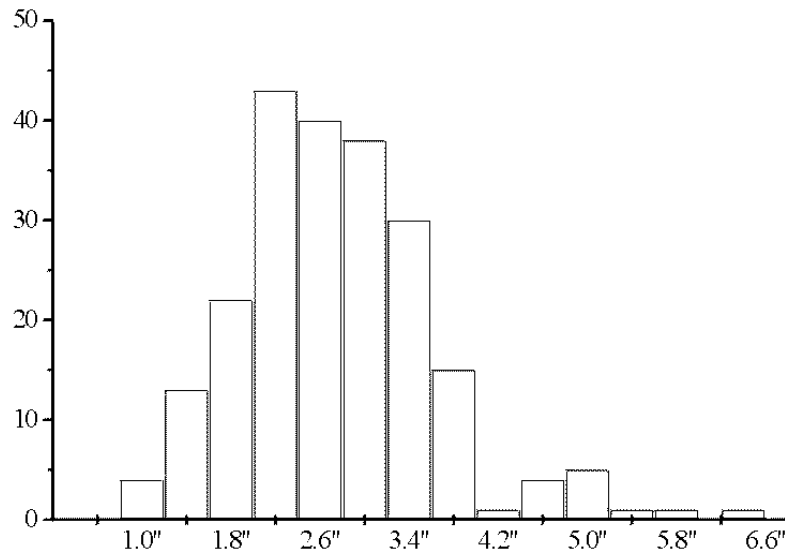


Рис. 2.1:

даже сами гранулы. Рошем и Хьюгоном было зарегистрировано только 26 уверенных случаев рождения или исчезновения гранул, для которых определялось время жизни. Обычно гранулы развиваются из туманного пятнышка яркого диффузного вещества, которое возникает на темном участке. Эти диффузные пятнышки очень трудно отличить от размытых из-за плохого качества изображений гранул. Распад гранул, по-видимому, происходит в результате обратного процесса, хотя иногда гранула исчезает, сливаясь с соседней гранулой (Брей, Лоухед, стр.93).

**Среднее время жизни гранул порядка 10 минут** (Брей, Лоухед, стр.91).

Перечисленные особенности гранул, их ячеистая структура, движение вещества в них, опускание газа между гранулами — свидетельствуют о том, что гранулы появляются вследствие конвективных движений в атмосфере Солнца. Теории этих движений (теории установившейся конвекции) все еще не существует.

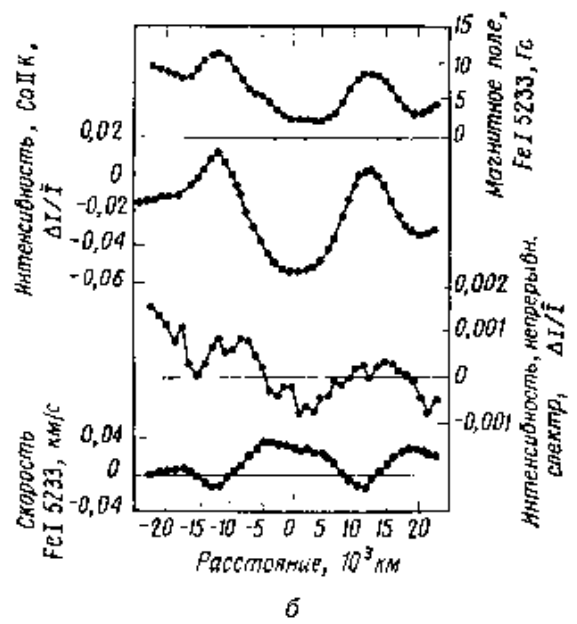
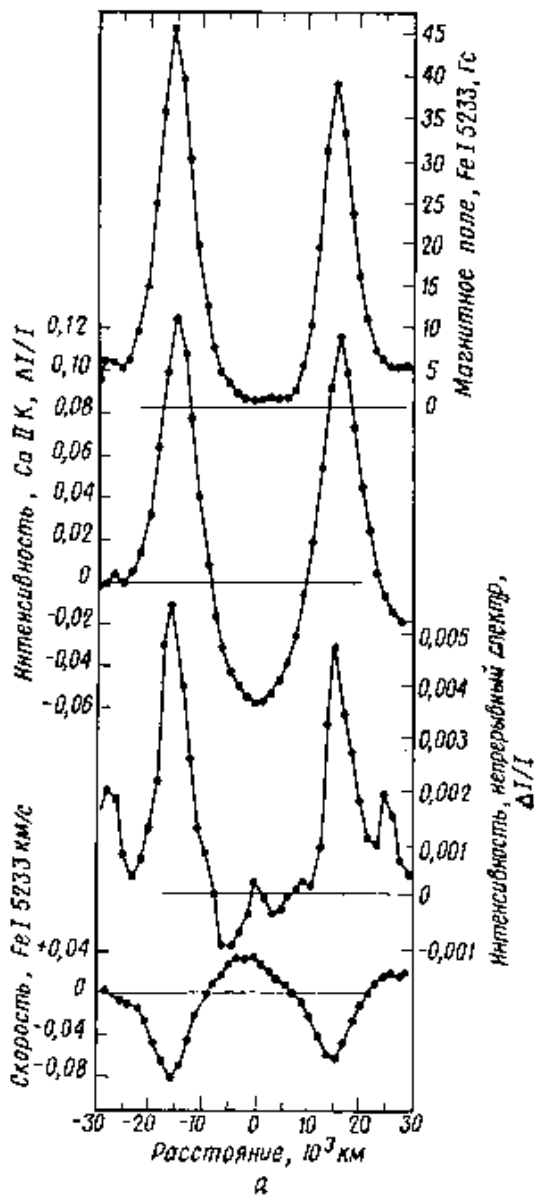
Супергрануляция — видна при исследовании эффекта Доплера — горизонтальные движения, направленные от центра к краю. Ячейки в 18 раз больше ячеек грануляции (2,5 диаметра Земли) и существуют примерно в 120 раз дольше. Масштаб супергранул и их движение указывают на то, что они связаны со значительно более глубокими слоями, чем грануляция (Гибсон, стр.43) — рис. 2.2.

Чтобы выяснить роль конвекции в физике Солнца, рассмотрим в общих чертах структуру всего Солнца. При этом мы, конечно, будем основываться не на данных наблюдений в недрах Солнца — таких экспериментов, как известно, нет, а на теоретических расчетах (Зирин, стр.285 и далее) и на параметрах поверхностных слоев Солнца.

При этом мы будем считать, что состояние вещества в недрах Солнца близко к термодинамическому и гидростатическому равновесию, а излучение энергии в пространство происходит лишь из тонкого слоя на его поверхности.

Выведем основные уравнения, описывающие это состояние:

1. Масса  $dM(r)$ , заключенная в сферическом слое толщиной  $dr$  и расположенном на расстоянии  $r$  от центра Солнца, очевидно равна



Осредненные разрезы через ячейки супергрануляции.

Результаты сканирования 20 разных ячеек супергрануляции, полученные тем же способом, что и использованные на рис. 5.54, были приведены к одному и тому же диаметру. Затем были построены осредненные профили магнитного поля: а — от одной вершины ячейки до другой через центр ячейки, б — от одной стенки ячейки до другой через центр ячейки. (По Фразье [11].)

Рис. 2.2:

$$dM(r) = 4\pi r^2 \rho(r) dr \quad (1)$$

2. Аналогичное выражение может быть записано и для общей светимости Солнца:

$$dL(r) = 4\pi r^2 \rho(r) \varepsilon(r) dr \quad (2)$$

где  $dL(r)$  — полная светимость вещества звезды, заключенного в сферическом слое  $r$ ;  $r + dr$ ;  $\varepsilon$  — мощность источников энергии, выделяющейся в результате ядерных процессов в расчете на 1 г вещества (гравитационная энергия для Солнца в его современном состоянии играет в основном роль регулятора процессов и не является сколько-нибудь значительным источником излучения). Величину  $\varepsilon$  мы приводили на прошлой лекции:

$$\varepsilon = 2,5 \cdot 10^6 \rho x^2 \left(\frac{10^6}{T}\right)^{2/3} \exp\{-33,8 \left(\frac{10^6}{T}\right)^{1/3}\} \text{ эрг/сек} \quad (2a)$$

3. Если звезда находится в гидростатическом равновесии, то изменение давления между двумя точками на расстоянии  $r$  и  $r + dr$  от центра равно весу находящегося между ними вещества, т.е.

$$\frac{dP(r)}{dr} = -\frac{GM(r)}{r^2} \rho(r), \quad (3)$$

где  $M(r)$  — масса части Солнца, ограниченной радиусом  $r$ .

4. Далее нам необходимо знать изменение температуры Солнца с расстоянием. Очевидно, что температура в центральных областях звезды должна быть много больше, чем на ее поверхности. Для простоты расчетов модели допустим, что на поверхности  $T = 0$ . Распределение температуры в недрах звезды (Солнца), очевидно, определяется балансом притока и оттока тепла, т.е. распределением источников тепла и скоростью переноса энергии. Перенос энергии определяется тремя процессами: теплопроводностью, излучением и конвекцией. В условиях, характерных для Солнца (и других звезд его класса) первым процессом (теплопроводностью) можно пренебречь. Роль двух других процессов мы оценим дальше. Как происходит перенос тепла в процессе конвекции? Допустим, что из недр звезды поднимается некоторый объем разогретого вещества. Попадая в верхние более холодные слои звезды, разогретый объем газа, естественно, увеличивает температуру верхних слоев. Правда, поднимаясь из области высокого давления в область более низкого давления, газ расширяется и, соответственно, адиабатически охлаждается. Скорость охлаждения газа найдем из следующих соображений:

$$\left. \begin{aligned} P &= nkT = \frac{\rho}{m} kT \\ P &= P_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^\gamma \end{aligned} \right\} \rightarrow \begin{aligned} T &= \frac{m}{k} \frac{P}{\rho} \\ \frac{dP}{dr} &= \frac{P_0}{\rho_0^\gamma} \gamma \rho^{\gamma-1} \frac{d\rho}{dr} = \gamma \frac{P}{\rho} \frac{d\rho}{dr} \end{aligned} \quad (4)$$

где  $\gamma = 5/3$ .

Из (4а) имеем:

$$\begin{aligned} \frac{d\rho}{dr} &= \frac{\rho}{\gamma P} \frac{dP}{dr} \\ \frac{dT}{dr} &= \frac{m}{k} \frac{\rho \frac{dP}{dr} - P \frac{d\rho}{dr}}{\rho^2} = \frac{m}{k} \frac{\rho \frac{dP}{dr} - P \frac{\rho}{\gamma P} \frac{dP}{dr}}{\rho^2} = \frac{m}{k} \frac{1}{\rho} \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) \frac{dP}{dr} \Rightarrow \end{aligned}$$

$$\frac{dT}{dr} = \frac{m}{k} \cdot \frac{kT}{mP} \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) \frac{dP}{dr} = \frac{T}{P} \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) \frac{dP}{dr} \quad (5)$$

Очевидно, что если нормальный градиент температуры (т.е. в отсутствие конвекции) меньше указанного адиабатического градиента, то газ, поднимаясь, становится холоднее окружающей среды и падает вниз, т.е. конвекция прекращается. Поэтому условием конвекции является наличие градиента температуры, большего чем адиабатический (описываемый формулой (5)). В этом случае газ, поднимаясь, остается горячее, чем окружающая среда. Условие (5) необходимо, но не достаточно (Пикельнер, стр.167–168). Дело в том, что излучение и теплопроводность выравнивают температуру, а вязкость препятствует конвекции. Если конвекции нет, то градиент температуры определяется скоростью лучистого переноса энергии.

Уравнение для лучистого градиента температуры можно получить, рассмотрев условия баланса импульса (Гибсон, стр. 103–104).

Если поток излучения движется в каком-то определенном направлении, то вещество, поглощая энергию, поглощает вместе с тем и соответствующее количество движения. Скорость (т.е. импульс, поглощаемый в единицу времени), с которой элемент газа, толщиной  $dr$  и единичным поперечным сечением, поглощает количество движения из потока излучения  $L(r)$ , составляет:

$$\frac{1}{c} \frac{L}{4\pi r^2} \kappa \rho dr, \quad (6)$$

где  $\kappa \rho$  — коэффициент поглощения на единичном пути ( $\kappa$  — коэффициент непрозрачности, измеряемый в  $\text{см}^2/\text{г}$ ;  $1/\kappa \rho$  — средняя длина пробега фотона). Количество движения, полученное газом от поля излучения, уравнивается изменением лучистого давления в рассматриваемом объеме в направлении распространения излучения (т.е. градиентом лучистого давления), т.е.

$$\frac{dF_2}{dt} = -\frac{d}{dr} \left( \frac{4}{3c} \sigma T^4 \right) dr = -\frac{16}{3c} \sigma T^3 \frac{dT}{dr} dr \quad (7)$$

где  $\sigma$  — постоянная Стефана–Больцмана, равная  $5,7 \cdot 10^{-5}$  эрг/сек· $\text{см}^2\text{град}^4$ . Приравнявая выражения (6) и (7), получаем

$$\left( \frac{dT}{dr} \right)_{\text{луч}} = -\frac{3}{16\sigma T^3} \cdot \frac{L}{4\pi r^2} \kappa \rho \quad (8)$$

Почему, составляя баланс поглощаемой и излучаемой энергии, мы не учитываем мощность радиоактивных источников, являющихся основой энергии звезды? Дело в том, что выделяемая в каком-то элементе объема в ходе термоядерной реакции энергия излучается изотропно и на балансе сил не сказывается. Очевидно, что относительная роль переноса энергии излучением и конвекцией определяется тем, какой из равновесных градиентов: адиабатический или излучательный — больше. Конвекция будет наблюдаться тогда, когда

$$\left( \frac{dT}{dr} \right)_{\text{изл.}} > \left( \frac{dT}{dr} \right)_{\text{ад.}} \quad (9)$$

Неравенство (9) носит наименование критерия Шварцшильда, по имени ученого, впервые сформулировавшего его.



С той степенью точности, которую допускают наши неполные сведения о турбулентной конвекции, критерий Шварцшильда начинает выполняться на расстоянии  $0.86 R_{\odot}$  от центра, где температура уже относительно невысока ( $1 \cdot 10^6$  К).

Неустойчивость возникает, главным образом, из-за рекомбинации электронов с ядрами и ионами: появляются ионы более тяжелых элементов, сильно поглощающие излучение. Это обстоятельство значительно увеличивает коэффициент поглощения  $\kappa$  и, тем самым, величину  $(dT/dr)_{\text{луч}}$ .

Какой же градиент температуры устанавливается в звезде? Допустим, что тот, который определяется излучением. Если при этом  $(\frac{dT}{dr})_{\text{изл.}} < (\frac{dT}{dr})_{\text{ад.}}$ , то конвекции не возникает, и градиент температуры сохраняется. Если же при этом выполняется критерий Шварцшильда, то неминуемо начнутся конвективные движения, верхние слои звезды начнут нагреваться, градиент температур начнет меняться, и будет меняться до тех пор, пока не установится адиабатический градиент.

Но в этом случае конвекция в большой степени затухнет, и основным переносчиком энергии опять станет излучение. Однако градиент температур уже будет таким, чтобы критерий Шварцшильда не соблюдался. То есть для равновесной звезды наблюдается градиент, определяемый излучением, но с верхним пределом, равным адиабатическому градиенту. Если же первоначально он был больше адиабатического, то в результате конвекции произойдет такое перераспределение температуры, чтобы правая часть (5) и (7) совпадали. При этом большая часть энергии переносится излучением. Это объясняется тем, что эффективная конвекция уменьшает тот самый избыток температур в недрах звезды, который ее и обуславливает.

Итак, в целом в Солнце выполняется условие (8). Лишь в двух областях его может выполняться критерий (9):

а) В центральных областях Солнца, где выделение энергии очень сильно зависит от температуры, могут устанавливаться очень резкие градиенты температуры. В то же время конвекция там затруднена. Поэтому она не в состоянии сбалансировать перепады температуры и, стало быть, (9) выполняется, а конвекция отсутствует.

б) Вблизи поверхности Солнца (или любой другой звезды). В этой области атомы вещества, полностью ионизованные в глубинных слоях звезды, делаются нейтральными. В связи с этим резко возрастает непрозрачность вещества, т.е. величина  $\kappa$ . Вследствие этого (см. выражение (7)) величина  $(\frac{dT}{dr})_{\text{изл.}}$  растет. В то же время в этой же области существенную роль приобретает рекомбинация (в основном, атомов водорода и гелия), так что энергия ионизации становится существенной долей внутренней энергии. В результате этого адиабатический градиент температуры уменьшается, и неравенство (8) становится справедливым. Начинается конвекция. Однако температура и плотность газа в этой области уже настолько малы, что конвекция (она ведь ограничена сверху, например, скоростью звука) не в состоянии сбалансировать избыточный градиент температуры. Итак, поверхностные слои звезды — область интенсивной (но мало эффективной в смысле установления равновесия) конвекции. Существование гранул на поверхности Солнца — убедительное тому подтверждение.

Итак, мы имеем следующие уравнения, описывающие внутреннее строение Солнца:

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{GM}{r^2}\rho$$

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{3}{16\sigma} \frac{\alpha\rho}{T^3} \frac{L}{4\pi r^2} \quad \text{— перенос излучением} \quad \begin{array}{l} \text{для каждой области Солнца} \\ \text{одно из них, а не оба сразу} \end{array}$$

$$\frac{dT}{dr} = \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) \frac{dP}{dr} \frac{T}{P} \quad \text{— перенос конвекцией}$$

$$\begin{cases} \frac{dM}{dr} = 4\pi r^2 \rho \\ \frac{dL}{dr} = 4\pi r^2 \rho \varepsilon \end{cases}$$

Уравнение состояния:

$$p = nkT = 0,825 \cdot 10^8 \frac{\rho}{\mu} T$$

$$\varepsilon = f(\rho, x, T); \quad \frac{dx}{dt} = f_1(\rho, x, t)$$

Итак, мы имеем 7 уравнений для семи неизвестных ( $P, \rho, T, M, \varepsilon, x, L$ ). Задавая граничные условия, характерные для той или иной звезды, можно проинтегрировать эти уравнения. Если в результате интегрирования масса и светимость в центре звезды получаются равными нулю, то, видимо, модель выбрана верно. Если нет, то можно варьировать некоторые параметры: химический состав (отсюда  $\varepsilon$  и  $x$ ),  $\gamma$ .

1) Предполагается, что первоначальный химический состав Солнца был таким, каков он теперь в атмосфере Солнца. Тогда можно вычислить строение Солнца и скорость изменения его химического состава для нулевого момента времени, т.е. момента, когда первичный источник энергии — гравитационное сжатие — заменилось на ядерное горение. Затем строение Солнца, химический состав и скорость его изменения рассчитываются последовательно для все более поздних моментов вплоть до возраста  $4,5 \cdot 10^9$  лет.

Для примера приведем модель Солнца (рис. 2.3), рассчитанную Сирсом (Зирин, стр.293). Мы видим, что  $T_c = 1,4 \cdot 10^7$ °,  $\rho_{\text{ц}} = 100$  г/см<sup>2</sup>. Нужно заметить, что это довольно приближенная модель. В частности, нам неизвестна модель конвективной зоны, не знаем, насколько сильно градиент температуры отличается от адиабатического, где находится нижняя граница конвективной зоны. Приблизительные расчеты показывают, что она простирается до 200000 км ниже фотосферы (Пикельнер, 174, примечание).

Эволюция Солнца (Гибсон, стр.117)

1) Сжатие: до  $R = 64R_{\odot}$  и  $L = 700L_{\odot}$  (3 года) градиент давления уравновешивает силу тяжести (но не совсем — сжатие продолжается).

2) Через 20000 лет  $T_{\text{ц}} = 8 \cdot 10^5$  К — загорается дейтерий — это горение продолжается  $10^5$  лет. Конвективное Солнце.

3) Дейтерий “сгорел” — сжатие возобновляется.

4) Через  $1,4 \cdot 10^6$  лет  $L = 1,5L_{\odot}$  и  $R = 2R_{\odot}$ , ядро перестает быть конвективно неустойчивым, и энергия начинает переноситься исключительно излучением

$$L_{\text{min}} = \frac{1}{2}L_{\odot}$$

5) Через  $1,4 \cdot 10^7$  лет недра Солнца нагреваются до  $7 \cdot 10^6$  К, начинается “горение” водорода.

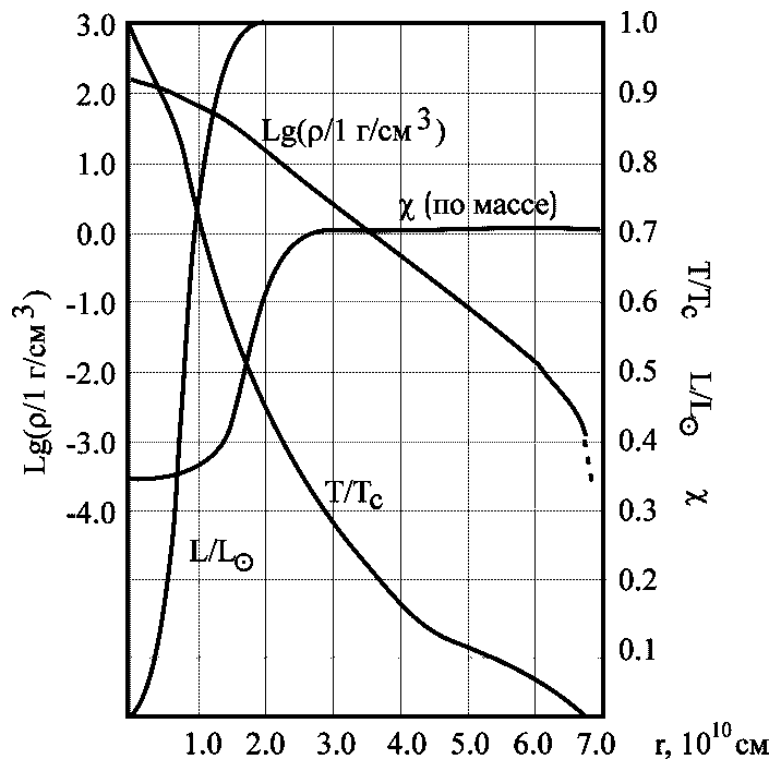


Рис. 2.3:

Затем, когда  $T = 12 \cdot 10^6$ , горит имеющийся  $^{12}\text{C}$ .

На главную последовательность Солнце вышло в возрасте  $50 \cdot 10^6$  лет. Начиная отсюда,  $R$ ,  $L$ ,  $T_c$  и  $\rho$  медленно возрастают.

б) Когда Солнцу будет  $8 \cdot 10^9$  лет, водород в центре Солнца будет исчерпан. Теперь водород горит в окружающем ядро слое. Над слоем температура газа повышается, радиус Солнца увеличивается. Но поверхностная температура уменьшилась — Солнце стало красным гигантом.

Ядро состоит теперь не из  $\text{H}$ , а из  $\text{He}$  — оно начинает сжиматься,  $T$  увеличивается, зажигается  $\text{He}$  (при  $T = 100 \cdot 10^6$  К).

В конце концов ядерные реакции прекращаются, почти все вещество находится в вырожденном состоянии  $R = 10^{-2}R_\odot$ , в течение  $10^9$  лет  $L = 10^{-2}L_\odot - 10^{-3}L_\odot$  — белый карлик.

Перейдем теперь к рассмотрению **хромосферы**, причем также в идеальных условиях спокойного Солнца. Хромосфера — область, где разыгрываются грандиознейшие явления, имеющие огромное значение для геофизических процессов — солнечные вспышки. К тому же хромосфера является основанием короны, основанием солнечного ветра. Поэтому ее роль в физике межпланетного пространства чрезвычайно велика.

Мы уже говорили, что хромосфера — относительно тонкий ( $\sim 10000$  км) слой, представляющий собой переходную область между фотосферой и короной. Однако очень трудно считать хромосферу слоем, поскольку отличительной чертой хромосферы является ее чрезвычайная неоднородность. В частности, температура хромосферы меняется от  $4000^\circ$  до  $50000-100000^\circ$  на протяжении (5–10) тысяч км (рис. 2.4). Можно полагать, что хромосфера состоит, по крайней мере, из двух существенно различных слоев. Чем объясняется существование этих двух (по высоте) слоев? По гипотезе Атея, Мензела и Томаса, оно

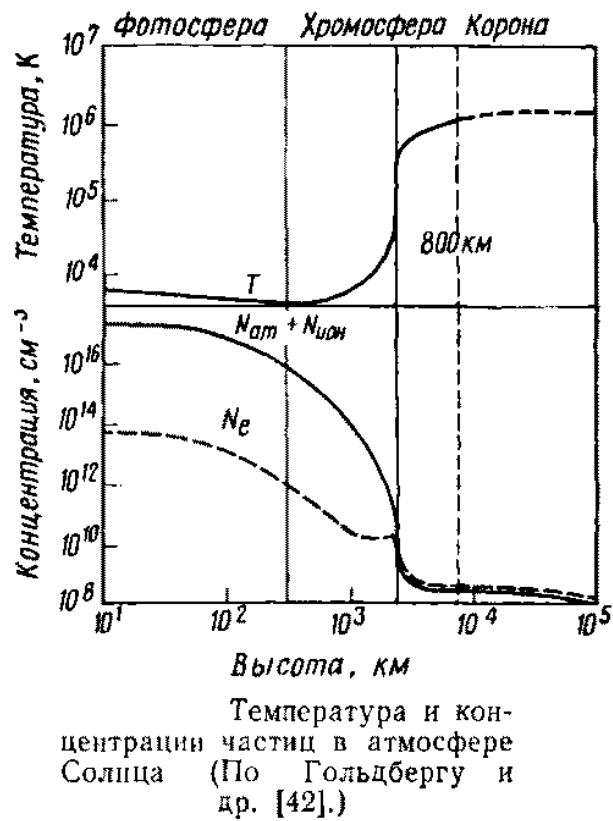


Рис. 2.4:

определяется тем, что хромосфера состоит в основном из двух газов: водорода и гелия. Пока водород слабо ионизован, интенсивность его излучения растет с ростом температуры ( $L = \sigma T^4 \rho$ ) — серое тело. Поэтому при фиксированной мощности источника тепла (а что это за источник, мы рассмотрим ниже) температура атмосферы медленно растет с высотой, оставаясь на уровне 6–10 тысяч градусов. Однако степень ионизации водорода постепенно возрастает с высотой, и когда она становится значительной, излучение начинает падать с ростом температуры, т.к. теперь оно определяется рекомбинацией электронов и протонов, а скорость рекомбинации уменьшается с ростом температуры. Поэтому температура резко возрастает до тех пор, пока не станет существенным новый фактор охлаждения — возбуждение и излучение атомов гелия (около  $20000^\circ$ ). Но на больших высотах гелий также становится в значительной степени ионизованным, в связи с чем температура атмосферы опять резко возрастает и далее постепенно переходит в температуру короны. Более того, исследования спектра излучения хромосферы в различных линиях (в частности, водорода и гелия) показывают, что и на одном уровне температура хромосферы не может быть одинаковой. По расчетам Атея, Мензела и Томаса, в средних слоях хромосферы холодные области имеют  $T = 6300^\circ$  и горячие  $20000^\circ$ ; в верхней хромосфере температура холодных областей равна  $20000^\circ$ , а горячих —  $100000^\circ$  (Пикельнер, стр.309).

Поток нелучистой энергии, хотя он в значительной мере определяет наблюдаемое строение солнечной атмосферы, составляет всего  $10^{-4}$  от потока лучистой энергии ( $L_\odot = 6,27 \cdot 10^{10}$  эрг/см<sup>2</sup>сек) — Гибсон, стр.250.

С чем же связана неоднородность хромосферы на фиксированном высотном уровне?

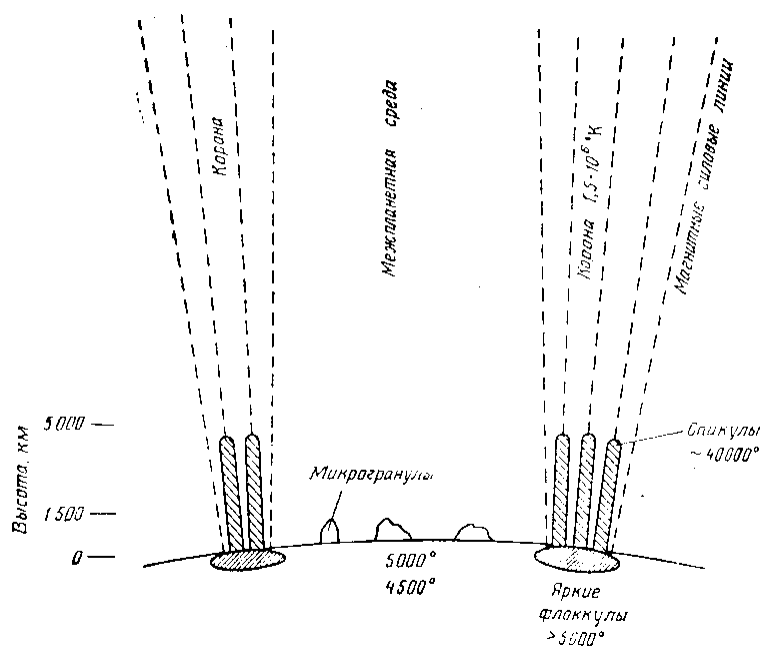


Рис. 2.5:

Наблюдения хромосферы Солнца с помощью приборов большой разрешающей силы, особенно вблизи лимба, показывают, что хромосфера, действительно, крайне неоднородна. Начиная с уровня порядка 1500 км над фотосферой, хромосфера как бы распадается на ряд отдельных струй — **спикул** (рис. 2.5). Отдельные спикулы имеют толщину от нескольких сот километров до 1500 км и вытянуты в высоту до 10000–15000 км (Мензел, стр. 162). Характерно, что вещество в этих струях движется от Солнца (иногда к Солнцу), со средней скоростью порядка 30 км/сек (Зирин, стр.239). Спикула, как и гранулы на поверхности фотосферы — очень короткоживущие образования: время жизни спикулы от 20 сек до 30 минут и в среднем составляет 15 минут (Зирин, стр. 241). Для ряда спикул удалось проследить их рождение, развитие и гибель (Мензел, стр.163, Томас и Атей, стр.88). В среднем картина такова: “Спикула образуется на поверхности Солнца в виде волдыря. “Опухоль” быстро растет в высоту, пока не образуется острая “горная вершина”, сужающаяся у основания.” По мере подъема вверх этой струи светимость газа быстро уменьшается. Одновременно “опухоль” спадает (Мензел). Подъем спикулы происходит приблизительно с постоянной скоростью. После подъема до максимальной высоты следует остановка на время, равное примерно 1/3 полного времени жизни спикулы. После этого либо свечение начинает ослабевать, либо спикула падает обратно вдоль первоначального пути со скоростью, равной скорости подъема. Грубо говоря, половина спикул исчезает, находясь на максимальной высоте (Томас, Атей, стр.88–89) (у Мензела на стр. 163 сказано, что падение ядер спикул обратно на поверхность Солнца не наблюдается. У Зирина на стр. 241 указано, что спикулы находятся в состоянии движения вверх и вниз).

Подъем продолжается 1,5 мин; яркие спикулы поднимаются дольше (Гибсон, с.303).

Согласно модели Беккерса, на высотах, превосходящих 2000 км,  $T_e \approx 16000^\circ$  и не зависит, грубо говоря, от высоты. В этой модели  $T$  спикул в средней хромосфере не отличается от  $T$  окружающего вещества, а в верхней хромосфере спикулы холоднее своего окружения (Гибсон, с.309). В других моделях это не так (там же).

Модель хромосферы по Зирину (стр. 264): в белом свете край диска соответствует

уровню 0 км и температуре около 4500°. Температура слегка растет с высотой. Плотность падает с высотой очень быстро (шкала высот около 100 км). На высоте 1500 км плотность равняется корональной, а еще выше — быстро достигает межпланетных значений. В ярких флоккулах магнитные поля сильны, а температура превосходит 5000°. Из флоккулов выбрасываются спиккулы. Температура их лежит в пределах от 30000° до 100000°, концентрация около  $10^{11}$  см<sup>-3</sup>. Над яркими флоккулами простирается наружу корона.

Структура хромосферы, размер и время жизни спиккул, их общее количество, движение вещества — свидетельствуют о тесной связи спиккул с гранулами на поверхности фотосферы. Правда, “до сих пор еще не ясно, являются ли гранулы и спиккулы двумя аспектами одного и того же поля скоростей или отдельными проявлениями двух различных полей скоростей неодинакового происхождения” (Томас, Атей, стр.86), однако связь между этими двумя явлениями несомненна, что даже позволило Мензелу (стр.163) привести следующее сравнение: **Если рассматривать гранулы как волны на солнечном океане, спиккулу придется сравнить с белыми барашками на их гребнях или с пеной и брызгами, вздымаемыми вверх неистовым напором волн.**

Спиккулы — не единственные образования в хромосфере. На диске Солнца видны мелкие узелки, темные в H $\alpha$  и светлые в линиях CaII. Их размеры около 1000 км, т.е. соответствуют размерам гранул и спиккул (?). Мелкие узелки объединяются в группы по 10–30 штук и более, образуя крупные узелки с диаметром 5000-7000 км. Крупные узелки образуют **хромосферную сетку** — ячейки с диаметром около 30000 км, покрывающие всю поверхность Солнца (Пикельнер, стр.310).

Образование хромосферной сетки связано с более крупномасштабными движениями, чем гранулы и спиккулы, и определяется структурой магнитных полей на Солнце. К этому вопросу мы вернемся позднее, а сейчас постараемся понять, чем определяется разогрев хромосферы.

**Нагрев хромосферы** (Пикельнер, стр.311). Наличие интенсивных конвективных движений в подфотосферном слое приводит к генерации интенсивных звуковых волн. Поскольку конвективные движения даже в области, где их скорость максимальна, все же заметно медленнее скорости звука ( $v_{\text{конв.}} = 2$  км/сек;  $C_s = 8$  км/сек), порождаемые волны — звуковые, т.е. механизм их генерации может быть рассмотрен в рамках динамики несжимаемой жидкости. Соответствующие расчеты для несжимаемой турбулентной жидкости были выполнены В. Унно и К. Ковабата, которые показали, что мощность генерируемых волн в подфотосферном слое равна:

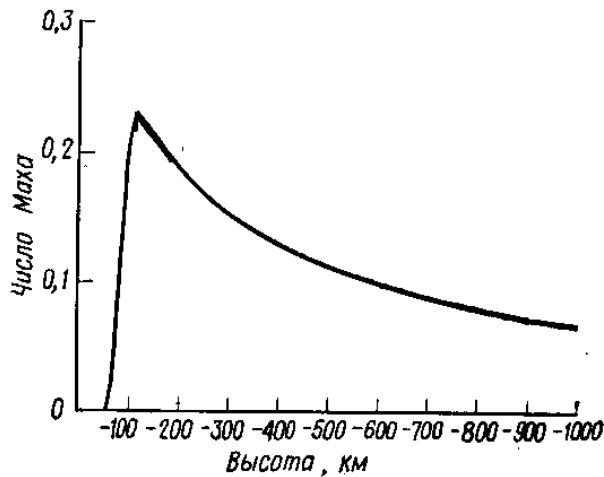
$$Q = \alpha \varepsilon M^5 \text{ эрг/г} \cdot \text{сек}$$

Здесь  $\alpha$  — численный коэффициент, равный для верхних слоев Солнца  $\alpha = 40$ ;  $\varepsilon = v^3/l$  — скорость диссипации турбулентной энергии;  $l$  — размеры турбулентных ячеек, соизмеримые по порядку величины с высотой однородной атмосферы;  $M = \frac{v}{c}$  — число Маха для движений, генерирующих звук (рис. 2.6).

Очевидно, что поток энергии, выходящей из конвективного слоя толщиной  $l$  при отсутствии поглощения и отражения равен:

$$F = \frac{1}{2} Q \rho l = \frac{\alpha}{2} v^3 M^5 \rho$$

Вследствие того, что генерация звуковой энергии очень сильно (в 8 степени) зависит от  $v$ , основная энергия генерируется в относительно узкой области конвективной зоны, а



Число Маха в конвективной зоне. (По Штейну [107].)

Рис. 2.6:

именно: там, где  $v$  максимально.

При  $v = 2$  км/сек;  $C_s = 8$  км/сек и  $\rho = 2 \cdot 10^{-7}$  г/см<sup>3</sup>, выход энергии равен  $F = 4 \cdot 10^7$  эрг/см<sup>2</sup>сек, что превышает необходимый для поддержания температуры и излучения хромосферы.

Нужно, однако, иметь в виду, что далеко не вся генерируемая в конвективной зоне энергия поступает в хромосферу. Часть энергии отражается от поверхности фотосферы и уходит вглубь Солнца. Из теории звуковых волн известно, что от неоднородной атмосферы, в которой давление убывает по экспоненциальному закону, отражаются волны с длиной волны  $\lambda > 4\pi H_0$  (где  $H_0$  — высота однородной атмосферы), т.е. с периодом

$$T = \frac{\lambda}{C_s} > \frac{4\pi H_0}{C_s} \simeq 160 \text{ сек} \quad (\lambda = C_s \cdot T; T = \frac{\lambda}{C_s})$$

Поскольку характерное время жизни гранул порядка 10 минут, генерируемые ими волны оказываются более длинными, чем позволяют условия распространения, так что большая их часть отражается и в хромосферу проникает лишь высокочастотная часть акустического спектра. Точная доля отраженных и прошедших волн в настоящее время неизвестна.

Что же будет происходить с прошедшими через поверхность фотосферы звуковыми волнами далее, по мере их распространения в хромосфере? Для плоской волны, если нет отражения и поглощения, поток энергии сохраняется, т.е.

$$\rho v^2 C_s = \text{const}$$

Мы знаем, что  $\rho$  быстро падает с высотой,  $C_s$  — растет, за счет увеличения температуры с высотой, но в общем медленнее, чем падает  $\rho$ . Поэтому амплитуда волны, т.е. скорость смещения газа в волне, должна возрастать. Но волны большой амплитуды уже нельзя рассматривать в рамках классической теории звуковых волн. Мы уже не можем выкинуть член  $(v \cdot \nabla)v$  из уравнений движения (Пикельнер, стр. 131). Учет этого нелинейного члена приводит к тому, что гребень волны (область максимального уплотнения)

движется быстрее, чем основание волны, так что волна опрокидывается. Физически это означает, что волна большой амплитуды меняет параметры среды, например, слегка нагревает ее, в связи с чем скорость звука в ней возрастает. В результате этого задние точки профиля (профиль плотности, например), движущиеся уже по нагретому газу, догоняют начало профиля. Крутизна переднего фронта профиля нарастает до тех пор, пока его характерный размер не станет соизмерим с длиной свободного пробега частиц. При этом звуковая волна превращается в ударную. При этом газ уже нельзя рассматривать как сплошную среду, эффекты вязкости и теплопроводности становятся существенными, диссипация резко возрастает (ударные волны мы будем рассматривать в следующем семестре).

Разогрев хромосферы приводит к уменьшению градиента плотности; это в свою очередь приведет к уменьшению нарастания амплитуды звуковой волны с высотой. Все эти процессы значительно ослабнут тогда, когда “на каждой высоте установится баланс между энергией, диссипируемой волнами, и энергией, уносимой излучением. Такой баланс на разных высотах обеспечивается различными механизмами высвечивания. В нижних слоях хромосферы — это бальмеровское излучение водорода; выше — свечение гелия, в короне — свечение высокоионизованных атомов металлов и т.д. При переходе от одного механизма высвечивания к другому происходит скачкообразный рост температуры; между скачками рост температуры происходит медленно” (Томас, Атей, стр.8). В реальной хромосфере дело обстоит, конечно, значительно более сложно, чем в только что нарисованной идеальной картине. Прежде всего, хромосфера, как мы видели, чрезвычайно неоднородна, в связи с чем имеют место многочисленные отражения, преломления, поглощения и переизлучения волн. Кроме того, в атмосфере Солнца значительную роль играют магнитные поля, достигающие в невозмущенной фотосфере интенсивности в 1–5 Гауссов. Поэтому помимо звуковых волн существенную роль играют альвеновские волны, магнитозвуковые волны. На границах неоднородностей волны одного типа переходят в волны другого типа, взаимодействуют друг с другом и т.д. Но общее направление процесса в целом соответствует тому, что было сказано.



## Эволюция Солнца (Гибсон, стр.117–123)

Общей характерной особенностью эволюции Солнца и большинства других звезд является постепенное сжатие под действием собственного тяготения, периодически прерываемое ядерным горением. Первое превращение некоторого количества гравитационной потенциальной энергии межзвездного газового облака в тепловую энергию происходит тогда, когда скорости частиц газа, попавших в область центра масс, осредняются вследствие столкновений. Когда плотность и температура становятся достаточно высокими, начинаются ядерные реакции синтеза и сжатие временно прекращается. После того как исчерпывается ядерное горючее, цикл сжатие—ядерное горение повторяется, но уже при более высокой температуре и с участием более тяжелых ядер. Основные стадии жизни Солнца от сжатия газового облака до состояния белого карлика показаны на рис. 2.7. Путь, проходимый Солнцем на диаграмме Герцшпрунга–Рессела от сжатия облака до стадии красного гиганта, можно видеть на рис. 2.8. Вначале Солнце быстро перемещается по направлению к главной последовательности, долго остается в ее окрестностях, а затем быстро уходит приблизительно туда, откуда оно пришло. У более массивных звезд число циклов сжатие—ядерное горение и скорость освобождения энергии должны быть больше, а продолжительность каждого цикла — короче. Одна из главных задач, стоящих перед астрофизиками, — это объяснение распределения звезд на диаграмме Герцшпрунга–Рессела (рис. 2.9). Для решения этой задачи вычисляются многочисленные возможные эволюционные траектории, начинающиеся с разнообразных (заклученных в приемлемых пределах) значений массы газового облака, химического состава, момента количества движения и продолжительности сжатия. Солнце — единственная и очень ценная для нас благодаря своей близости звезда — неизменно служит объектом, на котором проверяются теории и методы, используемые при таких расчетах.

### Сжатие

Эволюция Солнца вплоть до стадии красного гиганта показана в деталях на рис. 2.10 и 2.11<sup>1</sup>. На очень ранних стадиях сжатия газового облака движение к центру масс происходит с большой скоростью и основная часть затраченной на него гравитационной энергии уходит на нагревание газа. В результате возрастания плотности и температуры увеличивается градиент газового давления. Когда он становится достаточно большим для того, чтобы противостоять тяготению, газовое облако приобретает устойчивость и ему уже не угрожает коллапс. Если момент количества движения облака пренебрежимо мал, то эта стадия достигается примерно через 3 года, когда радиус уменьшился до  $64 R_{\odot}$ , а светимость составляет  $700 L_{\odot}$ . Вся лучистая энергия, испущенная за время сжатия, черпается из гравитационной потенциальной энергии. Поскольку светимость пропорциональна площади излучающей поверхности и четвертой степени эффективной температуры последней  $L \sim R^2 T_{ef}^4$ , а  $T_{ef}$  остается заключенной в довольно узких пределах (от 4000 до 6000 К),  $L$  изменяется приблизительно как  $R^2$  (рис. 2.10).

Через  $2 \cdot 10^4$  лет в тот момент, когда начинается горение дейтерия, сжатие резко замедляется. Центральная температура уже достигла значения  $8 \cdot 10^5$  К, достаточного для зажигания дейтерия, который горит, образуя  ${}^3\text{He}$  [см. реакции (3.17)]. Если отношение содержаний дейтерия и водорода было вначале таким же, как на Земле, то горение дейтерия могло обеспечить большую часть солнечного излучения в течение  $10^5$  лет. Когда весь дейтерий был исчерпан, сжатие возобновилось.

<sup>1</sup>Дальнейшее обсуждение основано главным образом на работах Эзера и Камерона и Ибена.

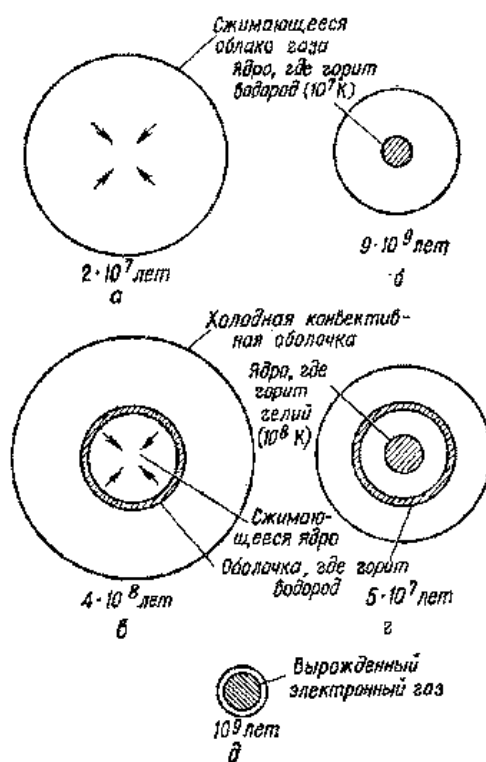


Рис. 2.7: Эволюция Солнца. *а* — сжатие до стадии главной последовательности,  $2 \cdot 10^7$  лет; *б* — стадия главной последовательности; в центре горит водород,  $9 \cdot 10^8$  лет; *в* — стадия красного гиганта; водород горит в сферическом слое,  $4 \cdot 10^8$  лет; *г* — в центре горит гелий,  $5 \cdot 10^7$  лет; *д* — стадия белого карлика,  $10^9$  лет.

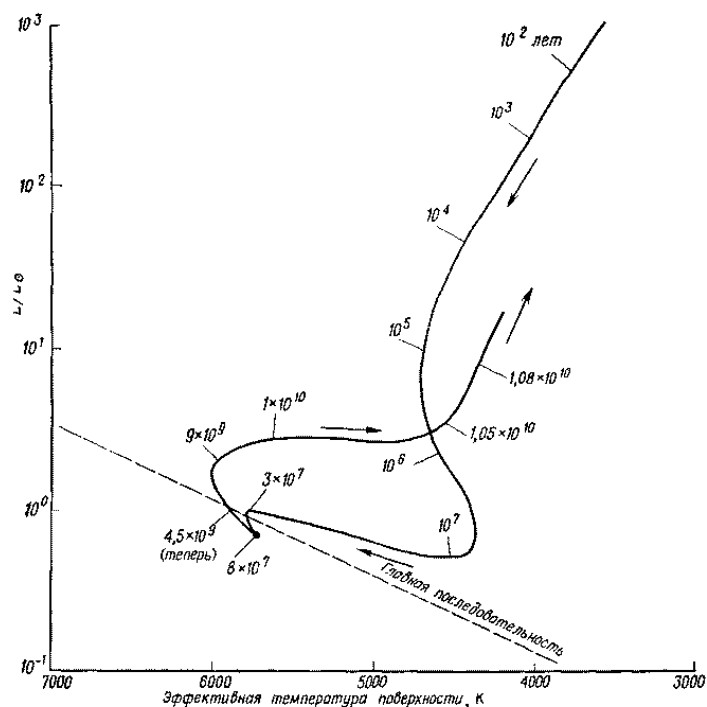


Рис. 2.8:

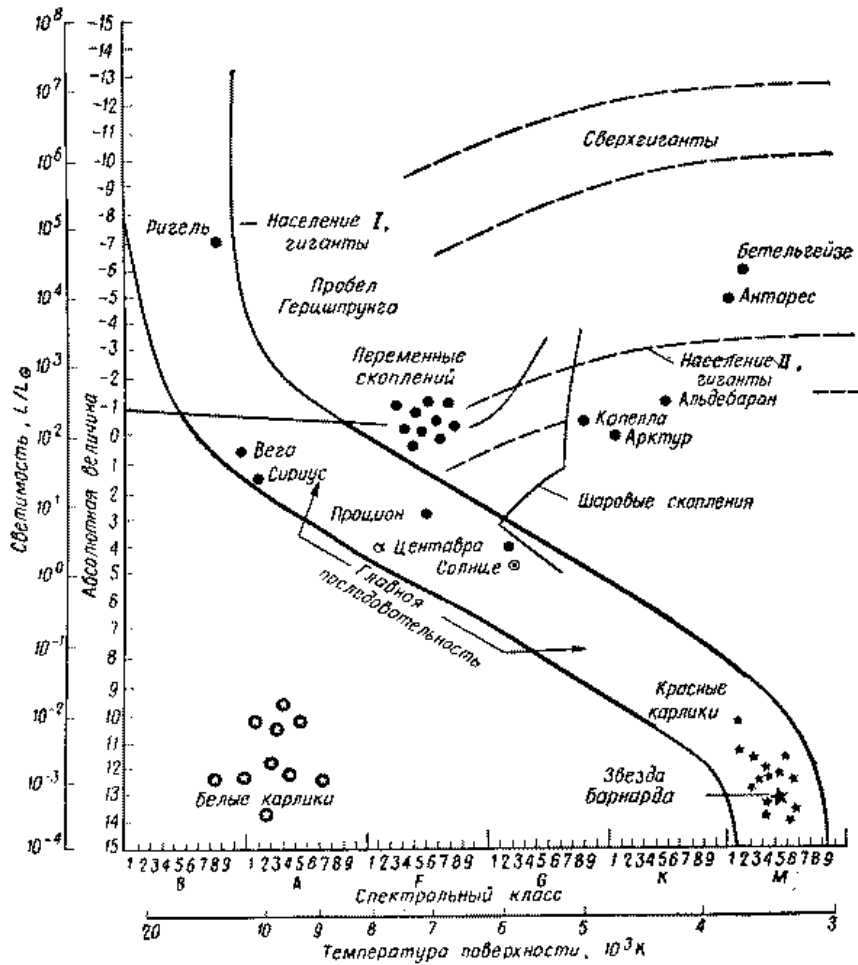


Рис. 2.9:

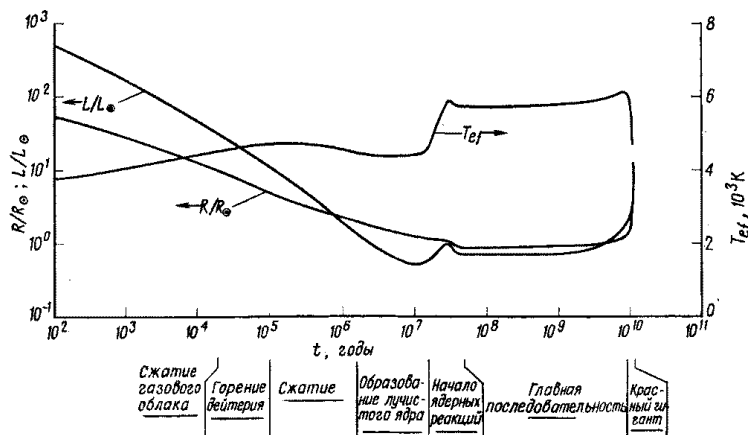


Рис. 2.10:

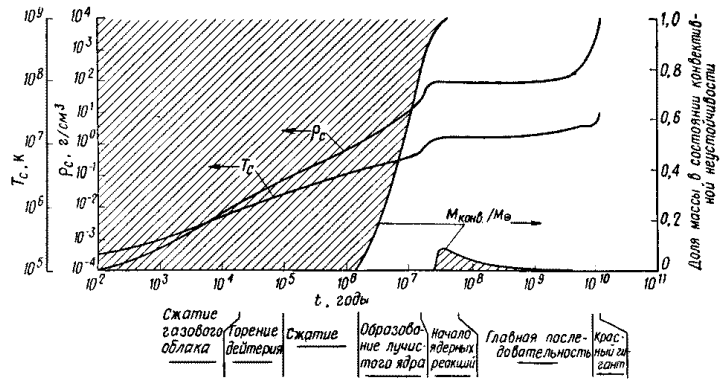


Рис. 2.11:

В стадии сжатия все Солнце было конвективным (рис. 2.11). В это время температура относительно невысока, т.е. велика непрозрачность, и, следовательно, должен иметь большое значение лучистый градиент температуры (3.8) и должно выполняться условие Шварцшильда (3.11). Если Солнце было полностью охвачено конвекцией, то его химический состав был полностью однородным. Поэтому мог выгореть почти весь дейтерий, содержащийся в Солнце, а не только тот, который находился сначала в ядре. Затем возобновляется сжатие, температура в центре возрастает и лучистый градиент температуры убывает по сравнению с адиабатическим. Когда Солнце достигает возраста  $1,4 \cdot 10^6$  лет ( $L \approx 1,5L_{\odot}$ ,  $R \approx 2R_{\odot}$ ), его ядро перестает быть конвективно неустойчивым и энергия начинает переноситься наружу посредством излучения (рис. 2.11). Лучистое ядро расширяется, и освобождение солнечной энергии определяется теперь непрозрачностью в недрах Солнца, которая уменьшается с возрастанием температуры. В результате светимость достигает минимума ( $L_{\odot}/2$  в возрасте примерно  $1,4 \cdot 10^7$  лет), а затем начинает вновь увеличиваться одновременно с возрастанием температуры поверхности (рис. 2.10).

### Ядерное горение

Через  $1,4 \cdot 10^7$  лет температура и плотность в центре Солнца становятся достаточно высокими и оно получает возможность черпать энергию из своих основных источников. Когда температура и плотность в центре достигают значений  $7 \cdot 10^6$  К и  $20$  г/см<sup>3</sup> соответственно, водород начинает превращаться в <sup>3</sup>He [см. (3.17)]. Затем, когда центральная температура становится больше  $1,2 \cdot 10^7$  К, начинает гореть <sup>12</sup>C (имевшийся в небольшом количестве), в результате чего образуется <sup>14</sup>N. Это приводит к внезапному прекращению сжатия, более того, ядро расширяется, возвращая энергию гравитационному полю; ядерная энергия быстро становится единственным источником светимости и в ядре устанавливается градиент температуры, достаточно большой для того, чтобы вновь возникла конвективная неустойчивость (рис. 2.10). Конвективное ядро быстро растет и захватывает около 10% массы Солнца. Затем, когда становится преобладающим протон-протонный цикл, а горение <sup>12</sup>C прекращается, оно постепенно исчезает. Пройдя через эти довольно бурные подступы к стадии ядерного горения, Солнце обосновывается на долгую спокойную жизнь на главной последовательности. Можно считать несколько произвольно, что Солнце достигло главной последовательности тогда, когда 99% его светимости стало обеспечиваться ядерными процессами; в это время его возраст был около  $5 \cdot 10^7$  лет. Начиная отсюда,  $R$ ,  $L$ ,  $T_c$  и  $\rho_c$  медленно возрастают, а  $X_c$  — доля водорода в центральной области

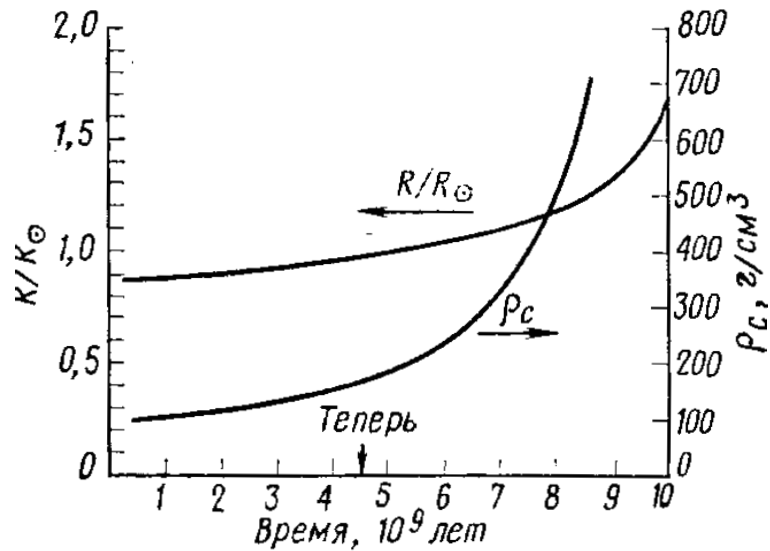


Рис. 2.12:

Солнца — непрерывно убывает, стремясь к нулю (рис. 2.12 и 2.13). Горение водорода, очень сильно зависящее от температуры, действует как термостат и обеспечивает очень стабильное освобождение энергии. Даже совсем малые изменения в распределении температуры вызывают сильные изменения в освобождаемой энергии, что возвращает распределение температуры к его прежнему состоянию. Когда Солнцу исполнится  $8 \cdot 10^9$  лет, водород в центральной области будет исчерпан и оно вступит в следующую стадию своей жизни.

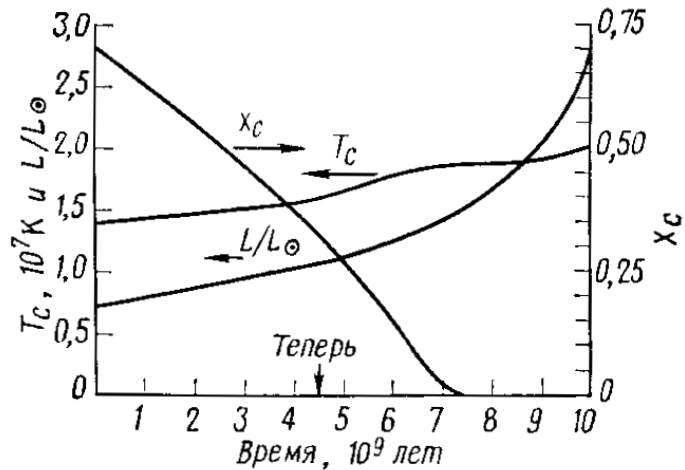


Рис. 2.13:

### Эволюция после главной последовательности

Теперь водород горит в окружающем ядро слое, радиус которого растет со временем. Температура газа над этим слоем, а следовательно, и шкала высот  $H$  давления увеличилась, и Солнце расширяется. Светимость  $L$  возросла не так сильно, как  $R^2$ , поэтому  $T_{ef}$

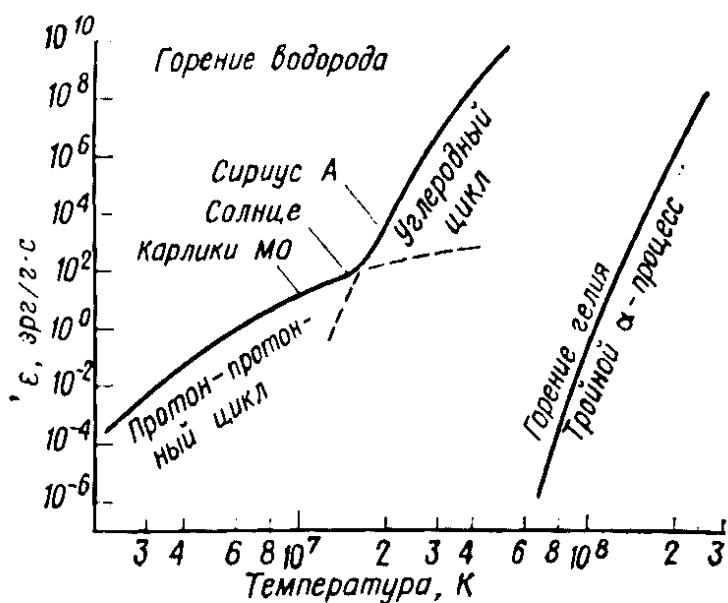


Рис. 2.14:

уменьшилась и большая часть излучения испускается в красной области спектра. Следовательно, наше Солнце стало красным гигантом. Возрастание температуры выше слоя, в котором горит водород, увеличивает лучистый градиент температуры. Протяженность конвективной зоны увеличивается, она охватывает все большую часть солнечной массы. В центральной части звезды глубже слоя, где горит водород, весь водород уже превратился в гелий, обладающий большим атомным весом, и средний молекулярный вес увеличился, что способствует сжатию ядра. В сжимающемся ядре температура и плотность увеличиваются до такой степени, что электронный газ становится вырожденным. Это означает, что среднее расстояние между электронами становится равным длине волны де Бройля для электрона (характерное расстояние для квантово-механического взаимодействия, или размер волнового пакета). В этом состоянии давление не зависит от температуры и в релятивистском случае изменяется как  $\rho^{5/3}$  или  $\rho^{4/3}$ . Другое важное свойство вырожденного электронного газа в ядре состоит в том, что электроны исключительно подвижны и хорошо переносят тепло. Поэтому температура, возрастающая при сжатии, распределена в ядре равномерно.

Когда центральная температура достигает приблизительно  $10^8$  К, в реакции синтеза вступает гелий — зола, оставшаяся от горения водорода; гелий горит, образуя углерод и азот (рис. 2.14). Оболочка, в которой горит водород, становится тем временем все тоньше и продолжает перемещаться наружу. Эта стадия ядерного горения протекает довольно быстро. За ней следует стадия горения гелия, затем Солнце должно пройти через несколько состояний, о которых пока нельзя сказать ничего определенного, и стать, наконец, белым карликом. На этой стадии ядерные реакции прекращаются, почти все вещество Солнца имеет очень высокую плотность и находится в вырожденном состоянии, радиус равняется  $\sim 10^{-2} R_{\odot}$ . В течение времени порядка  $10^9$  лет тепло подводится из внутренних областей Солнца к поверхности и излучается, светимость равняется всего  $10^{-2} - 10^{-3} L_{\odot}$ . В конце концов, остается холодная, выгоревшая, мертвая масса солнечного вещества, т.е. в сущности черный карлик.

### 3 СОЛНЕЧНАЯ КОРОНА

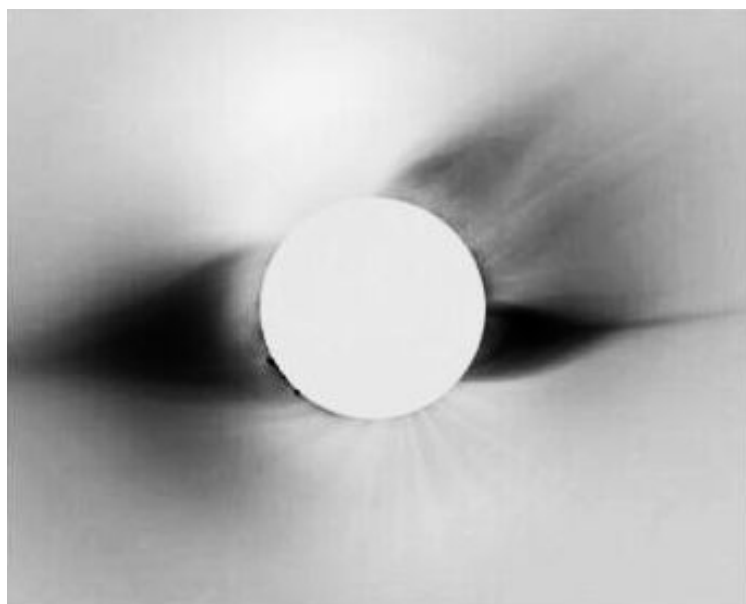
Как мы уже говорили, корона представляет собой самые внешние слои атмосферы Солнца. Она может наблюдаться невооруженным глазом лишь во время полного солнечного затмения и представляет собой чрезвычайно неправильное образование, простирающееся на многие сотни тысяч и миллионов (до  $30 R_{\odot}$ , Зирин, стр.206) километров от видимой поверхности Солнца. При этом даже невооруженным глазом видно, что структура короны чрезвычайно неоднородна, вся она состоит из отдельных лучей, дуг, протуберанцев и тому подобных образований. При этом распределение этих неоднородностей, их интенсивность и протяженность заметным образом зависят от уровня солнечной активности. На рис. 3.1 представлена солнечная корона по наблюдениям во время солнечного затмения в 1994 г. (верхняя фотография), т.е. вблизи минимума деятельности Солнца. Отчетливо видны характерные образования: длинные корональные лучи вблизи экваториальной плоскости и “щечки” вблизи полюсов. Такая картина является типичной для короны в годы спокойного Солнца. В активные годы (затмение 1980 г., нижняя фотография) корональные лучи наблюдаются не только вблизи экватора, но и в значительно более высоких широтах, в связи с чем корона становится более симметричной. Более подробно этот вопрос мы рассмотрим позднее, а сейчас займемся исследованием гипотетической “абсолютно спокойной” короны, каковая является уже весьма далекой от реальности абстракцией.

Поскольку основные сведения о структуре и физике короны были получены из оптических наблюдений, рассмотрим прежде всего спектр короны.

Яркость внутренней короны приблизительно равна яркости Луны в период полнолуния, и то, что мы ее обычно не видим, объясняется тем, что наблюдать ее приходится вблизи Солнца. Поэтому в настоящее время внезатменные коронографы устанавливаются высоко в горах, даже на воздушных шарах и на космических аппаратах.

Прежде всего, обращает на себя внимание тот факт, что спектр короны состоит из двух компонент: это сплошной спектр, на который наложены чрезвычайно интенсивные (но и чрезвычайно узкие) линии излучения. При этом поразительным на первый взгляд кажется то, что сплошной спектр короны оказался белым, т.е. в точности таким же, как и спектр фотосферы. Разница состояла лишь в том, что в излучении внутренней короны (так называемая К-корона (Kontinuirlich — continuous), Зирин, стр.135, 208-209) совершенно нет линий поглощения. Внешняя корона — F-корона также имеет сплошной спектр, но в нем уже содержатся и линии поглощения, хотя и очень размытые.

Но почему же сплошной спектр короны совпадает со сплошным спектром фотосферы? Может быть, и корона нагрета до  $6000^{\circ}$ ? Оказывается, нет: наличие эмиссий многократно ионизованных атомов Fe и Ca и ряд других признаков указывает на то, что температура короны очень высока. Чтобы понять, в чем тут дело, обратим внимание на тот факт, что свет короны **поляризован** (Мензел, стр.193; Зирин, стр.135, Шкловский и все остальные книги). При этом степень поляризации излучения короны очень велика и достигает вблизи экватора 60%. Такая высокая степень поляризации света означает, что это — рассеянный свет. В таком случае делается понятным и то, что спектр короны совпадает со спектром фотосферы — ведь это и есть свет, излучаемый фотосферой и рассеянный веществом короны. Правда, и в этом случае остается одна “тонкость”: как мы знаем, интенсивность рассеянного света зависит от длины волны, при этом короткие волны рассеиваются больше, в связи с чем рассеянный свет кажется более голубым, чем первичный (вспомним голубой цвет неба, релеевское рассеяние (Шкловский, стр.22)). Цвет же короны в точности совпадает с цветом Солнца. Почему? Вспомним, что белый



Solar Corona at Eclipse, 3 Nov 1994, Putre, Chile.  
High Altitude Observatory, NCAR, Boulder, Colorado, USA.

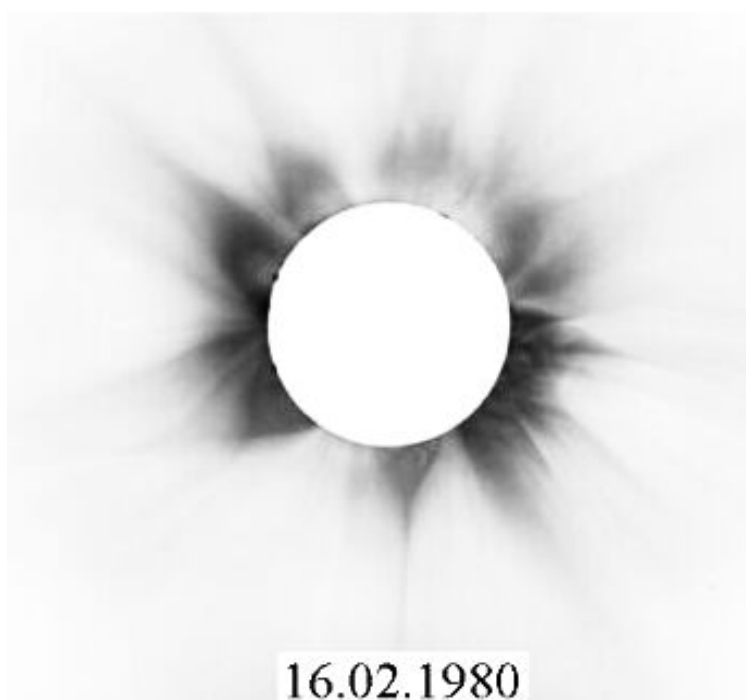


Рис. 3.1: Солнечная корона по наблюдениям во время солнечного затмения в 1994 г., верхняя фотография, и в 1980 г., нижняя фотография (негатив).



поляризованный свет дают при рассеянии свободные электроны (Мензел, 199) (томсоновское рассеяние). Свободные протоны, конечно, также рассеивают свет, но примерно в 4000000 раз слабее, чем электроны (Мензел, 199). Поэтому вклад их в излучение короны весьма незначителен. Но если сплошной спектр короны определяется рассеянным светом Солнца, то почему же в нем нет фраунгоферовых линий поглощения? Дело в том, что масса электрона очень мала, и, стало быть, скорость движения электронов велика. Поэтому в результате доплеровских смещений, вызываемых всеми хаотически движущимися электронами, отдельные линии (в том числе и линии поглощения) расширяются и “замазываются” или заливаются (Мензел, 199) светом. Температура, необходимая для того, чтобы исчезли даже самые сильные линии поглощения, оказывается равной (или больше)  $1000000^\circ$ .

Внешняя (F) корона — это, скорее всего, вовсе и не корона, т.е. не продолжение атмосферы Солнца. Она объясняется рассеянием солнечного света на частичках межпланетной пыли. Эти относительно тяжелые частицы движутся очень медленно, доплеровское расширение линий очень мало, в связи с чем все линии поглощения в спектре F-короны видны достаточно отчетливо. По сути дела, это продолжение зодиакального света (свечение ночного неба в плоскости эклиптики) на дневную сторону, т.е. “внутренний зодиакальный свет (Зирин, стр. 136)”. Непосредственные наблюдения яркости внешней короны и зодиакального света, выполненные Блеквеллом, показывают, что обе кривые достаточно хорошо стыкуются (Зирин, 209).

Внешняя корона начинается примерно от  $3 R_\odot$  у полюсов и от  $\sim 20 R_\odot$  у экватора (Зирин, 208).

Яркость короны, естественно, не остается постоянной и быстро падает по мере удаления от Солнца (рис. 3.2). Как и вся корона в целом, яркость короны — величина переменная, отчетливо меняющаяся с циклом солнечной активности. Поэтому наблюдения, выполненные различными авторами в различные годы, могут заметно отличаться друг от друга (в два и более раз). Чрезвычайно подробные исследования короны, выполненные Баумбахом, дали следующий результат (Шкловский, стр.13):

$$J(\rho) = \frac{0.0532}{\rho^{2.5}} + \frac{1.425}{\rho^7} + \frac{2.565}{\rho^{17}} \quad (1)$$

Мы видим, что яркость всей короны не может быть представлена единой формулой типа  $a/\rho^n$ , но определяется многочленом. Быстрее всего яркость короны падает в ее нижних слоях; на больших расстояниях от Солнца яркость падает как  $\rho^{-2.5}$ , т.е. относительно медленно. Зная механизм свечения короны и закон изменения ее яркости с расстоянием, нетрудно рассчитать концентрацию рассеивающих электронов.

Для примера приведем модель внутренней короны, полученную Ньюкиркком (Зирин, 139).

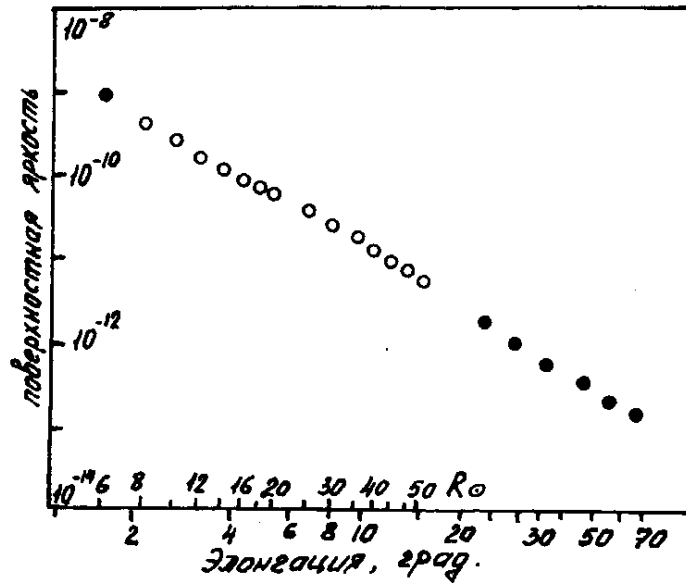


Рис. 3.2:

Модель Ньюкирка

$r$ ( $R_{\odot}$ )	$N_e, 10^6 \text{ см}^{-3}$ спокойная	$N_e, 10^6 \text{ см}^{-3}$ полярная	$N_e, 10^6 \text{ см}^{-3}$ в активной области
1.000	900	430	730
1.125	290	140	280
1.250	120	57	120
1.375	57	27	57
1.500	33	16	28
1.625	20	9.5	15
1.750	18	6.2	8.3
1.875	8.8	4.2	4.8
2.000	6.2	2.9	2.8

Мы видим, что плотность электронов в короне вблизи экватора оказывается раза в два больше, чем у полюса.

Помимо сплошного спектра, корона обладает также весьма интенсивными линиями излучения. Долгое время эти линии не удавалось отождествить с излучением какого-либо известного элемента, и многие исследователи даже пытались приписать эти эмиссии особому элементу, наблюдаемому только в короне — коронию (Мензел, 195) (по аналогии с гелием).

Однако, как мы уже видели, все эти эмиссии принадлежат атомам многократно ионизованного железа и кальция, что соответствует температуре около  $10000000^{\circ}$ . Но вот что кажется странным: среди корональных линий совершенно нет бальмеровских линий водорода. В чем тут дело? Может быть, в короне мало водорода, и она состоит в

основном из кальция и железа? Оказывается — нет, в короне примерно столько же водорода, сколько и на остальном Солнце. Так, например, согласно Стремгрену, отношение концентрации протонов в короне к суммарной концентрации всех металлических ионов составляет  $10^4 : 1$  (Шкловский, 202). В хромосфере, как мы видели, водорода очень много. В корону из хромосферы поднимаются протуберанцы, содержащие огромное количество водорода. Даже вблизи Земли солнечная корона состоит в основном из водорода. Почему же он не светится в короне? Дело в том, что при столь высокой температуре, которая наблюдается в короне, водород оказывается полностью ионизованным, т.е. в короне содержится не водород, а протоны. Сами же протоны светиться не могут, для этого им нужно захватить электрон, т.е. рекомбинировать. Но при высокой температуре скорость рекомбинации (которая уменьшается с ростом температуры) очень мала. Выполненные Шкловским и независимо Вальдмайером расчеты (Шкловский, стр.201 и дальше) показывают, что наблюдать излучение водорода (при имеющихся место в короне концентрациях) можно было бы, если бы температура короны была меньше  $100000^\circ$ . Таким образом, отсутствие водородных линий в спектре короны является дополнительным подтверждением высокой температуры короны.

Итак, какова температура короны? Мы уже оценили ее рядом независимых способов. Существуют еще и другие способы оценки температуры короны.

Резюмируем их результаты.

1. По высоте однородной атмосферы в короне (Зирин, 199, Космическая физика, 454):

Высота однородной атмосферы, т.е. расстояние, на котором плотность атмосферы падает в  $e$  раз, для равновесной и статической атмосферы определяется барометрической формулой:

$$H_0 = \frac{kT}{mg}$$

Если принять, что на расстоянии однородной атмосферы температура меняется мало, то

$$T = \frac{mgH_0}{k} = \frac{2 \cdot 10^{-24} \cdot 2,7 \cdot 10^4 \cdot 10^{10}}{1,4 \cdot 10^{-16}} = 2,7 \cdot 10^6 \text{ К}$$

$$k = 1,4 \cdot 10^{-16} \text{ эрг/град}$$

Из приведенной выше таблицы видно, что в основании короны

$$H_0 \approx 100 \cdot 10^3 \text{ км} = 10^{10} \text{ см};$$

кроме того, мы знаем, что  $g_\odot = 28g_E = 2,74 \cdot 10^4 \text{ см/сек}^2$ . Отсюда:

$$T \approx 2 \cdot 10^6 \text{ }^\circ\text{К.}$$

Высота однородной атмосферы в короне меняется от точки к точке (больше всего она в корональных лучах) и с уровнем активности, но, т.к. температура  $T \sim$  логарифму градиента плотности, то температура меняется незначительно, обычно не более, чем в два раза.

2. По доплеровскому уширению линий излучения (Зирин, 198).

Зная ширину той или иной линии излучения, можно определить температуру излучающего газа:

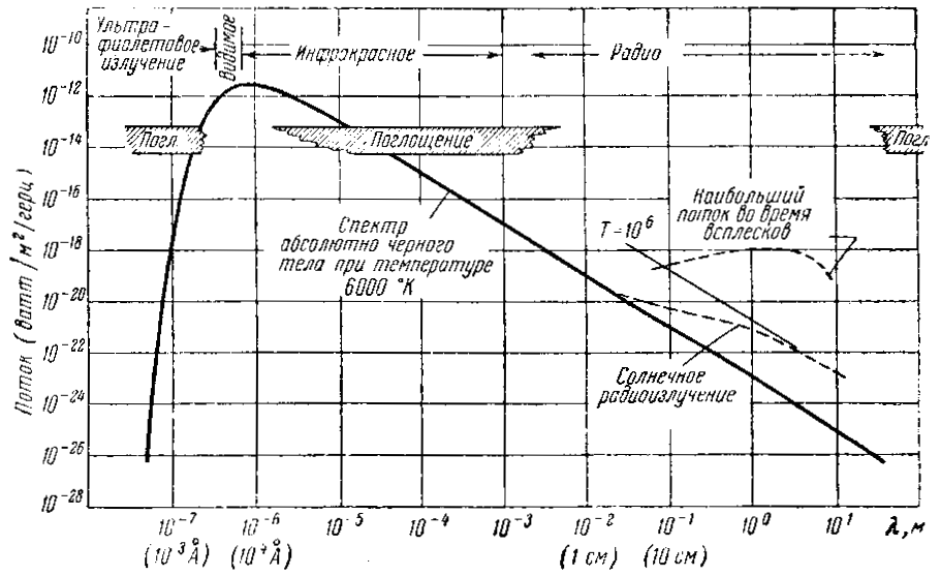


Рис. 3.3: График, изображающий энергию солнечного излучения на различных длинах волн (Ковингтон, Национальный исследовательский совет, Канада).

$$T = 1,95 \cdot 10^{12} M \left( \frac{HW}{\lambda} \right)^2,$$

где  $M$  — атомный вес рассматриваемого иона;  $\lambda$  — длина волны рассматриваемой линии;  $HW$  — ширина линии, измеряемая по половинной интенсивности.

Наблюдения показывают, что средняя ширина корональной зеленой линии составляет  $0.7\text{--}0.8 \text{ \AA}$ , что дает  $T \approx 2,4 \cdot 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$ .

Другие эмиссии дают несколько другие температуры, но большинство их дают результаты в диапазоне  $T = (1,5 - 2,5) \cdot 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$ .

К этому же методу, по-видимому, можно отнести и оценки температуры по отсутствию линий поглощения в сплошном спектре короны ( $T > 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$ ).

3. По наличию в спектре короны линий FeXIV и CaXV  $T > 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$ .

4. По радиоизлучению Солнца (Мензел, стр. 203). Радиоизлучение Солнца было обнаружено во время войны, притом чисто случайно. Однажды летом 1942 года все британские радиолокационные станции были выведены из строя. Какая-то чрезвычайно интенсивная высокочастотная помеха полностью забила антенны локаторов. Сначала решили, что эта помеха — искусственная и является какой-то уловкой немцев. Однако вскоре обратили внимание на то, что все антенны локаторов в это время были обращены в сторону Солнца, на поверхности которого наблюдалось в это время огромное пятно. Дальнейшие исследования показали, что Солнце действительно является источником мощного радиоизлучения. К сожалению, это излучение невозможно наблюдать на всех длинах волн, радиоволны с длиной волны, большей нескольких десятков метров, отражаются ионосферой Земли (рис. 3.3).

Но радиоволны — это такое же электромагнитное излучение, как и видимый (или ультрафиолетовый) свет. Поэтому представляется интересным сопоставить спектр Солнца в радиодиапазоне со спектром в видимом свете. Для этого рассмотрим рис. 3.4. Видно, что температура Солнца в радиодиапазоне оказывается заметно выше, чем в световом,

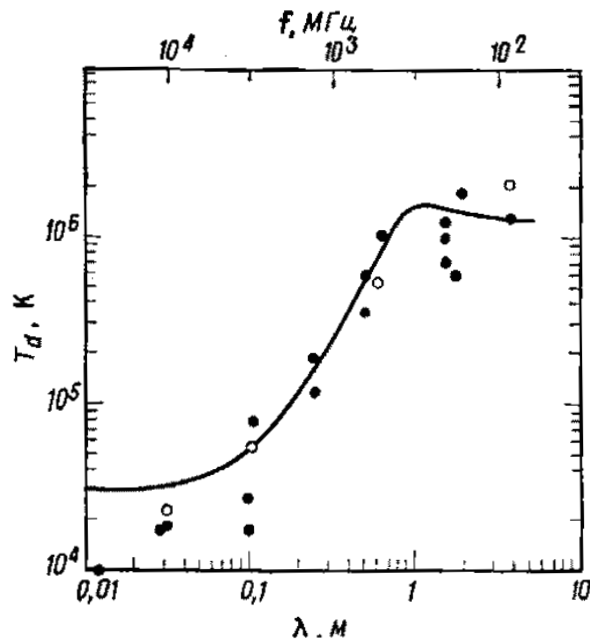


Рис. 3.4: Температура диска как функция длины волны.

при этом температура растет с ростом длины волны. Мы видим, что температура Солнца растет от  $100000^\circ$  на  $\lambda = 1$  см до  $1,5 \cdot 10^6$  на  $\lambda = 10$  м. Как это понять? Очевидно, что любой элемент объема солнечной атмосферы излучает все длины волн (распределение интенсивности излучения на этих волнах определяется температурой объема). Однако далеко не все волны могут пройти через атмосферу, содержащую свободные электроны. Изучая распространение радиоволн в плазме, мы видели, что в ионизованном газе могут распространяться электромагнитные волны лишь на частоте, большей плазменной, т.е.  $\omega > \omega_0 = \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{m_e}}$ . Поэтому из глубоких слоев атмосферы Солнца могут придти лишь самые короткие волны ( $\lambda = 1$  см). Но эти слои относительно холодные, и поэтому температура Солнца на этих длинах волн оказывается небольшой. Более длинные волны приходят от соответственно более высоких слоев, из короны. Здесь температура больше, и это непосредственно отражается на спектре в соответствующем диапазоне.

Понятно, что в радиолучах Солнце имеет значительно большие размеры, чем в видимых лучах. Кроме того, кажущийся диаметр Солнца зависит от длины волны. При этом Солнце имеет не сферическую, а сплюснутую с полюсов форму (рис. 3.5; из Мензела, на стр.211).

5. По ионизационному равновесию. Каждой температуре соответствует вполне определенное распределение атомов в различных стадиях ионизации. Этот метод дает  $T \approx 800000^\circ\text{K}$ , т.е. в два раза меньше, чем остальные методы. В чем тут дело, не совсем ясно.

Итак, все известные методы определения температуры короны дают  $T = 800000 - 2,5 \cdot 10^6$  °K. Источник нагрева мы рассматривали на прошлой лекции — это диссипация энергии ударных волн. Столь высокая температура короны приводит к чрезвычайно важному результату — к непрерывному расширению короны или к солнечному ветру, играющему огромную роль во всех геофизических явлениях. Рассмотрим этот вопрос подробнее.

### Гидростатическая модель короны Чепмена

Прежде всего, рассмотрим гидростатическую модель Чепмена (Зирин, 227 и далее).

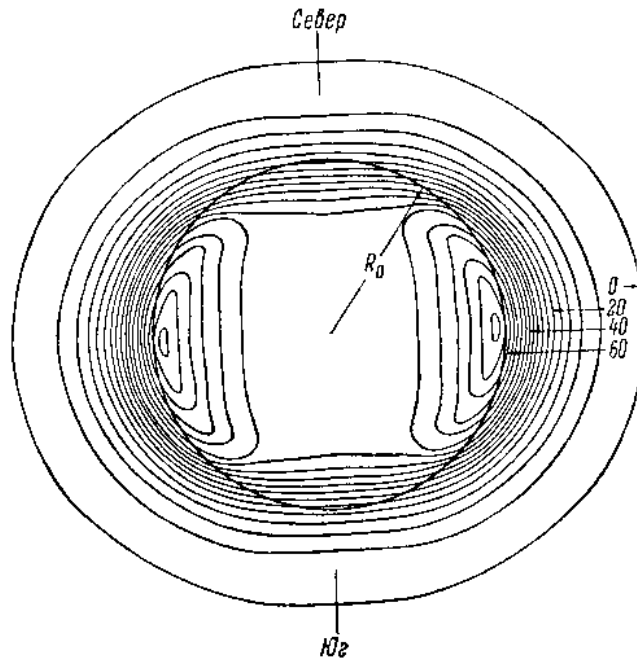


Рис. 3.5: Двумерное распределение радиояркости по диску Солнца на волне 21 см. Линии проведены через одинаковые интервалы температуры в  $4000^\circ\text{K}$ . Яркостная температура в центре  $47000^\circ\text{K}$ , а максимальной яркости соответствует температура  $68000^\circ\text{K}$  (Кристиансен и Варбуртон).

Рассуждения Чепмена состояли в следующем: температура короны очень велика. В связи с этим теплопроводность коронального газа (а последняя определяется подвижностью частиц) также должна быть большой. В связи с этим температура короны должна уменьшаться с расстоянием медленно. А это в свою очередь означает, что высота однородной атмосферы во внешней короне должна уменьшаться с расстоянием от Солнца очень медленно, так что Земля должна быть фактически погружена в корону Солнца.

Подтвердим это элементарными расчетами: теплопроводность газа при высоких температурах определяется формулой (по расчетам Чепмена)

$$\kappa = 6 \cdot 10^{-7} \cdot T^{5/2} \frac{\text{эрг}}{\text{см} \cdot \text{сек} \cdot \text{град}} = \kappa_0 \left( \frac{T}{T_0} \right)^{5/2}, \quad (1)$$

где  $T_0$  и  $\kappa_0$  выбраны для некоторой начальной температуры  $T_0$ . Для статической короны, когда нет разогрева или остывания выбранного объема газа, поток энергии через любую поверхность сферы произвольного радиуса должен не зависеть от этого радиуса:

$$F = \text{const} = C$$

С другой стороны, если перенос энергии происходит лишь за счет теплопроводности, то

$$F = -4\pi r^2 \kappa \frac{dT}{dr} = \text{const} = -4\pi r^2 \kappa_0 \left( \frac{T}{T_0} \right)^{5/2} \frac{dT}{dr} \quad (2)$$

Интегрируя равенство (2), находим

$$\frac{4\pi\alpha_0}{T_0^{5/2}} \int T^{5/2} dT = -C \int \frac{1}{r^2} dr + C_1 \quad (3)$$

$$\frac{4\pi\alpha_0}{T_0^{5/2}} \cdot \frac{2}{7} T^{7/2} = C \frac{1}{r} + C_1 \quad (4)$$

при  $r \rightarrow \infty$ ,  $T \rightarrow 0$ ;

$$0 = C \frac{1}{\infty} + C_1; \quad C_1 = 0 \quad (5)$$

при  $r \rightarrow R_0$ ,  $T \rightarrow T_0$ :

$$\frac{2}{7} \frac{4\pi\alpha_0}{T_0^{5/2}} \cdot T_0^{7/2} = \frac{C}{R_0}; \quad C = \frac{2}{7} 4\pi\alpha_0 T_0 R_0; \quad (6)$$

подставляя (6) в (2), находим:

$$\frac{2}{7} \frac{4\pi\alpha_0}{T_0^{5/2}} \cdot T^{7/2} = \frac{2}{7} 4\pi\alpha_0 T_0 \frac{R_0}{r}.$$

Отсюда:

$$T^{7/2} = T_0 \cdot T^{5/2} \frac{R_0}{r} = \frac{T_0^{7/2} R_0}{r}$$

$$T = T_0 \left( \frac{R_0}{r} \right)^{2/7} \quad (7)$$

Мы получили явное выражение для изменения температуры с расстоянием. Из этого выражения видно, что температура короны в статическом случае должна меняться очень медленно ( $\sim 1/r^{2/7}$ ). Если температура внутренней короны равна  $10^6$  К, то на орбите Земли ( $r = 200 R_\odot$ )  $T = 200000$  К.

Зная распределение температуры с расстоянием, легко найти и распределение плотности газа, и его давление.

Давление определяется из условия гидростатического равновесия:

$$-\frac{dp}{dr} + \rho(r)\mathbf{g}(r) = 0 \quad (8)$$

или (при учете того, что  $\mathbf{g}_r = -g\mathbf{e}_r$ ):

$$\frac{dp}{dr} = -\rho(r)g(r) \quad (8a)$$

Используем уравнение состояния:

$$p = p_i + p_e = 2nkT = 2\frac{\rho}{\mu}kT \rightarrow \rho = \frac{\mu p}{2kT}$$

Откуда

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{\mu}{2k} \frac{g(r)p(r)}{T} \quad (9)$$

Проинтегрируем уравнение (9):

$$\int_{p_0}^p \frac{dp}{p} = -\frac{\mu}{2k} \int_{R_0}^r \frac{g(r)}{T(r)} dr, \quad (10)$$

$$\ln p|_{p_0}^p = \ln p - \ln p_0 = -\frac{\mu}{2k} \int_{R_0}^r \frac{g(r)}{T(r)} dr;$$

$$p = p_0 \exp \left\{ -\frac{\mu}{2k} \int_{R_0}^r \frac{g(r)}{T(r)} dr \right\}$$

Поскольку  $g(r) = g_0 \frac{R_\odot^2}{r^2}$ , и  $T(r)$  определяется равенством (7), находим:

$$\begin{aligned} \frac{p}{p_0} &= \exp \left\{ -\frac{m_p g_0 R_\odot^2}{2k} \int_{R_0}^r \frac{1}{r^2} \cdot \frac{r^{2/7}}{T_0 R_0^{2/7}} dr \right\} = \exp \left\{ -\frac{m_p g_0 R_\odot^2}{2k T_0 R_0^{2/7}} \int_{R_0}^r r^{-12/7} dr \right\} = \\ &= \exp \left\{ -\frac{m_p g_0 R_\odot^2}{2k T_0 R_0^{2/7}} \left[ -\frac{7}{5} r^{-5/7} \right]_{R_0}^r \right\} = \exp \left\{ -\frac{m_p g_0 R_\odot^2}{2k T_0 R_0^{2/7}} \frac{7}{5} \cdot R_0^{-5/7} + \right. \\ &+ \left. \frac{m_p g_0 R_\odot^2}{2k T_0 R_0^{2/7}} \cdot \frac{7}{5} \cdot r^{-5/7} \right\} = \exp \left\{ -\frac{m_p g_0 R_\odot^2}{2k T_0 R_0} \cdot \frac{7}{5} + \frac{m_p g_0 R_\odot^2}{2k T_0} \cdot \frac{7}{5} \cdot \frac{1}{R_0^{2/7} r^{5/7}} \right\} = \\ &= \exp \left\{ -u \left[ 1 - \left( \frac{r}{R_0} \right)^{-5/7} \right] \right\} = \exp \left\{ -u \left[ 1 - \left( \frac{R_0}{r} \right)^{5/7} \right] \right\} \end{aligned} \quad (12)$$

где

$$u = \frac{7}{5} \cdot \frac{m_p g_0 R_\odot^2}{2k T_0 R_0} = \frac{7}{5} \cdot \frac{m_p g_0 R_\odot}{2k T_0} = \frac{7}{5} \frac{1,7 \cdot 10^{-24} \cdot 2,7 \cdot 10^4 \cdot 0,75 \cdot 10^{11}}{2 \cdot 1,4 \cdot 10^{-16} \cdot 10^6} = 17,2$$

Отсюда можно найти и  $n$ :

В таблице приведены (Зирин, 229; в книге дана более подробная таблица) значения  $n$ , вычисленные по модели Чепмена и измеренные экспериментально (рис. 3.6).

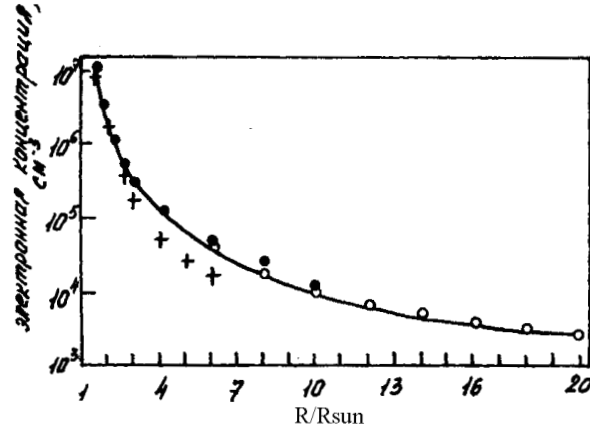


Рис. 3.6:



$R/R_{\odot}$	Ван де Хюлст		$n$ вычисл., $\text{см}^{-3}$		
	$n_{\text{эксп.}}$	$T_0 = 10^6$	$T_0 = 1,1 \cdot 10^6$	$T_0 = 1,2 \cdot 10^6$	
1.06	$2.35 \cdot 10^8$	$(2.35 \cdot 10^8)$	$(2.35 \cdot 10^8)$	$(2.35 \cdot 10^8)$	
1.5	$1.48 \cdot 10^7$	$8.97 \cdot 10^6$	$1.2 \cdot 10^7$	$1.65 \cdot 10^7$	
2.0	$2.81 \cdot 10^6$	$1.04 \cdot 10^6$	$1.7 \cdot 10^6$	$2.66 \cdot 10^6$	
3.0	$3.13 \cdot 10^5$	$1.02 \cdot 10^5$	$2.11 \cdot 10^5$	$3.89 \cdot 10^5$	
4.0	$9.0 \cdot 10^4$	$2.9 \cdot 10^4$	$6.7 \cdot 10^4$	$1.4 \cdot 10^5$	
5.0	$4.4 \cdot 10^4$	$1.3 \cdot 10^4$	$3.3 \cdot 10^4$	$7.1 \cdot 10^4$	
6.0	$2.9 \cdot 10^4$	$7.2 \cdot 10^3$	$2.0 \cdot 10^4$	$4.4 \cdot 10^4$	
10.0		$2.2 \cdot 10^3$	$6.6 \cdot 10^3$	$1.7 \cdot 10^4$	
15.0		$1.1 \cdot 10^3$	$3.7 \cdot 10^3$	$9.8 \cdot 10^3$	
50.0		$4.2 \cdot 10^2$	$1.5 \cdot 10^3$	$4.6 \cdot 10^3$	
100.0		$3.5 \cdot 10^2$	$1.3 \cdot 10^3$	$4.1 \cdot 10^3$	
150.0		$3.4 \cdot 10^2$	$1.3 \cdot 10^3$	$4.0 \cdot 10^3$	
200.0		$3.4 \cdot 10^2$	$1.3 \cdot 10^3$	$4.1 \cdot 10^3$	
250.0		$3.4 \cdot 10^2$	$1.3 \cdot 10^3$	$4.2 \cdot 10^3$	

Из таблицы видно, что в статической модели короны плотность плазмы убывает по мере удаления от Солнца очень медленно и на орбите Земли составляет около  $10^3 \text{ см}^{-3}$ .

Непосредственные наблюдения на спутниках показали, что на деле  $n$  редко превышает  $10 \text{ см}^{-3}$ . В то же время уменьшить  $T_0$  или  $n$  как-будто и нельзя, у Чепмена взяты весьма умеренные величины. В чем дело?

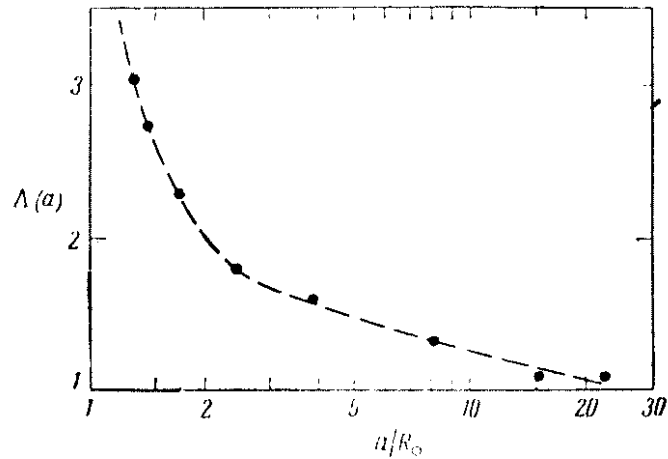
Паркером (Е.Н. Паркер. Солнечный ветер; в книге “Космическая астрофизика”, ИЛ, 1962) было показано, что неверна сама модель. В самом деле, из выражения (11):

$$p = p_0 \exp \left\{ -\frac{m_p}{2k} \int_{R_0}^r \frac{g(r)}{T(r)} dr \right\}$$

видно, что при  $r \rightarrow \infty$   $p \rightarrow p_{\infty} = 0,7 \cdot 10^{-4} \text{ дн/см}^2$ , т.е. к конечной величине. Фактически же  $p$  должно падать до уровня давления межзвездного газа  $p_{\infty} = 10^{-14} \text{ дн/см}^2$  (Паркер, “Космическая астрофизика”, стр.200), т.е. почти до нуля. Но для этого интеграл в показателе экспоненты должен расходиться, т.е.  $T(r)$  должно падать с расстоянием быстрее, чем  $g(r)$ , т.е. быстрее, чем  $r^{-2}$ . Но мы видели, что в принятой модели  $T \sim r^{-2/7}$  — несовместимые условия. Как же выйти из этого положения? Выход был найден Паркером, который предложил модель расширяющейся короны. При выборе этой модели Паркер исходил из наблюдений Бирмана за хвостами комет. Бирман показал, что как ионизация, так и ускорение вещества в хвостах комет не могут быть объяснены одним лишь световым давлением. При этом Бирман заметил, что ускорение увеличивается в периоды высокой солнечной активности. Все эти наблюдения позволили Бирману сделать предположение, что в межпланетном пространстве непрерывно существуют потоки газа от Солнца — солнечный ветер. Математическое описание модели такой короны было дано в 1958 году Паркером.

## 4 МОДЕЛЬ РАСШИРЯЮЩЕЙСЯ КОРОНЫ

На прошлом занятии, рассмотрев гидростатическую Чепменовскую модель короны, мы пришли к выводу, что при существующей в основании короны температуре такая модель оказывается невозможной. Дополнительным подтверждением невозможности такой короны могут служить следующие данные: на рис. 4.1 (Паркер, стр.73) по данным Поташа и Блэквелла показано изменение с расстоянием величины отношения гравитационной энергии протонов солнечной короны к их тепловой энергии ( $\Lambda$ ). Очевидно, что стационарная корона возможна лишь в случае  $\Lambda > 1$ . В то же время мы видим, что этой величины  $\Lambda(r)$  достигает при  $r = 20 R_{\odot}$ , а дальше, видимо, становится меньше единицы, т.е. внешняя корона, действительно, не может быть стационарной.



Отношение гравитационной энергии водородных атомов короны к их тепловой энергии  $\Lambda(a) = Mg(a)a/5kT(a)$  как функция радиального расстояния от Солнца. Для установления статистического равновесия адиабатической атмосферы на расстояниях  $r \geq a$  необходимо, чтобы это отношение было больше единицы.

Рис. 4.1:

Попытаемся рассчитать модель динамически стационарной, расширяющейся короны. Прежде всего, как изменятся исходные уравнения. Вместо уравнения равновесия:

$$\frac{dP}{dr} = -g(r)\rho(r)$$

мы, очевидно, теперь должны написать уравнение движения:

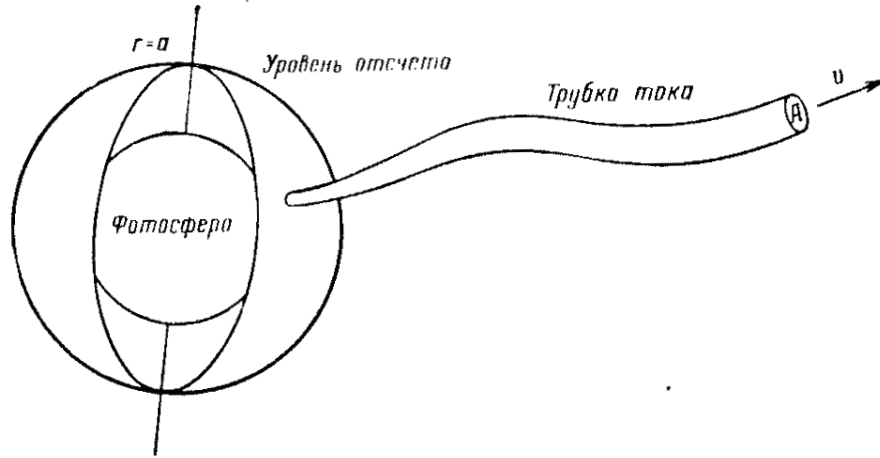
$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \rho(\mathbf{v}\nabla)\mathbf{v} = -\nabla p + \mathbf{g}(r)\rho(r)$$

В стационарном случае  $\frac{\partial}{\partial t} = 0$ , и уравнение движения принимает вид:

$$(\mathbf{v}\nabla)\mathbf{v} = -\frac{1}{\rho}\nabla p + \mathbf{g}(r)$$

Если мы рассматриваем сферически симметричную задачу, где все величины зависят лишь от радиуса, то последнее выражение можно записать в виде:

$$v \frac{\partial v}{\partial r} \mathbf{e}_r = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} \mathbf{e}_r + \mathbf{g}(r) \quad (1)$$



Эскиз отдельной корональной трубки тока, вдоль которой проводится интегрирование гидродинамического уравнения. Уровень отсчета впоследствии принимается равным  $r = a$  — радиальному расстоянию  $\sim 10^6$  км от центра Солнца.

Рис. 4.2:

В качестве второго уравнения в модели Чепмена использовалось сохранение потока энергии

$$F = -4\pi r^2 \rho \frac{dT}{dr} = \text{const}$$

Однако в нашем случае этот закон в такой форме записать нельзя. Дело в том, что энергия распространяется не только вследствие теплопроводности, но и переносится движущейся плазмой. Что же мы используем вместо этого уравнения?

а) Закон сохранения вещества (неразрывности):

$$\rho(r)v(r)A(r) = \rho_0 v_0 A_0 \rightarrow \rho(r) = \rho_0 \frac{v_0 A_0}{v(r)A(r)} \quad (2)$$

Здесь  $A$  — сечение трубки тока (рис. 4.2). В случае строго радиального расширения  $A/A_0 = \left(\frac{r}{r_0}\right)^2$ ; в более общем случае произвольного расширения:

$$A = A_0 \left(\frac{r}{r_0}\right)^s = A_0 \zeta^s \quad (2a)$$

б) Связь между давлением и плотностью газа

$$\frac{P(r)}{P_0} = \left[ \frac{\rho(r)}{\rho_0} \right]^\alpha \quad (3)$$

$\alpha$  — показатель политропы. Величина  $\alpha$  в реальной короне меняется от  $\gamma = 5/3$  (показатель адиабаты) для адиабатического расширения до 1 в случае изотермической короны (Паркер, стр.88). (В самом деле, в любом случае  $p_1 = n_1 k T_1 = \frac{\rho_1}{\mu} k T_1$ ;  $p_2 = \frac{\rho_2}{\mu} k T_2$ . В изотермической короне  $T_1 = T_2$ , и  $\frac{P_1}{P_2} = \frac{\rho_1}{\rho_2}$ , т.е.  $\alpha = 1$ ). Подставим (3) в (1) и проинтегрируем вдоль траектории элемента объема:

$$\boxed{\mathbf{g}(r) = -\frac{M_\odot G \mathbf{e}_r}{r^2}}$$

$$\begin{aligned} \int v \frac{\partial v}{\partial r} dr + \int g(r) dr + \int \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} dr &= \text{const} = \\ &= \frac{1}{2} v^2(r) - \frac{M_{\odot} G}{r} + \int \frac{1}{\rho} \frac{P_0}{\rho_0^{\alpha}} \alpha \rho^{\alpha-1} \frac{\partial \rho}{\partial r} dr = \end{aligned} \quad (1a)$$

$$= \frac{1}{2} v^2(r) - \frac{GM_{\odot}}{r} + \frac{\alpha}{\alpha-1} \cdot \frac{P_0}{\rho_0^{\alpha}} \rho^{\alpha-1} = \text{const} \quad (4)$$

Это классическая форма уравнения Бернулли. Однако нам будет удобнее записать его несколько иначе. А именно, член  $\frac{\alpha}{\alpha-1} \frac{P_0}{\rho_0^{\alpha}} \rho^{\alpha-1}$ , используя (2), запишем в форме

$$\frac{\alpha}{\alpha-1} \frac{P_0}{\rho_0^{\alpha}} \left( \frac{\rho_0 v_0 A_0}{A v} \right)^{\alpha-1} = \frac{\alpha}{\alpha-1} \frac{P_0}{\rho_0} \left( \frac{v_0 A_0}{v A} \right)^{\alpha-1}, \quad (5)$$

и тогда уравнение Бернулли примет вид:

$$\frac{1}{2} v^2(r) - \frac{GM_{\odot}}{r} + \frac{\alpha}{\alpha-1} \frac{P_0}{\rho_0} \left( \frac{v_0 A_0}{v A} \right)^{\alpha-1} = \frac{1}{2} v_0^2 - \frac{GM_{\odot}}{r_0} + \frac{\alpha}{\alpha-1} \frac{P_0}{\rho_0} \quad (6)$$

$$\left( \frac{v_0 A_0}{v A} \right)^{\alpha-1} = \left( \frac{v_0}{v} \frac{1}{(r/r_0)^s} \right)^{\alpha-1}$$

Переходя к безразмерным переменным

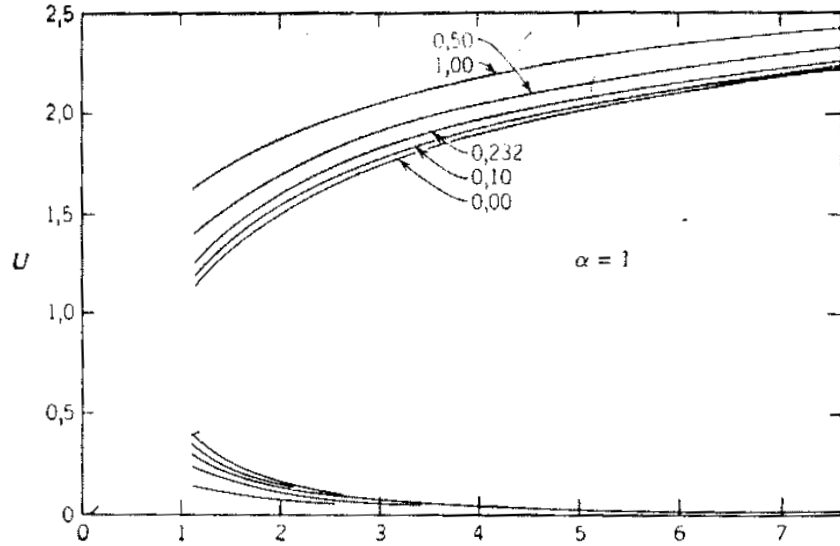
$$\zeta = \frac{r}{r_0}, \quad u^2 = \frac{1}{2} \frac{\rho_0}{p_0} v^2, \quad H = \frac{GM_{\odot} \rho_0}{r_0 p_0}, \quad (7)$$

перепишем уравнение (6) в виде

$$u^2 + \frac{\alpha}{\alpha-1} \left( \frac{u_0}{u \zeta^s} \right)^{\alpha-1} - \frac{H}{\zeta} = u_0^2 + \frac{\alpha}{\alpha-1} - H \equiv u_1^2, \quad (8)$$

где  $u_1$  — константа интегрирования, зависящая от граничных условий на поверхности  $r = r_0$ .

Уравнения (6) или (8) определяют изменение скорости солнечного ветра с расстоянием от Солнца. Уравнения (6) или (8) не имеют точного аналитического решения, поэтому Паркер исследует асимптотику решения на больших ( $\zeta \gg 1$ ) и малых ( $\zeta \ll 1$ ) расстояниях от Солнца.



Семейство решений уравнения Бернулли (5.43).  $U$  как функции  $\pi$  для изотермической короны  $\alpha = 1$ ,  $s = 2$  и различных значений постоянной  $L$ , обозначенных вблизи каждой кривой. Критическая точка, отмеченная черным кружком, имеет координаты  $u_L = (1/2)^{1/2}$ ,  $\pi_c = 1/2$ .

Рис. 4.3:

### Большие расстояния

Очевидно, что при  $\zeta \rightarrow \infty$   $u(\zeta)$  может либо неограниченно возрастать, либо стремиться к какой-либо постоянной величине или к нулю. Нетрудно видеть, что  $u \rightarrow \infty$  не удовлетворяет уравнению (8). Действительно, в этом случае первый член в левой части уравнения неограниченно возрастает, второй и третий члены стремятся к нулю, тогда как в правой части (8)  $u_1^2 = \text{const}$ .

Вариант  $u|_{\zeta \rightarrow \infty} = \text{const}$  оказывается возможным. В этом случае

$$u|_{\zeta \rightarrow \infty} \rightarrow u_1 \quad (9a)$$

Решение  $u|_{\zeta \rightarrow \infty} \rightarrow 0$  также удовлетворяет уравнению (8). В этом случае первый и третий члены в левой части уравнения (9) стремятся к нулю и

$$u|_{\zeta \rightarrow \infty} \rightarrow \frac{u_0}{\zeta^s} \left( \frac{\alpha}{\alpha - 1} \frac{1}{u_1^2} \right)^{\frac{1}{\alpha - 1}} \rightarrow 0 \quad (9b)$$

Таким образом, решение уравнения (8) на больших расстояниях (рис. 4.3) имеет две ветви: верхнюю ( $u \rightarrow u_1$ ) и нижнюю ( $u \rightarrow 0$ ). Для того, чтобы выбрать решение, приемлемое с физической точки зрения, вычислим плотность плазмы, соответствующую этим решениям.

Из равенства (2) следует

$$\rho(r) = \rho_0 \frac{1}{\zeta^s} \frac{u_0}{u}. \quad (10)$$

Подставляя в (10) величину из (9a), (9b), находим

$$\rho|_{\zeta \rightarrow \infty} \rightarrow \begin{cases} 0 & \text{— верхняя ветвь,} \\ \rho_0 \left[ \frac{(\alpha-1)u_1^2}{\alpha} \right]^{\frac{1}{\alpha-1}} & \text{— нижняя ветвь.} \end{cases} \quad (11)$$

Из равенств (11) видно, что в случае, когда  $u(\zeta)$  соответствует нижней ветви решения, плотность плазмы при  $u \rightarrow \infty$  стремится к конечной и относительно большой величине, что противоречит экспериментальным данным. В то же время верхняя ветвь решения соответствует  $\rho|_{\zeta \rightarrow \infty} \rightarrow 0$ , что удовлетворяет условиям модели. Таким образом, на больших расстояниях от Солнца физический смысл имеет лишь верхняя ветвь решения уравнения Паркера.

### Малые расстояния ( $\zeta \rightarrow 0$ )

При  $\zeta \rightarrow 0$  третий член в левой части равенства (8) неограниченно возрастает. Поскольку в правой части уравнения постоянная величина, это означает, что неограниченное возрастание  $(H/\zeta)_{\zeta \rightarrow 0}$  должно быть скомпенсировано одним из первых двух членов в левой части (8), то есть опять имеют место две ветви решения:

$$u|_{\zeta \rightarrow 0} \rightarrow \begin{cases} \left( \frac{H}{\zeta} \right)^{1/2} \rightarrow \infty & \text{— верхняя ветвь} \\ u_0 \left[ \frac{\alpha}{\alpha-1} \frac{1}{H} \right]^{\frac{1}{\alpha-1}} \zeta^{\frac{1}{\alpha-1}-s} & \text{— нижняя ветвь} \end{cases} \quad (12)$$

Первое решение, соответствующее неограниченному возрастанию скорости солнечного ветра при  $\zeta \rightarrow 0$ , физически неприемлемо. Второе решение дает разумный результат  $u|_{\zeta \rightarrow 0} \rightarrow 0$  при значениях показателя политропы, определяемых неравенством  $1/(\alpha-1) - s > 0$ , то есть  $\alpha < \frac{s+1}{s}$ .

Таким образом, стационарное решение короны оказывается возможным лишь в том случае, если показатель политропы  $\alpha$  меньше адиабатического ( $\alpha = 5/3$ ), то есть если имеет место непрерывный приток энергии в корону и солнечный ветер. В первоначальной модели Паркера предполагалось, что необходимый приток энергии обеспечивается высокой теплопроводностью солнечной плазмы. Однако, как будет показано ниже, одного лишь потока тепловой энергии недостаточно для ускорения солнечного ветра, и требуются дополнительные источники энергии (рис. 4.4).

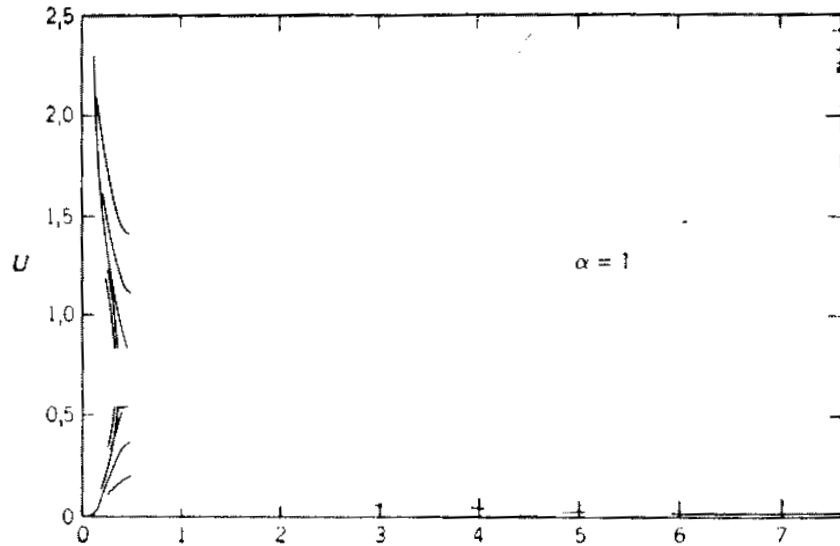
Итак, мы видим, что физически разумным граничным условиям при больших  $\zeta$  удовлетворяет верхняя ветвь решения уравнения Паркера, а при малых  $\zeta$  — нижняя. Срашивание этих двух ветвей решения зависит от поведения решения в окрестностях некоторой критической точки, положение которой на плоскости  $(\zeta, u)$  определяется следующим образом.

Продифференцируем уравнение (8) по  $\zeta$ :

$$\left( 2u - \frac{\alpha u_0^{\alpha-1}}{u^\alpha \zeta^{s(\alpha-1)}} \right) \frac{du}{d\zeta} = \frac{s \alpha u_0^{\alpha-1}}{u^{\alpha-1} \zeta^{s(\alpha-1)+1}} - \frac{H}{\zeta^2}. \quad (13)$$

Определим критическую точку  $(\zeta_c, u_c)$  как точку, где правая часть уравнения (13) и коэффициент при  $du/d\zeta$  в левой части уравнения одновременно равны нулю. Тогда:

$$2u_c - \frac{\alpha u_0^{\alpha-1}}{u_c^\alpha \zeta_c^{s(\alpha-1)}} = 0$$



Семейство решений уравнения Бернулли (5.43).  $U$  как функции  $\pi$  для изотермической короны  $\alpha = 1$ ,  $s = 2$  и различных значений постоянной  $L$ , обозначенных вблизи каждой кривой. Критическая точка, отмеченная черным кружком, имеет координаты  $u_L = (1/2)^{1/2}$ ,  $\pi_c = 1/2$ .

Рис. 4.4:

(14)

$$\frac{s \alpha u_0^{\alpha-1}}{u_c^{\alpha-1} \zeta_c^{s(\alpha-1)+1}} - H/\zeta_c^2 = 0.$$

Разделив первое из этих уравнений на второе (крест накрест), получаем:

$$u_c^2 \zeta_c = H/2s \tag{14a}$$

Допустим, что вблизи этой точки  $u = u_c(1 + p)$  и  $\zeta = \zeta_c(1 + q)$ , где  $p$  и  $q \ll 1$ . Подставляя эти выражения в (13), получим

$$\zeta = \zeta_c(1 + q); \quad \frac{d\zeta}{dq} = \zeta_c$$

отсюда

$$\frac{dq}{d\zeta} = \frac{1}{\zeta_c}$$

$$\frac{du}{d\zeta} = \frac{d[u_c(1 + p)]}{dq} \cdot \frac{dq}{d\zeta} = \frac{u_c}{\zeta_c} \cdot \frac{dp}{dq},$$

и (13) имеет вид:

$$\begin{aligned} & \frac{u_c}{\zeta_c} \frac{dp}{dq} \left\{ 2u_c(1+p) - \frac{\alpha u_0^{\alpha-1}}{u_c^\alpha (1+p)^\alpha \zeta_c^{s(\alpha-1)} (1+q)^{s(\alpha-1)}} \right\} = \\ & = \frac{s \alpha u_0^{\alpha-1}}{u_c^{\alpha-1} (1+p)^{\alpha-1} \zeta_c^{s(\alpha-1)+1} (1+q)^{s(\alpha-1)+1}} - \frac{H}{\zeta_c^2 (1+q)^2} \end{aligned}$$

Пренебрегая членами второго порядка малости, упростим это громоздкое выражение

$$\begin{aligned} & \frac{u_c}{\zeta_c} \frac{dp}{dq} \left\{ 2u_c(1+p) - \frac{\alpha u_0^{\alpha-1}}{u_c^\alpha \zeta_c^{s(\alpha-1)}} (1 - \alpha p - s(\alpha-1)q) \right\} = \\ & = \frac{s \alpha u_0^{\alpha-1}}{u_c^{\alpha-1} \zeta_c^{s(\alpha-1)+1}} \{1 - (\alpha-1)p - [s(\alpha-1) + 1]q\} - \frac{H}{\zeta_c^2} (1-2q) \end{aligned}$$

Учитывая равенства (14), приводим последнее выражение к виду:

$$\begin{aligned} & \frac{u_c}{\zeta_c} \frac{dp}{dq} \left\{ 2u_c p + \frac{\alpha u_0^{\alpha-1}}{u_c^\alpha \zeta_c^{s(\alpha-1)}} (\alpha p + s(\alpha-1)q) \right\} = \\ & = \frac{s \alpha u_0^{\alpha-1}}{u_c^{\alpha-1} \cdot \zeta_c^{s(\alpha-1)+1}} \{-(\alpha-1)p - [s(\alpha-1) + 1]q\} + \frac{H}{\zeta_c^2} 2q, \end{aligned}$$

или

$$\frac{2u_c^2}{\zeta_c} \frac{dp}{dq} \{p(\alpha+1) + s(\alpha-1)q\} = \frac{H}{\zeta_c^2} \{-(\alpha-1)p - [s(\alpha-1) + 1]q + 2q\}$$

Делим обе части на  $\frac{2u_c^2}{\zeta_c}$ :

$$\frac{dp}{dq} \{p(\alpha+1) + s(\alpha-1)q\} = \frac{H\zeta_c}{\zeta_c^2 \cdot 2u_c^2} \{-(\alpha-1)p - [s(\alpha-1) + 1]q + 2q\}$$

Окончательно:

$$\frac{dp}{dq} = \frac{-s(\alpha-1)p + s[1 - s(\alpha-1)]q}{p(\alpha+1) + s(\alpha-1)q} \quad (15)$$

Решением этого уравнения является:

$$[(\alpha+1)p + s(\alpha-1)q]^2 - s\mu(\alpha, s)q^2 = c \quad (16)$$

где

$$\mu(\alpha, s) = \alpha + 1 - 2s(\alpha-1) \quad (17)$$

В том, что (16) является решением (15), легко убедиться, продифференцировав (16) по  $q$ . Уравнение (16) описывает кривую 2-го порядка типа гиперболы (если  $(\mu > 0)$ ).

Топология решения уравнения (8) в окрестностях критической точки показана на рис. 4.5. Как видно из рисунка, оно представляет собою семейство гипербол. При этом существует лишь одно решение, удовлетворяющее граничным условиям как на больших, так и на малых расстояниях от Солнца; этому решению соответствует кривая, проходящая через критическую точку (критическое решение) — рис. 4.6.



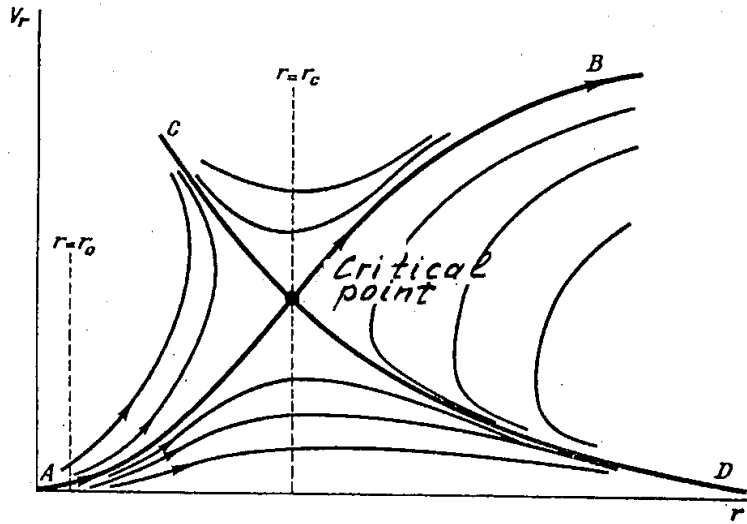
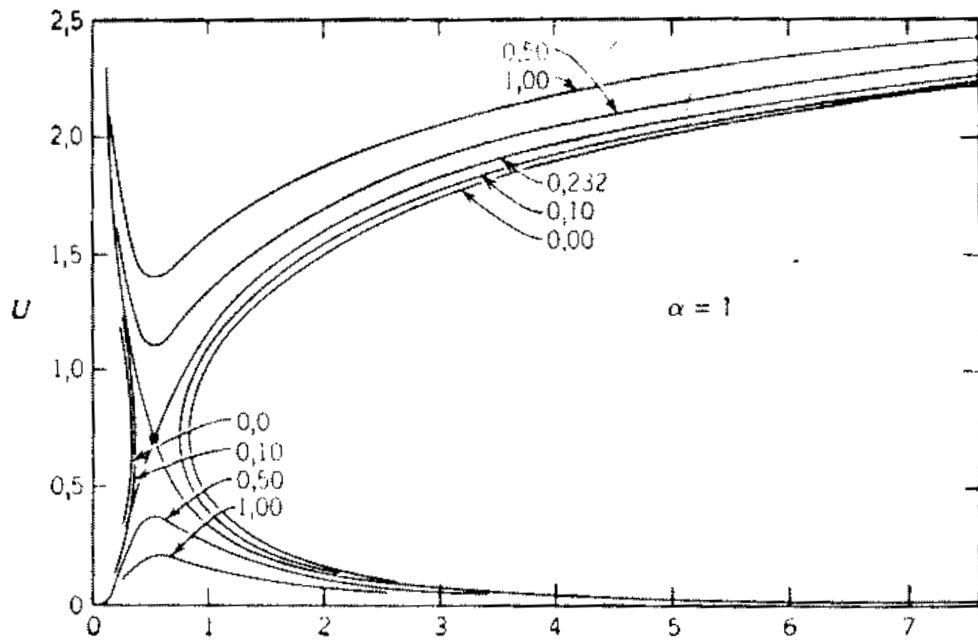


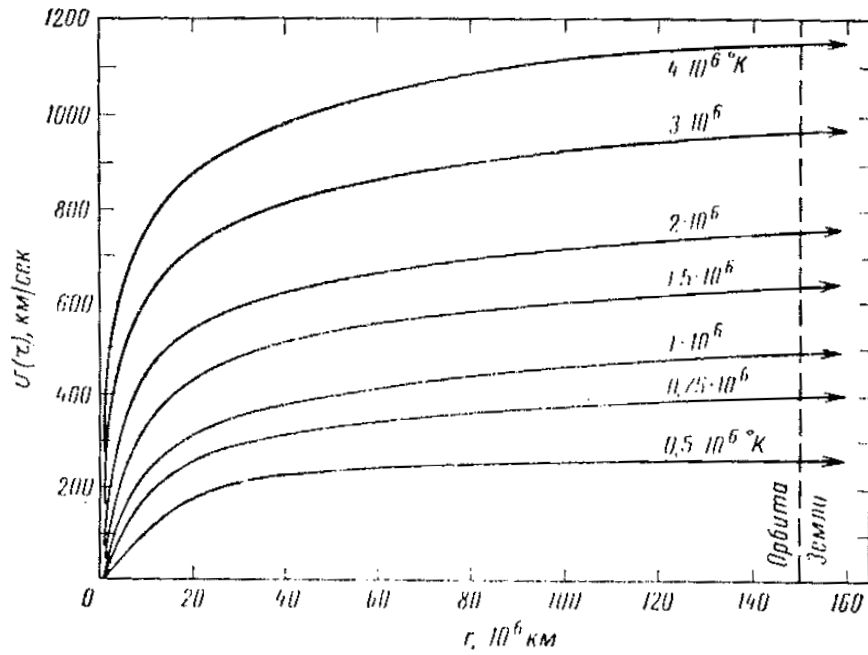
Рис. 4.5:



Семейство решений уравнения Бернулли (5.43).  $U$  как функции  $\pi$  для изотермической короны  $\alpha = 1$ ,  $s = 2$  и различных значений постоянной  $L$ , обозначенных вблизи каждой кривой. Критическая точка, отмеченная черным кружком, имеет координаты

$$u_L = (1/2)^{1/2}, \pi_c = 1/2.$$

Рис. 4.6:



Зависимость скорости расширения изотермической короны от радиального расстояния от центра Солнца.

Рис. 4.7:

Радиальные профили скорости солнечного ветра в случае изотермической ( $\alpha = 1$ ) короны при различной температуре последней представлены на рис. 4.7. Из приведенных на рисунке кривых легко видеть, что решение достаточно чувствительно к граничным условиям. Так, например, при  $T_0 = 0.5 \cdot 10^6$  К скорость солнечного ветра на орбите Земли оказывается равной 260 км/сек, а при  $T = 4 \cdot 10^6$  К — около 1150 км/сек, что в целом не противоречит экспериментальным данным (см. табл.1). В то же время, рассчитанная плотность плазмы на орбите Земли оказывается равной 25–40  $\text{см}^{-3}$  вместо реальных 5–10  $\text{см}^{-3}$ .

Таблица 1. Параметры солнечного ветра на орбите Земли

Параметр, размерность	Средняя величина	Солнечный ветер	
		медленный	высокоскоростной
$n, \text{см}^{-3}$	8,7	11,9	3,9
$v, \text{км/с}$	468	327	702
$nv, \text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$	$3,8 \cdot 10^8$	$3,9 \cdot 10^8$	$2,7 \cdot 10^8$
$T_p, \text{К}$	$7 \cdot 10^4$	$3,4 \cdot 10^4$	$2,3 \cdot 10^5$
$T_e, \text{К}$	$1,4 \cdot 10^5$	$1,3 \cdot 10^5$	$1,0 \cdot 10^5$
$T_e/T_p$	1,9	4,4	0,45

Как видно из таблицы, скорость солнечного ветра меняется в достаточно широком диапазоне: от  $\sim 300$  до  $\sim 700$  км/сек. Кажется бы, эти вариации легко объяснимы в рамках модели Паркера соответствующими вариациями температуры короны (см. рис. 4.7).

Однако непосредственные наблюдения свидетельствуют о том, что источником рекуррентных высокоскоростных потоков являются корональные дыры (см. ниже), в которых температура короны существенно ниже средней. В связи с этим обратим внимание на то, что, согласно модели, скорость солнечного ветра, помимо температуры короны, зависит также от величины показателя политропы  $\alpha$ : чем больше  $\alpha$ , тем меньше скорость солнечного ветра на орбите Земли. Наилучшее соответствие между модельными расчетами и экспериментальными данными получено Паркером при  $\alpha = 1,1$  вблизи Солнца и  $\alpha = 5/3$  на больших расстояниях от него.

Однако в связи с малой величиной показателя  $\alpha$  возникает затруднение следующего рода: при  $\alpha \rightarrow 1$ , градиент температуры  $\delta T/\delta r \rightarrow 0$ ; при этом поток тепла, обусловленный теплопроводностью, также стремится к нулю. Таким образом, для поддержания достаточно высокой температуры солнечного ветра требуются дополнительные нетепловые источники энергии, связанные, скорее всего, с диссипацией энергии альфвеновских волн.

Вклад МГД волн в тепловую энергию и импульс солнечного ветра обсуждаются в ряде публикаций. Обзор этих исследований и их дальнейшее развитие даны в работе Чашея и Шишова (1987). Выбрав соответствующим образом интенсивность и спектр МГД волн в основании короны, можно получить не только соответствующую экспериментальным данным скорость солнечного ветра на орбите Земли, но и необходимую плотность плазмы.

Вместе с тем, модель, развиваемая в рамках одножидкостной гидродинамики, не в состоянии объяснить наблюдаемой разности электронной и ионной температур в солнечном ветре (см. табл.1).

Следует заметить, что одножидкостные модели гидродинамики применимы в физике плазмы лишь в том случае, когда частота столкновений электронов с ионами достаточно велика, что обеспечивает эффективный обмен импульсом между электронной и ионной компонентами плазмы и, соответственно, равенство их температур. Sturrock and Hartle (1966) обратили внимание на то, что в солнечном ветре вследствие быстрого убывания плотности плазмы с расстоянием от Солнца последнее условие может не выполняться и температура ионов может существенно отличаться от температуры электронов. При этом, поскольку ионная теплопроводность относительно мала, протонная компонента короны Солнца расширяется почти адиабатически и, соответственно, быстро охлаждается. В то же время теплопроводность электронной компоненты плазмы относительно велика, в связи с чем температура последней падает с расстоянием достаточно медленно, что в целом не противоречит экспериментальным данным (см. табл.1).

Такое относительно независимое существование электронной и ионной компонент плазмы описывается в рамках двухжидкостной гидродинамики. При этом в уравнении движения (1) газовое давление следует заменить суммой давлений электронного и ионного газов ( $P = P_e + P_i = nk(T_e + T_i)$ ). Кроме того, в случае двухжидкостной гидродинамики уравнение газового состояния обычно заменяют уравнением сохранения энергии, записанным отдельно для электронной и ионной компонент.

Результаты численного интегрирования соответствующей системы уравнений дают на орбите Земли ( $r = 215 R_\odot$ )  $T_p = 4,4 \cdot 10^3$  К и  $T_e = 3,4 \cdot 10^5$  К. Таким образом, предсказываемая моделью температура электронов оказывается вдвое больше, а температура протонов — на порядок меньше реальной температуры частиц в солнечном ветре (см. табл.1). Такое несоответствие теоретических и экспериментальных данных можно устранить, предположив существование дополнительных источников нагрева плазмы, причем преимущественно ее ионной компоненты. Этому требованию удовлетворяют упомянутые выше альфвеновские волны. Дело в том, что хотя сами альфвеновские волны в солнечном

ветре почти не поглощаются, они эффективно трансформируются в ходе четырехволнового взаимодействия в магнитозвуковые волны. Последние же в условиях, характерных для солнечного ветра, диссипируют в результате резонансного взаимодействия с протонами, которые при этом заметно нагреваются.

Параметры солнечного ветра на орбите Земли, полученные Barnes и др. в 1971 году в рамках двухжидкостной модели с учетом дополнительного источника энергии в виде МГД волн представлены в табл.2. Рассчитанные параметры солнечного ветра на орбите Земли оказываются близкими к наблюдаемым параметрам медленного солнечного ветра (см. табл.1). В то же время параметры высокоскоростных потоков в солнечном ветре заметно отличаются от предсказываемых моделью. В частности, температура протонов в этих потоках оказывается выше температуры электронов, что, по-видимому, свидетельствует о повышенной интенсивности альфвеновских волн в области их источника на Солнце.

Рассмотрим подробнее высокоскоростной солнечный ветер и обсудим его возможные источники.

**Таблица 2. Параметры солнечного ветра на орбите Земли в двухжидкостной модели Барнеса**

Плотность плазмы $n$ , $\text{см}^{-3}$	15
Скорость $v$ , км/с	330
Поток кинетической энергии, $\text{эрг}\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{с}$	0,46
Протонная температура $T_p$ , К	$3,2 \cdot 10^4$
Электронная температура $T_e$ , К	$2,2 \cdot 10^5$
Отношение $T_e/T_p$	6,9

### Высокоскоростной солнечный ветер

Как видно из данных, представленных в таблице 1, высокоскоростной солнечный ветер характеризуется повышенной скоростью (около 700 км/сек), пониженной плотностью плазмы ( $n = 4 \text{ см}^{-3}$ ) и повышенной ионной температурой. Однако, прежде чем обсуждать возможные источники этих потоков, напомним, что существуют по меньшей мере два рода таких потоков: рекуррентные и спорадические.

**Рекуррентные потоки** высокоскоростного солнечного ветра отличаются, прежде всего, тем, что существуют в течение многих месяцев, регулярно появляясь в окрестностях Земли примерно через 27 дней (период оборота Солнца), что свидетельствует об относительно большом времени жизни их источников. В течение многих лет происхождение этих потоков оставалось загадкой, поскольку им не соответствовали какие-либо видимые особенности на поверхности Солнца. Однако в настоящее время можно, по-видимому, считать доказанным, что обсуждаемые потоки зарождаются на Солнце в области так называемых корональных дыр.

Корональные дыры отчетливо видны на получаемых на космических аппаратах фотографиях Солнца в рентгеновском и крайнем ультрафиолетовом диапазоне спектра солнечного излучения, где они фиксируются как обширные области пониженной (в несколько раз) интенсивности излучения, простирающиеся от полярных широт до экватора или даже в противоположное полушарие. Протяженность корональных дыр по долготе составляет  $30^\circ - 90^\circ$ ; соответственно, время прохождения корональной дыры через центральный меридиан Солнца (вследствие вращения последнего) составляет 3–6 суток, что

вполне согласуется с длительностью существования соответствующих высокоскоростных потоков в окрестностях Земли. Пониженная интенсивность рентгеновского излучения в области корональных дыр может определяться как пониженной плотностью плазмы в этих областях, так и ее пониженной температурой. Действительно, наземные наблюдения короны во время солнечных затмений показывают, что в короне существуют, в особенности в высоких широтах, области с относительно низкой плотностью плазмы. В то же время и температура плазмы в области корональных дыр оказывается существенно пониженной. Так, например, при наблюдениях излучения Солнца в радиодиапазоне яркостная температура в области корональных дыр составляет около  $0,8 \cdot 10^6$  К, что существенно ниже температуры спокойной короны, и плотность плазмы в корональной дыре составляет 0,25 плотности спокойной короны.

Таким образом, корональные дыры, действительно, представляют собою области пониженной плотности плазмы и ее относительно низкой температуры. Чем вызываются указанные особенности короны в этих областях, не совсем ясно. В связи с этим обращает на себя внимание то, что корональные дыры, как правило, совпадают с областями униполярного магнитного поля с квазирадиальными или слегка расходящимися силовыми линиями. Открытые силовые линии магнитного поля не препятствуют радиальному расширению корональной плазмы, что может объяснить пониженную плотность последней в области дыр и увеличение скорости генерируемого в них солнечного ветра. Вместе с тем увеличение скорости ветра, обусловленное благоприятной конфигурацией силовых линий магнитного поля, не может компенсировать ее уменьшения, связанного с низкой температурой плазмы в рассматриваемых областях, и для объяснения появления высокоскоростных потоков опять-таки приходится предположить наличие в корональных дырах мощного источника МГД-волн. К сожалению, прямых подтверждений существования таких волн в области корональных дыр пока не получено.

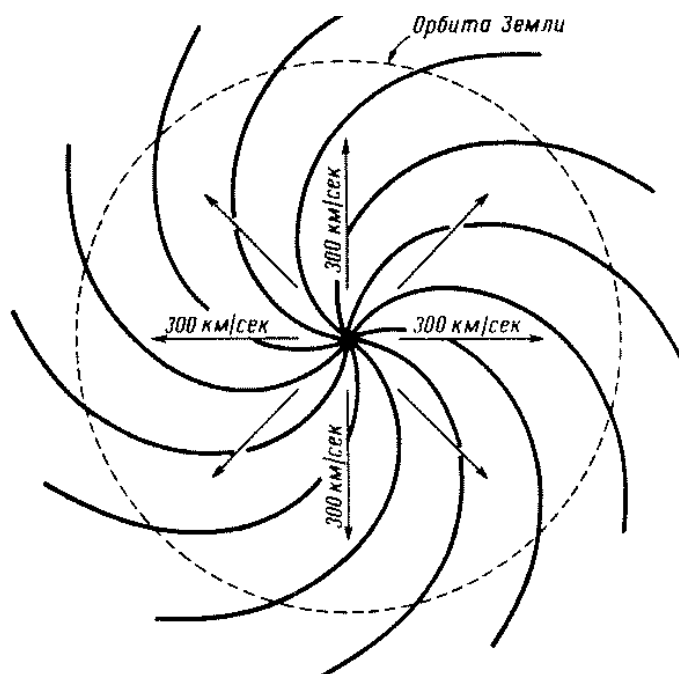


Рис. 4.8: Силовые линии спокойного межпланетного магнитного поля, возникающего в результате вытягивания общего солнечного поля идеализированным однородным спокойным солнечным ветром со скоростью  $\sim 300$  км/сек.

## Магнитное поле солнечного ветра

Пусть в момент времени  $t$  некоторая силовая линия проходит через точку  $P(r, \varphi)$ ; попытаемся найти координаты точки  $P_1$ , лежащей на этой же силовой линии, но смещенной по азимуту на угол  $d\varphi$ . Поскольку движение плазмы предполагается строго радиальным, очевидно, что элементарный объем плазмы, находящийся на силовой линии в точке  $P_1$ , был эжектирован позже первого на время  $dt = \frac{d\varphi}{\Omega}$ , где  $\Omega$  — угловая скорость вращения Солнца. Соответственно, он успел пройти расстояние от Солнца на  $dr = -v \frac{d\varphi}{\Omega}$  меньше, чем первый объем

$$dr = -v \frac{d\varphi}{\Omega}$$

$$r \Big|_{r_1}^{r_2} = -\frac{v}{\Omega} \varphi \Big|_{\varphi_1}^{\varphi_2};$$

$$r_2 - r_1 = -\frac{v}{\Omega}(\varphi_2 - \varphi_1) \text{ — уравнение архимедовой спирали.}$$

Угол, образуемый этой спиралью с радиальным направлением, очевидно, равен

$$\tan \alpha = \frac{1 \text{ АЕ} \cdot \Delta\varphi}{\Delta r} = 1 \text{ АЕ} \frac{\Delta\varphi_1}{\frac{v}{\Omega} \Delta\varphi} = \text{АЕ} \cdot \frac{\Omega}{v}$$

$$\Omega = \frac{R\pi}{27 \cdot 86400}; \quad v = 5 \cdot 10^7; \quad R_{3.0} = 1,5 \cdot 10^{13}$$

$$\tan \alpha = 1,5 \cdot 10^{13} \frac{2\pi}{27 \cdot 86400 \cdot 5 \cdot 10^7} = 0.8$$

(данные американских спутников)

## 5 ВОЗМУЩЕННОЕ СОЛНЦЕ

До сих пор мы рассматривали чрезвычайно идеализированное идеально спокойное Солнце. В действительности оно таким никогда не бывает. Солнечное излучение, как волновое (в ультрафиолете, в радио диапазоне), так и корпускулярное, непрерывно меняется на Солнце. Области, где происходят наиболее бурные и интенсивные явления, носят наименование центров солнечной активности.

### Солнечные пятна

Солнечные пятна были обнаружены чрезвычайно давно. Первое упоминание о солнечном пятне приписывается Теофрасту из Афин (370–290 гг. до р.х.) (Брей, Лоухед, 11). Однако систематическое инструментальное исследование пятен началось лишь со времен Галилея.

Солнечные пятна чрезвычайно изменчивы по величине и по форме, изменяются со временем. Продолжительность жизни наиболее мелких пятен — около 1 дня (Мензел, стр.30-31), большие живут дольше — до нескольких недель. И лишь самые крупные из них живут столь долго, что могут наблюдаться в течение нескольких оборотов Солнца.

Размеры пятен — от сотен километров (меньшие по размеру пятна не могут наблюдаться ввиду малой разрешающей способности аппаратуры) до десятков тысяч километров (30 000 км — Зирин, 18).

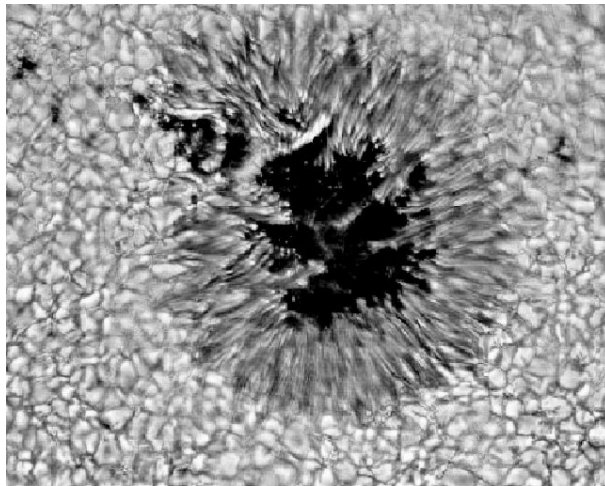


Рис. 5.1:

При большом увеличении в телескоп видны детали структуры солнечного пятна (Брей, Лоухед, стр.128 — рис. 5.1): темное центральное ядро, называемое тенью, ограниченное областью, состоящей из менее темных волокон, вытянутых приблизительно по радиусу от центра пятна — полутень. Для хорошо развитых пятен отношение площади тени к площади всего пятна составляет около 0,17 (Брей, Лоухед, стр.111). Обычно "тень" имеет весьма изрезанный зубчатый край, а очертания "полутени" грубо повторяют форму "тени" (Мензел, стр.31). Тень может быть разделена на несколько частей "яркими мостами".

"Тень" — это, действительно, довольно темное образование с относительно низкой температурой. Интенсивность излучения в "тени" примерно раз в 10 меньше, чем в спокойной фотосфере. Температура здесь составляет около  $4000^\circ$ , т.е. на  $2000^\circ$  К меньше, чем

в окружающей фотосфере. Тем не менее, пятна в общем оказываются все-таки достаточно яркими образованиями. Если бы удалось закрыть весь диск Солнца, за исключением пятна, то на пятно все-таки нельзя было бы смотреть невооруженным глазом, а наиболее крупные группы давали бы на поверхности Земли освещенность в 100 раз бóльшую, чем полная Луна (Мензел, стр.99).

Самые маленькие пятна (поры), видимые в телескоп как черные точки (без полутени), имеют размеры порядка  $(2 \div 5)''$  (1-700 км) (Брей и Лоухед, стр.37); минимальные  $\approx 1''$  (может быть и меньше, но об этом трудно судить, ибо такие размеры находятся на пороге разрешающей способности аппаратуры).

Следует отметить, что все пятна начинаются с пор. Правда, далеко не все поры превращаются в пятна, а лишь меньшая их часть. Развитие пятна происходит очень быстро — иногда за одни сутки.

Чрезвычайно характерной особенностью фотосферы вблизи пятен являются светлые ободки вокруг пятна. Интенсивность свечения в этих областях на  $2 \div 3\%$  (Брей и Лоухед, стр.96) выше, чем в окружающей фотосфере.

### Эффект Вильсона

Следующей особенностью в морфологии солнечных пятен является характерное изменение формы пятен по мере их приближения к краю солнечного диска: ширина полутени на стороне, удаленной от лимба, уменьшается быстрее, нежели со стороны лимба (Брей и Лоухед, стр.129).

Это явление обычно интерпретируется как указание на то, что пятно представляет собой углубление на поверхности Солнца (глубина пятна — около 800 км — Мензел, 119).

Таковы внешние характеристики солнечных пятен. Постараемся выяснить теперь **физические условия** в пятнах:

1) Температура — выше уже говорилось, что  $T$  пятна =  $4000^\circ$ .

2) Движения.

а) Грануляции — присутствуют и в "тени" солнечных пятен, однако размеры гранул в тени заметно меньше, чем в окружающей фотосфере ( $0'',4$  — примечание на стр. 120, Брей, Лоухед)  $-2'',3$  и  $2'',9$ , соответственно (Брей и Лоухед, стр.120).

Время жизни гранул в тени оказывается много больше, чем в спокойной фотосфере. Некоторые гранулы в тени живут до 2,5 часов (Брей и Лоухед, стр.120). Эти данные показывают, что конвекция плазмы в пятнах несколько замедленная, по сравнению с нормальной.

б) Эффект Эвершеда: рис. 5.2.

Мы уже говорили о том, что полутень солнечных пятен имеет явно выраженную волокнистую структуру. Если наблюдать пятна на значительном удалении от центра солнечного диска, то оказывается, что в обращенной к нам части пятен линии смещены к фиолетовому концу спектра, а в частях, обращенных к лимбу — к красному концу (Зирин, 383). Этот эффект исчезает на краю полутени. Этот эффект свидетельствует о радиальном движении (по отношению к центру пятна) плазмы в пятнах. Более детальный анализ показал, что в нижних слоях фотосферы вещество вытекает из пятна, а в верхних — втекает в него (Мензел, 120; Зирин, 383). Возможно также существование небольшой вихревой компоненты скорости плазмы в пятне (Мензел, 120).

3) И, наконец, одно из самых существенных свойств пятен — это наличие в них чрезвычайно интенсивных магнитных полей. Магнитные поля на Солнце были обнаружены в



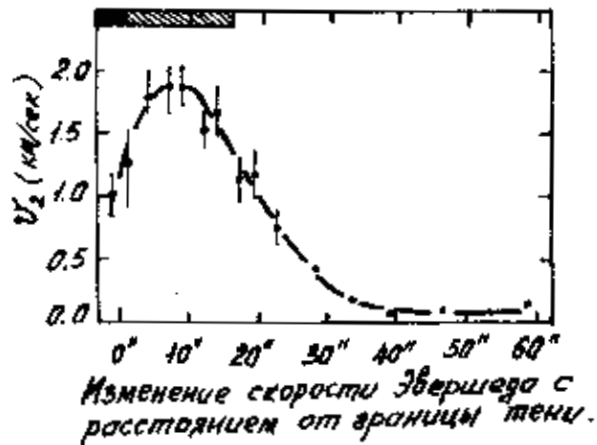


Рис. 5.2:

1908 г. Хэллом (Мензел, 108), исследовавшим зеемановское расщепление линий излучения. Выполненные с тех пор исследования показали, что на всей поверхности Солнца наблюдаются хаотические магнитные поля с интенсивностью около 0,5–1 гс. В самом пятне, или группе пятен, интенсивность поля оказывается много больше, достигая в среднем тысяч гауссов, вплоть до 4000 гс (Брей и Лоухед, стр.273). Интенсивность поля в пятне в среднем оказывается тем больше, чем больше площадь пятна:

$$H_m = 3700 \cdot \frac{A}{A + 66},$$

(Брей и Лоухед, стр.273)

где  $A$  — площадь пятна в миллионных долях солнечной полусферы;  $H_m$  — максимальная напряженность поля в гауссах.

Связь интенсивности магнитного поля с яркостью оказывается обратно пропорциональной (Брей и Лоухед, стр.289): чем сильнее поле, тем меньше яркость. Конфигурация магнитного поля в пятне чрезвычайно сложная. По-видимому, наиболее характерными являются два типа конфигурации (рис. 5.3):

а) Биполярная (Брей и Лоухед, стр.290). В тени пятен имеются области особенно темные — так называемые ядра. Они, как правило, расположены не в центре тени, а ближе к одному из ее краев. По-видимому, интенсивность поля здесь также максимальна. Часть силовых линий, выходящих из ядра, замыкается в остальной части тени.

б) Униполярная (Зирин, 390). Линии поля, выходящие из пятна, теряются в рассеянных и невидимых областях противоположной полярности.

Выяснив основные морфологические и физические характеристики солнечных пятен, можно попытаться построить их физическую модель, т.е. понять их природу. В течение довольно длительного времени предполагалось, что, по аналогии с атмосферой Земли, солнечные пятна представляют собой гигантские вихри, что-то вроде солнечных циклонов. Однако мы видели, что вопреки этому предположению, движение газа в пятнах оказывается существенно подавленным. Более или менее ясна и причина такого подавления конвекции — это интенсивные магнитные поля, которые, как мы видели, препятствуют движению проводящего газа.

Для того, чтобы судить о том, насколько магнитное поле может препятствовать движению газа, необходимо знать относительную плотность тепловой и магнитной энергии

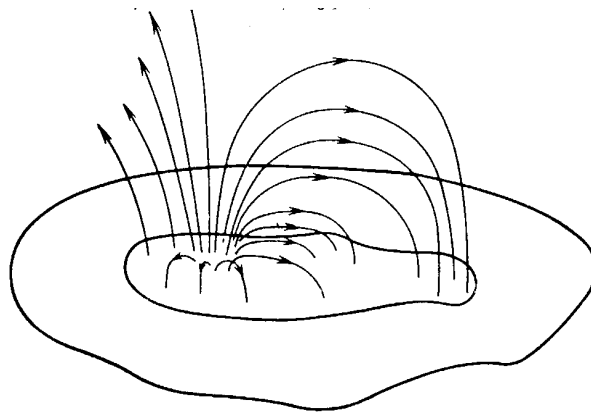


Рис. 5.3:

в тех или иных слоях и областях атмосферы Солнца. Для этого полезно привести следующую таблицу (Зирин, 391).

<b>Относительные значения плотности тепловой и магнитной энергии</b>					
Области	$n$ ( $\text{см}^{-3}$ )	$T^\circ$ , К	$B$ , гс	$nkT$ эрг·см $^{-3}$	$B^2/8\pi$ эрг·см $^{-3}$
Фотосфера (невозмущенная)	$10^{15}$	6000	1	800	0.04
Фотосфера (возмущенная)	$10^{15}$	6000	50	800	100
Солнечное пятно	$10^{15}$	4000	1000	500	40000
Хромосфера (невозмущенная)	$10^{13}$	7000	1	10	0.04
Хромосфера (сетка факелов)	$10^{13}$	20000	50	30	100
Корона	$10^9$	$10^6$	50	0.014	100

Из таблицы видно, что в спокойной фотосфере хаотическая кинетическая (тепловая) энергия частиц газа много больше плотности магнитной энергии. Поэтому магнитное поле в фотосфере определяется конвекцией. В пятне же картина существенно меняется: плотность магнитной энергии оказывается почти на два порядка выше, чем плотность тепловой энергии.<sup>1</sup> Таким образом, магнитные поля пятен вполне способны подавить конвекцию.

Как мы видели ранее, температура фотосферы в основном определяется потоком тепла, связанным с конвекцией. Поскольку конвекция в области пятен чрезвычайно затруднена, неудивительно, что и температура там минимальная. Понятно также и то, что чем больше интенсивность магнитного поля, тем эффективнее и тем на большей площади конвекция подавляется. Ну а чем же объясняются яркие кольца вокруг пятна? Ведь и там поля повышены по отношению к полю в окружающей фотосфере. Дело в том, что интенсивность поля в области ярких колец оказывается такой, что она подавляет турбулентность газа (Пикельнер, 344), но недостаточна для того, чтобы подавлять крупномасштабную конвекцию. К тому же под пятном всегда имеется (в связи с подавленной конвекцией) область повышенной температуры (Пикельнер, 36). Это избыточное тепло и переносится в область яркого кольца.

<sup>1</sup>Плотность кинетической энергии на Солнце значительно меньше плотности тепловой энергии, в отличие от солнечного ветра, в котором  $\rho \frac{v^2}{2} \approx 100 \text{ нкТ}$ , где  $\rho$  — плотность,  $v$  — направленная скорость,  $n$  — плотность частиц,  $T$  — температура.

Почему в пятнах образуется столь сильное магнитное поле? Каково происхождение пятен? Для того, чтобы ответить на этот вопрос, необходимо перейти к изучению магнитного поля на Солнце в целом.

Прежде всего, необходимо заметить, что солнечные пятна редко появляются по одному, чаще всего они наблюдаются группами. Но даже изолированное пятно представляет собой лишь одно из проявлений более общего явления, охватывающего целый комплекс явлений. Поэтому в физике Солнца вводится такое понятие как **центры активности или активные области**. Как уже было сказано, темные пятна на поверхности Солнца окружены более яркими областями, которые, **если наблюдать Солнце в белом свете, называются факелами** (Зирин, 238; Пикельнер, 337). Часто они не связаны с пятнами, но самые яркие и большие из них обязательно приурочены к пятнам или группам пятен, располагаясь вокруг них. Кроме этих факельных полей, небольшие факелы наблюдаются также в полярных районах. Их число не зависит от уровня солнечной активности и мы их рассматривать не будем.

Особенно хорошо факелы видны на лимбе Солнца, тогда как в центре солнечного диска они (в белом свете) могут быть и не видны, т.е. они довольно-таки прозрачны.

Верхние участки факелов простираются вплоть до хромосферы, где температура их несколько выше, в связи с чем усиливается свечение CaII и других металлических ионов. Факелы, наблюдаемые в монохроматическом свете (например, CaII), называют **флоккулами**.

Интенсивность магнитного поля в области факелов и флоккулов составляет 2–5 гаусс (Пикельнер, 340). При наблюдении активной области вблизи лимба в ней можно видеть многочисленные петлеобразные и эруптивные протуберанцы, корональные конденсации; наиболее грандиозным проявлением солнечной активности являются солнечные вспышки, сопровождаемые выбросом огромных масс солнечного вещества, излучением широкого спектра световых и радиоволн и генерацией космических лучей (мягкая компонента). Однако характеристики и природу солнечных вспышек мы рассмотрим позднее, а сейчас продолжим рассмотрение характеристик активных областей.

Характерная последовательность явлений при развитии нового центра солнечной активности такова (Пикельнер, 337): сначала на поверхности Солнца появляется область со слабым магнитным полем, без каких-либо оптических эффектов; через несколько часов или дней в этой же области образуется слабое факельное поле, наблюдаемое на краю диска как относительно более яркое пятно. Вместе с тем появляются (Брей, Лоухед, стр.297, 326) кальциевые флоккулы, свидетельствующие о том, что возмущение достигло хромосферы. Интенсивность магнитного поля продолжает расти, площадь, на которой наблюдается магнитное поле, также продолжает расти.

Затем в наиболее ярких местах факельного поля появляются темные поры. Поле принимает биполярный характер, появляются пятна. Еще через несколько дней вокруг пятен образуются полутени. Факелы занимают все большую площадь вокруг группы пятен. Интенсивность магнитного поля продолжает возрастать. Плотность и температура короны над областью несколько повышается.

Описанная стадия развития активной области занимает несколько дней. Затем она постепенно переходит во вторую фазу, самую активную. Активная фаза может длиться несколько недель. Она характеризуется тем, что в рассматриваемой группе появляются первые вспышки. Площадь пятен, факелов и флоккулов достигает максимума. Появляются активные эруптивные протуберанцы. В короне появляются устойчивые конденсации, обнаруживаемые по тепловому радиоизлучению. После вспышки наблюдается

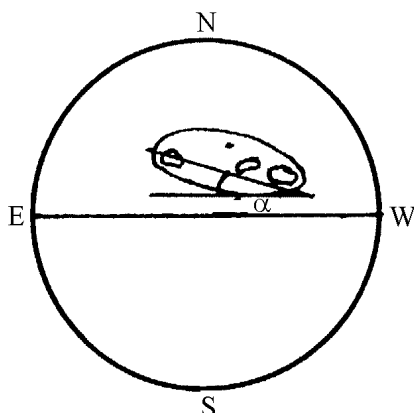


Рис. 5.4:

спорадическое радиоизлучение. Постепенно достигается максимум вспышечной деятельности. Площадь, занимаемая полем, продолжает увеличиваться. Через 2–3 недели группа достигает максимума.

**Фаза затухания:** постепенно пятна начинают исчезать, структура магнитного поля также меняется — оно вновь становится униполярным. Вспышечная активность идет на убыль. Однако площадь, занимаемая областью, все еще велика.

Затем затухают вспышки, гаснут факелы и флоккулы, и лишь магнитное поле продолжает существовать, постепенно уменьшаясь по интенсивности. Такое остаточное поле может существовать до 100–250 суток. Спокойные протуберанцы отступают в полярные области, если по дороге не попадают в другую активную область, где они могут вновь превратиться в активные, эруптивные и распасться за несколько часов.

Описанная последовательность явлений показывает, что определяющим фактором в жизни активной области является магнитное поле. Однако прежде чем перейти к описанию процессов, определяющих развитие активной области, рассмотрим пространственно-временные характеристики центров активности.

Группы солнечных пятен занимают участки приблизительно эллиптической формы, большая ось эллипса при этом составляет небольшой угол с параллелью (рис. 5.4). При этом головные (западные) пятна группы всегда расположены на несколько меньшей широте; угол  $\alpha$  тем меньше, чем меньше широта группы (Брей, Лоухед, 302). Для группы пятен, расположенной на широте  $10\text{--}14^\circ$   $\alpha \approx 5\text{--}6^\circ$  (Брей, Лоухед, 302). Время жизни:  $T_{\text{дней}} = 0,1A_{\text{max}}$  (Вальдмайер) — Брей, Лоухед, 301.

Средние размеры группы пятен — от 1 до 200 миллионных долей полусферы. Наиболее крупные группы достигают площади в 2000 и более миллионных долей. Обращает на себя внимание то обстоятельство, что пятна расположены не на всей поверхности Солнца, а лишь на определенных солнечных широтах. Это отчетливо видно из приведенного рисунка из книги Альфвена (рис. 5.5). Видно, что большинство пятен расположено на широте от  $5$  до  $30^\circ$ , максимум от  $10$  до  $15^\circ$ . Это так называемые **королевские широты**. Выше  $40^\circ$  пятна наблюдаются очень редко. Тем не менее в августе 1956 г. пятно наблюдалось на широте около  $50^\circ$ . Правда, еще в 1875 году было обнаружено (Трувелотом), что в высоких широтах иногда наблюдаются сероватые образования неправильной формы, названные им "скрытыми" или "завуалированными" пятнами (Мензел, 121). В отличие от обычных пятен, скрытые пятна наблюдаются иногда вплоть до  $\varphi = 80^\circ$ . Природа этих

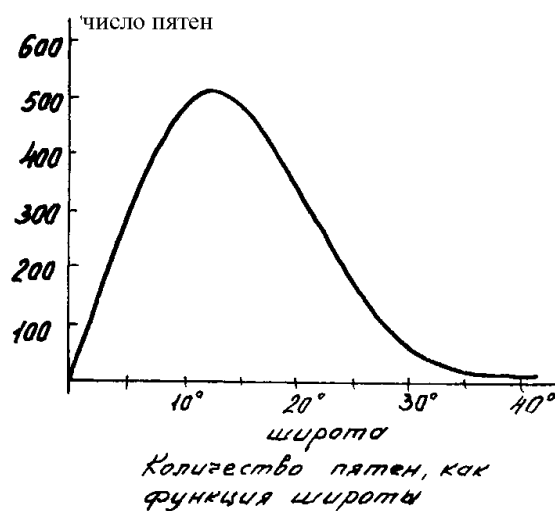


Рис. 5.5:

образований все еще неизвестна.

### Солнечная активность

Поскольку наиболее очевидным и наглядным проявлением солнечной активности являются солнечные пятна, именно их характеристики и были приняты за меру солнечной активности.

**Числа Вольфа** (Брей, Лоухед, 311; Зирин, 378 и др.)

В 1848 году швейцарский астроном Вольф ввел понятие относительного числа солнечных пятен  $R$ , которое определяется соотношением:

$$R = k(10g + f), \quad k \approx 1,$$

где  $k$  — поправочный множитель, определяемый для каждой обсерватории с целью учесть параметры аппаратуры, атмосферные условия и т.д.;  $g$  — число групп пятен;  $f$  — число всех пятен (отдельных и в группах).

$$1 \text{ пятно} : R = 10 \cdot 1 + 1 = 11$$

За истекшие 100 лет выяснилось, что этот индекс солнечной активности не очень хорош, поскольку он явно завышает роль отдельных, небольших пятен. В самом деле: допустим, что на Солнце наблюдается одна группа из двух относительно больших пятен. Тогда  $g = 1$ ,  $f = 2$  и  $R = 10 \cdot 1 + 2 = 12$ . Пусть теперь на некотором удалении от первой группы возникло небольшое пятно. В этом случае  $g = 2$ ,  $f = 3$  и  $R = 10 \cdot 2 + 3 = 23$  — т.е. почти вдвое больше, чем в первом случае, хотя, как можно полагать, активность Солнца при этом возросла ненамного.

В связи с этим часто используется и другой индекс:  $A$  — суммарная площадь всех солнечных пятен в миллионных долях полусферы. Связь между  $R$  и  $A$  для каждого дня — довольно неопределенная, но для среднемесячных значений эти величины довольно хорошо связаны простым эмпирическим соотношением:

$$A = 16,7 R \quad (\text{Брей, Лоухед, 318})$$

Вблизи максимума солнечной деятельности  $R \approx 100$  и  $A = 1670$  (там же).

Определение площади пятен — чрезвычайно кропотливая и трудоемкая работа. Поэтому наиболее широко используемым индексом солнечной активности продолжают оставаться числа Вольфа. Кроме того, следует иметь в виду, что числа Вольфа — единственный индекс, известный за относительно большой промежуток времени. Так, например, среднегодовые числа Вольфа известны с 1700 года, а годы максимума — даже с 1611 г. — года первых инструментальных наблюдений солнечных пятен.

Одной из примечательных особенностей солнечной активности является ее периодичность. Эта периодичность отчетливо видна на приводившейся в самом начале курса кривой  $R(t)$  (рис. 5.6). Средние характеристики солнечного цикла приведены в таблице (Брей, Лоухед, 315).

### Периодичность солнечного цикла

	Среднее значение	Диапазон значений
Период между максимумами	10,9 лет	7,3 – 17,1
Период между минимумами	11,1	9,0–13,6
Время подъема кривой цикла	4,5	2,9–6,9
Время спада кривой цикла	6,5	4,0–10,2
Максимальное среднемесячное число $R$	108,2	48,7–201,3
Минимальное среднемесячное число $R$	5,1	0–11,2

Из таблицы видно, что средний период солнечной деятельности равен 11 годам.

Указанная периодичность наблюдается не только в числе солнечных пятен, но и в других индексах активности, как, например, в циклическом ходе яркости короны (см. рис. 5.7) и др.

Более детальное рассмотрение кривой  $R(t)$  показывает, что форма цикла зависит от величины его максимума. Если интенсивность цикла мала, то ветви роста и спада приблизительно симметричны. С ростом величины максимума симметрия нарушается, ветвь роста делается заметно круче, чем ветвь спада.

Чрезвычайно важной особенностью циклического хода солнечной активности является тенденция к чередованию относительно больших и малых максимумов (Тернер, Людендорф, Вальдмайер — Брей, Лоухед, 316). Наличие такой тенденции позволяет предположить существование более общего — 22-летнего цикла. Этот цикл, по-видимому, играет основную роль в ходе солнечной активности. Но к этому мы вернемся позднее.

Отметим также существование более длинных периодов, например, 80 лет (Зирин, 378). Этот период виден также на кривой, приведенной в начале курса.

Циклический ход наблюдается не только в относительном числе солнечных пятен, но также и в их положении: средняя широта пятен меняется со временем; при этом первые пятна нового цикла появляются на широте около  $30^\circ$ , а последние — около  $8^\circ$ .

Эта закономерность носит название закона Шпёра, а иллюстрирующая ее диаграмма — "бабочек Маундера". Кроме того, из диаграммы Маундера видно, что пятна чаще всего появляются симметрично в северном и южном полушарии Солнца (рис. 5.8).

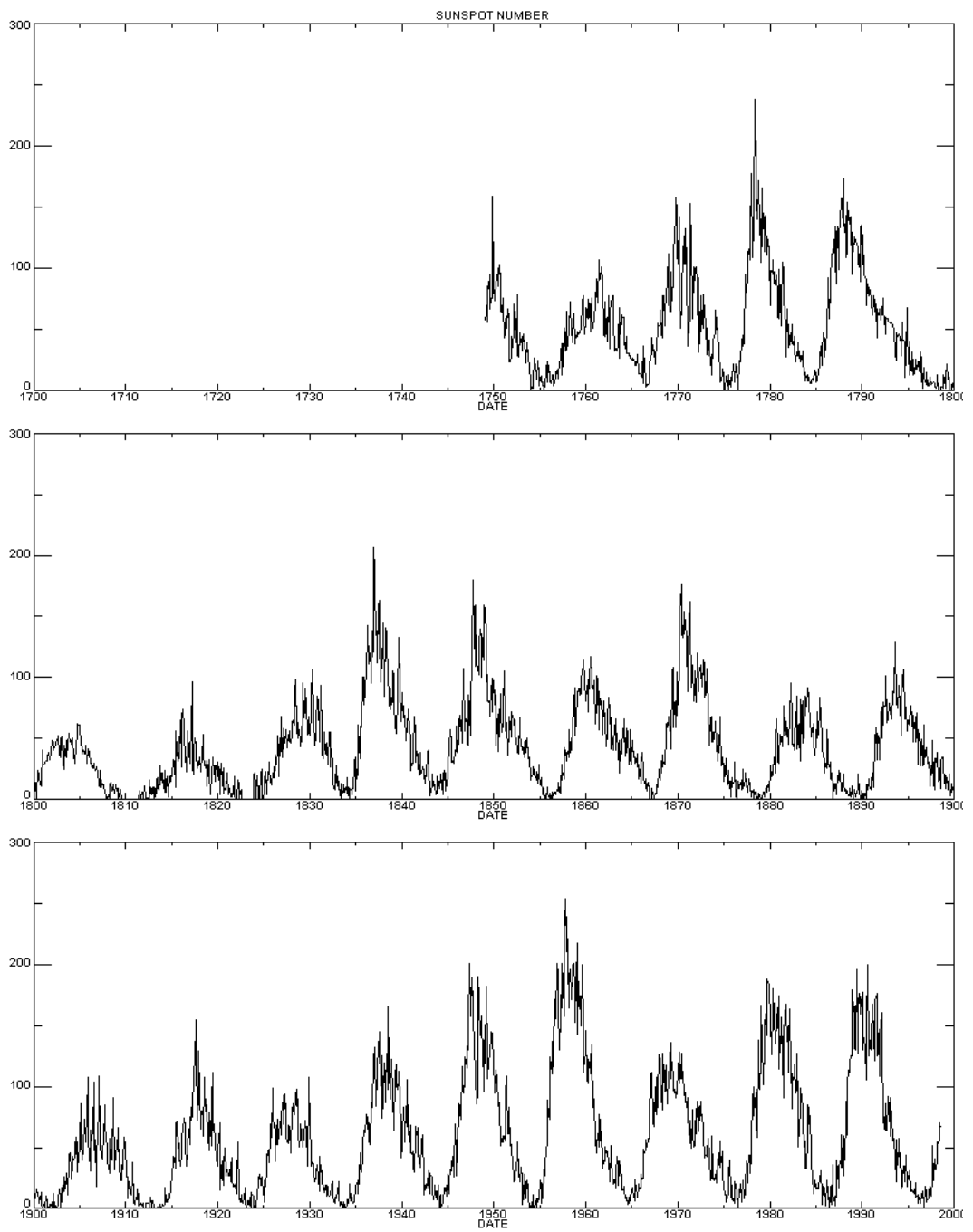


Рис. 5.6:

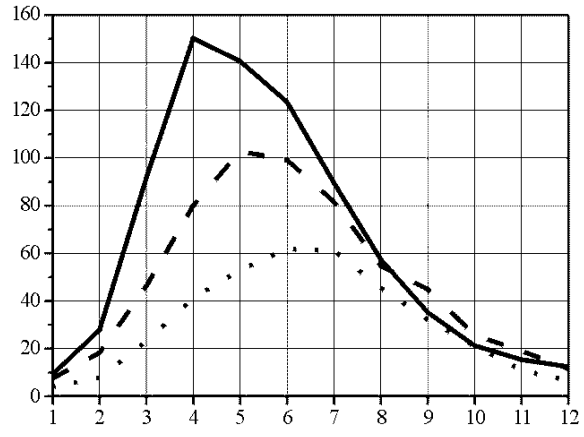


Рис. 5.7:

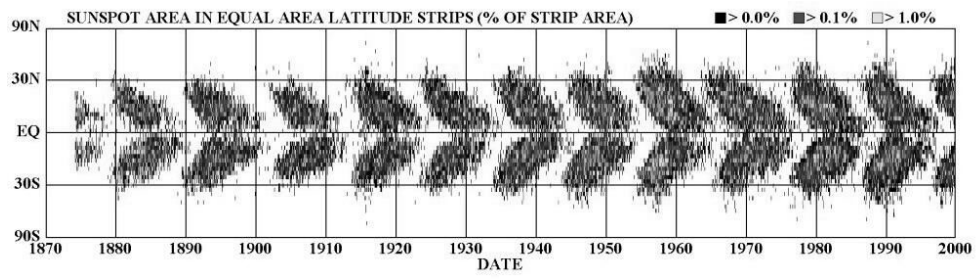


Рис. 5.8:



Закон Хейла: ведущие пятна одного полушария имеют (как правило) одну магнитная полярность; в другом полушарии ведущие пятна групп имеют противоположную полярность

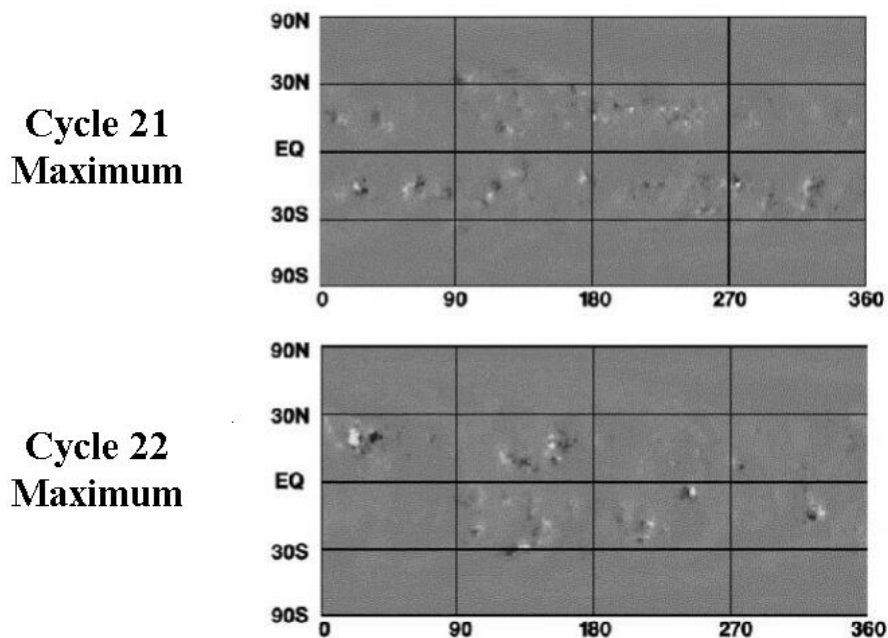


Рис. 5.9:

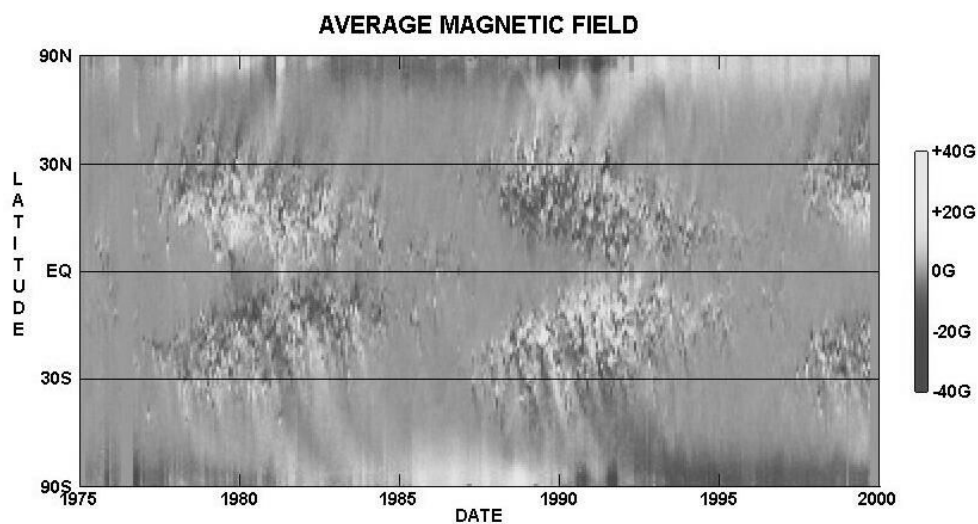


Рис. 5.10:

Ранее мы видели, что в развитии отдельных пятен и групп пятен огромную роль играют магнитные поля. Оказывается, что, при всей своей сложности, магнитные поля солнечных пятен подчиняются определенным закономерностям. Эти закономерности были детально исследованы Хэлом и Никольсоном (Брей, Лоухед, 318). Эти закономерности таковы (рис. 5.9–5.10):

1) В биполярных группах одного полушария ведущие пятна группы преимущественно одного знака.

2) Взаимное расположение областей с различными магнитными полярностями в биполярных группах в северном и южном полушариях противоположно.

3) Вся система полярностей остается неизменной в течение данного 11-летнего цикла.

4) С началом следующего цикла расположение областей противоположной полярности меняется.

Эти закономерности в совокупности носят наименование **закона Хейла**. Итак, мы видим, что восстановление полярности происходит не через 11 лет, а через 22 года. Направление общего поля Солнца также, по-видимому, меняется с периодом в 22 года (Зирин, 382). Таким образом, полным периодом цикла солнечной деятельности является не 11 лет, а 22 года.

## 6 СОЛНЕЧНЫЕ ВСПЫШКИ

(В основном Зирин, гл. XIII; Брей, Лоухед, 336).

Одним из наиболее мощных проявлений солнечной активности являются солнечные вспышки. Особенностью наблюдения солнечных вспышек является то, что они чрезвычайно плохо видны в белом свете, и лишь при наблюдении Солнца через фильтр, вырезающий в спектре Солнца области, соответствующие различным линиям излучения, вспышки видны вполне отчетливо.

В качестве основы классификации солнечных вспышек выбрана величина площади, занимаемой той или иной вспышкой (Уиттен и Поппов, стр. 27).

### Свойства вспышек

Класс	Средняя длительность (мин.)	Площадь в долях полусферы Солнца	Новая классификация пл. в млн. долях с Солнца
1 <sup>-</sup> (S)	—	$< 10^{-4}$	$< 100$
1 (1)	20	$(1 \div 3) \cdot 10^{-4}$	100–250
2 (2)	33	$(3 \div 8) \cdot 10^{-4}$	250–600
3 (3)	62	$(8 \div 15) \cdot 10^{-4}$	600–1200
3 <sup>+</sup> (4)	—	$> 15 \cdot 10^{-4}$	$> 1200$

Как и все рассмотренные выше проявления солнечной активности, солнечные вспышки наблюдаются чаще всего в активных областях, среди групп пятен (95% всех вспышек; Брей, Лоухед, 336). В среднем частота появления вспышек связана с площадью пятен соотношением (Брей, Лоухед, 336)

$$E = 0,061 R,$$

где  $E$  — среднесуточное число вспышек. Из этого соотношения следует, что в годы максимума солнечной активности, когда  $R \geq 150$ , может наблюдаться до 10 вспышек в день. При этом в одной группе пятен за время ее жизни может произойти до 50 вспышек. При этом вспышечная активность явно зависит от стадии развития группы (см. рис. 6.1). Видно, что вспышечная активность значительно выше в первые дни жизни группы и затухает значительно быстрее, чем площадь пятен в группе в фазе ее затухания. Вспышечная активность максимальна в среднем на 10-ый день с момента появления группы.

Существуют также экспериментальные указания на то, что вспышечная активность группы пятен связана с конфигурацией магнитного поля в ней. Минимальное число вспышек наблюдается в униполярных группах, возрастает в биполярных группах и максимально в сложных группах, где наблюдаются достаточно большие градиенты интенсивности магнитного поля.

Интересной особенностью вспышек является их тенденция повторяться в одном и том же месте через интервал в несколько дней или даже часов.

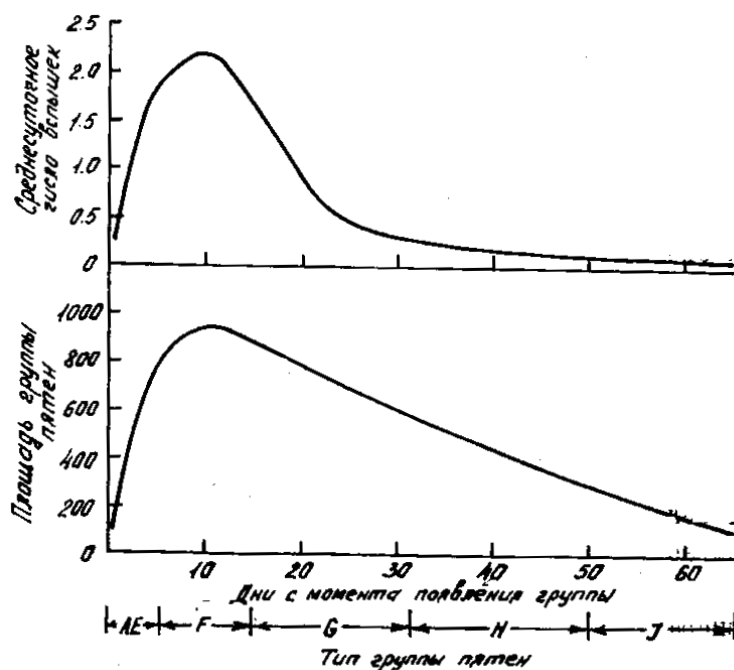


Рис. 6.1:

### Развитие вспышки

(Зирин, 410). В зависимости от характера развития, вспышки могут быть разделены на несколько типов, основными из которых являются:

1. **Вспышки взрывного типа** (explosive flare) — появляются на диске Солнца в виде быстро расширяющихся ярких площадей. На лимбе появляются в виде выброса вещества (брызги).

2. **Вспышки в солнечных пятнах** (sunspot flare) представляют собой яркий выброс, движущийся радиально из пятна. Наблюдения магнитных полей показывают, что чаще всего выброс начинается в области резко меняющихся по интенсивности магнитных полей. Вспышка (увеличение яркости) быстро движется наружу, чаще всего из зубца тени и, достигнув некоторого расстояния, начинает распространяться с большой скоростью в нескольких направлениях. В этот момент вспышка переходит в следующую — **взрывную** — фазу своего развития (flash phase). В этот период яркость и площадь вспышки могут увеличиться вдвое в течение 1 минуты.

3. **Вспышка, сопровождаемая выбросом** (surge flare) — проявляется в свечении относительно малой площади, сопровождаемом появлением протуберанца типа возвратного выброса (surge; Смит, Смит, 155). В этом случае обычно после достижения максимальной высоты вещество возвратного выброса возвращается обратно в хромосферу. Максимальная высота факела протуберанца колеблется от 20000 до >100000 км. Скорость протуберанцев — 50–200 км/сек. Время жизни — 5–60 мин.

Одним из весьма характерных и замечательных свойств вспышек является генерация ими поверхностной волны, выражающейся в исчезновении (и новом появлении) волокон, активации протуберанцев и т.д. Средняя скорость такой волны равна в среднем 1000 км/сек (Зирин, 441; Смит, Смит, 165).

Так проявляются вспышки в отдельных эмиссиях в видимой области излучения. Од-

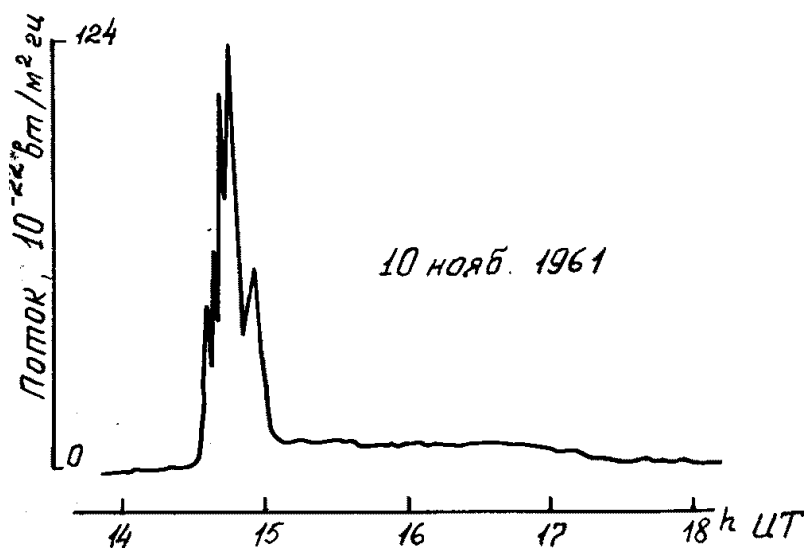


Рис. 6.2:

нако еще более отчетливо видны они в ультрафиолете и рентгене, а также в радиоизлучении.

В коротковолновой части спектра, где нормальная интенсивность солнечного излучения невелика, поток излучения в области вспышки может увеличиваться в 10–100 раз (Зирин, 407). Ультрафиолетовое и рентгеновское излучение во время вспышек существенно влияет на состояние ионосферы, и его мы рассмотрим более детально при изучении физики ионосферы.

Чрезвычайно характерные вариации во время вспышек наблюдаются и в радиоизлучении Солнца. Мы видели ранее, что отклонение кривой  $J(\lambda)$  от соответствующей кривой абсолютно черного тела начинается примерно с длин волн  $\sim 1$  см. Поэтому начнем рассмотрение аномального радиоизлучения именно с этого диапазона.

Для примера рассмотрим запись радиовсплеска на волне 10 см во время вспышки 10.11.61 г. (Зирин, 417). Излучение, как видно из рис. 6.2, состоит из очень интенсивного и подвижного всплеска, наложенного на постепенное повышение потока, и длинного послевсплескового излучения.

Чем можно объяснить такой интенсивный всплеск? Может быть, повышением температуры короны в области вспышки? Но это вряд ли возможно, ибо в таком случае корона должна нагреться до 80 млн. градусов и более, что невероятно. Однако послевсплесковое излучение, соответствующее температуре порядка  $4 \cdot 10^6$ , вполне может быть объяснено тепловым радиоизлучением (корональное облако  $d = 50000$  км).

Но если источником радиоизлучения является не тепловое излучение, то что же? В связи с этим следует обратить внимание на то, что всплески радиоизлучения весьма хорошо коррелируют с всплеском рентгеновского ( $\lambda = 1 \text{ \AA}$ ) излучения, свидетельствующего о наличии в области вспышки большого количества энергичных электронов. Таким образом, всплеск радиоволн в сантиметровом диапазоне можно приписать тормозному излучению энергичных электронов.

Более разнообразным и характерным является радиоизлучение Солнца в метровом диапазоне, источники которого находятся, как мы видели, принимая во внимание длину волны, в более высоких слоях хромосферы и в короне. По характеру своего протекания всплески радиоизлучения Солнца в метровом диапазоне подразделяются обычно на 5

типов.

I. Очень кратковременные (от долей секунды до секунд — Смит, Смит, стр. 259) вспышки в узком или более широком диапазоне частот. Во время всплеска интенсивность излучения может возрасти в 1000 раз по сравнению с нормальной интенсивностью излучения спокойного Солнца. Эти всплески связаны с шумовыми бурями, и поэтому их иногда называют **буревыми всплесками**. Шумовые бури длятся многие часы, иногда дни. Шумовые бури — повышение непрерывного излучения (на  $\lambda 120$  см). Всплески этого типа сильно поляризованы. Шумовые бури связаны с большими пятнами и группами пятен. Направление вращения поляризации коррелирует с направлением магнитного поля в пятне. Крайне высокая интенсивность излучения I типа и его быстрая изменчивость свидетельствуют о том, что оно не может быть тепловым. Предложенные нетепловые механизмы включают в себя синхротронное излучение и плазменные колебания (Смит, Смит, 261). Тем не менее, природа этого излучения еще не ясна.

II. **Медленно дрейфующие всплески** — это всплески огромной интенсивности (интенсивность излучения иногда возрастает в 1000 раз — Смит, Смит, 264) в довольно узкой полосе частот, причем частота излучения медленно изменяется от высоких к низким (рис. 6.3). Судя по скорости дрейфа частоты ( $-0,3$  Мгц/сек), источник излучения движется в короне вверх со скоростью порядка 1000–1500 км/сек и затухает на частоте около 25 Мгц (при этом  $N = 1,24 \cdot 10^4 f^2 (mHz) \approx 10^7$  см $^{-3}$ ) (Смит, Смит, 264). Скорость движения источника можно оценить и по запаздыванию всплеска радиоизлучения относительно оптического эффекта. Результаты таких расчетов дают примерно те же скорости. Предполагается, что источник связан с распространением плазменной волны.

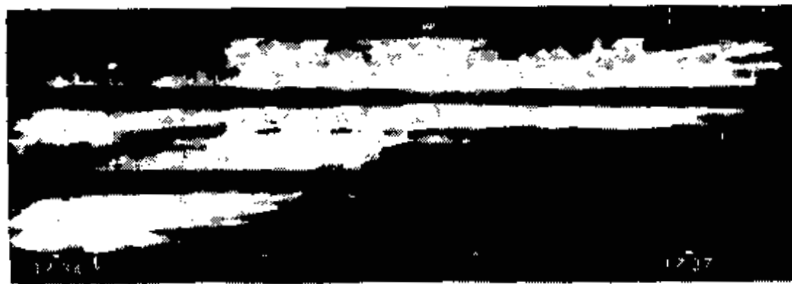
Всплески второго типа, как правило, следуют за интенсивными вспышками.

III. **Всплески III типа** — чрезвычайно распространенный вид всплесков: характеризуется быстрым дрейфом частот от высоких к низким ( $-20$  Мгц/сек (см. Зирин, 440)). Если объяснить этот дрейф движением какого-нибудь источника, то скорость движения источника окажется порядка 100000 км/сек, т.е. ( $0,3 \cdot c$ ) и больше. Такой скоростью могут обладать только энергичные электроны, движущиеся в короне от Солнца. Обычно всплески III типа следуют за всплесками II типа. U-образные всплески (рис. 6.4; Мензел, 210) — движение гидромагнитных волн по замкнутой силовой линии (Смит, Смит, 281).

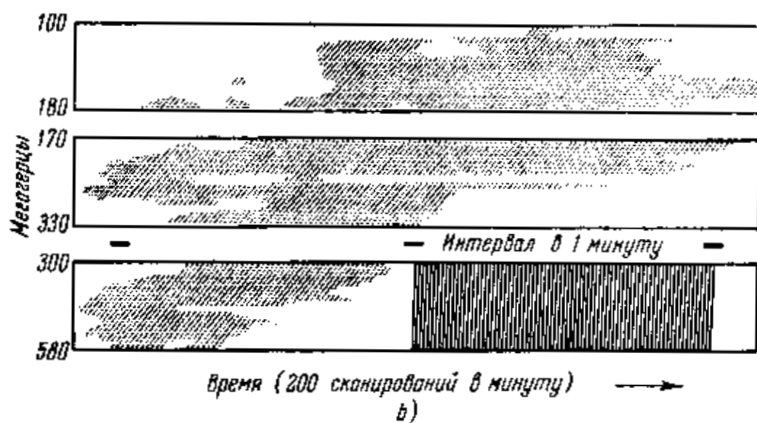
IV. **Всплески непрерывного излучения** — часто следуют за всплесками с медленным дрейфом, хотя иногда могут наблюдаться и несколько ранее последних (за 5–10 минут до них — Смит, Смит, 270): лишь 25% всплесков II типа встречаются вместе со всплесками IV типа, но в 70% случаев всплески II типа предшествуют всплескам IV типа.

Всплески IV типа наблюдаются в очень широком диапазоне частот (вплоть до 8 октав — Смит, Смит, 269) и часто на частотах, больших, чем всплески II типа. Большая интенсивность излучения во всплесках IV типа свидетельствует о том, что их источником не может быть тепловое излучение. Большинство исследователей сходятся на том, что источником излучения IV типа является синхронное излучение энергичных электронов, захваченных в магнитную ловушку (об этом говорит то обстоятельство, что излучение может длиться многие часы).

V. Всплески непрерывного излучения, как и IV тип. Так же, как IV тип, характеризуются излучением в очень широком диапазоне частот. Отличаются от излучения IV типа прежде всего более коротким временем жизни и связью со всплесками III, а не II типа. Кроме того, всплески V типа наблюдаются на более длинных волнах, чем IV типа. Причиной излучения V типа являются, как и IV типа — синхротронное излучение энергичных электронов. Корреляция между всплесками V типа и вспышками достигает 70%,



а)



б)

Всплеск с медленным дрейфом радиоизлучения большой интенсивности, наблюдавшийся 7 января 1957 г. с 17 час. 34 мин. до 17 час. 37 мин.: а) оригинальная запись, сделанная в Форт Дэвис; б) схема. Каждая из трех полос показывает интенсивность на указанных частотах. Возмущение началось на более высоких частотах и дрейфует к более низким, («Скай энд Телескоп».)

Рис. 6.3:

Всплеск в виде перевернутой буквы U 29 ноября 1956 г.: быстро дрейфующий всплеск начался на высоких частотах, сместился на низкие, а затем вернулся снова на высокие (Форт Дэвис)



Рис. 6.4:

т.е. довольно высока.

Схематически развитие вспышки в радиодиапазоне представлено на диаграмме **Кундю–Смерда** — рис. 6.5. Всплески непрерывного (широкополосного) излучения в сантиметровом диапазоне начинаются часто одновременно со вспышками (IVA) и длятся несколько минут. Иногда они начинаются в виде интенсивного всплеска (M–всплеск). M–всплеск обычно происходит одновременно с всплесками III типа на метровых и дециметровых волнах. За всплеском III типа следует обычно всплеск V типа. После сильных вспышек (Зирин, 441) следуют всплески II типа, а за ними — всплески IVB типа. Исследование радиоизлучения Солнца позволяет проследить многие особенности строения солнечной короны и их изменения в ходе вспышки. Однако нас прежде всего будут интересовать следующие выводы, вытекающие из наблюдения радиоизлучения вспышек (Зирин, 442):

1. С появлением большинства вспышек рождаются быстрые электроны.
2. Они рождаются в области нижней короны над вспышкой.
3. Быстрые электроны могут быть на много часов захвачены в короне.

#### Классификация вспышек (Z. Švestka, p.14)

Площадь в центре солнечного диска		Балл	
в миллионных долях полусферы	в град. <sup>2</sup>	до 01.01.66	после 01.06.66
< 100	< 2,06	1–	S
100–250	2,06–5,15	1	1
250–600	5,15–12,4	2	2
600–1200	12,4–24,7	3	3
> 1200	> 24,7	3+	4

#### Корпускулярное излучение вспышек (Зирин, 442)

Помимо волнового излучения, в области вспышек генерируются также и потоки энергичных частиц, существенно влияющие на состояние межпланетного пространства и магнитосферы (и ионосферы) Земли.

а) Как мы уже видели, вспышка генерирует энергичные потоки релятивистских электронов. Однако ввиду малой массы электронов, они захватываются магнитным полем, чрезвычайно интенсивным в активной области, и остаются в короне. Протоны же, также генерируемые вспышкой, не захватываются, покидают Солнце и вырываются в межпланетное пространство, достигая через 1 или несколько часов окрестностей Земли (Смит, Смит, 273). На Земле эти частицы вызывают характерные геофизические явления (например, PСA), которые мы рассмотрим позднее.

Особенно часто потоки "мэвных" протонов генерируются во вспышках балла 3 и 3+; еще выше корреляция между вспышками и генерацией космических лучей оказывается в том случае, когда вспышка такого балла сопровождается радиовсплеском IV типа.

б) Потоки плазмы со скоростью ~ 1000 км/сек.

В заключение этого раздела рассмотрим энергию, излучаемую вспышкой в различных формах. Такой расчет был проделан Зириным (стр.458,459) и дал следующие результаты:





того погружены не очень глубоко под поверхностью Солнца; интенсивность этого поля вблизи полюсов составляет 1–2 гс.

Вследствие дифференциального вращения Солнца экваториальные участки силовых линий, вмороженные в плазму, вращаются быстрее, чем высокоширотные. Например, за 250 суток экваториальные силовые линии сделают 10 оборотов, а на широте  $60^\circ$  за это же время они сделают лишь 8,7 оборота, так что в результате силовые линии за этот промежуток времени 1,3 раза обовьются вокруг Солнца. Соответственно, за 3 года силовые линии обовьются вокруг Солнца уже 5,6 раз. Напряженность поля, пропорциональная плотности силовых линий, при этом заметно возрастает. Бэбкок рассчитал, что на широте  $\pm 30^\circ$  интенсивность поля возрастет до 260 гс. Такая величина поля является критической: когда поля достигнут такой величины, силовая трубка начнет всплывать. Какова причина такого всплывания? Понятие о магнитной плавучести было введено Паркером (Брей, Лоухед, 361–362) и означает следующее: рассмотрим равновесие горизонтальной магнитной трубки, погруженной в газ; условие равновесия единичного элемента объема такой трубки можно записать в виде:

$$-\text{grad } p + \rho \mathbf{g} + \frac{1}{4\pi} \text{rot } \mathbf{B} \times \mathbf{B} = 0 \quad (1)$$

Введем оси координат так, чтобы ось OZ была вертикальна, а ось OX параллельна силовым линиям. Возьмем Y-вую компоненту (1):

$$\begin{aligned} -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{4\pi} [\text{rot } \mathbf{B} \times \mathbf{B}]_y &= -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{4\pi} \{ \text{rot}_z B \cdot B_x - \text{rot}_x B \cdot B_z \} = \\ &= -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{B_x}{4\pi} \text{rot}_z \mathbf{B} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{B_x}{4\pi} \left( \frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial y} \right) = \\ &= -\frac{\partial p}{\partial y} - \frac{1}{8\pi} \frac{\partial B_x^2}{\partial y} = -\frac{\partial}{\partial y} \left( p + \frac{B^2}{8\pi} \right) = 0 \end{aligned} \quad (2)$$

Таким образом, при переходе через границу трубки величина  $p + \frac{B^2}{8\pi}$  не должна меняться и, стало быть:

$$p_{\text{внешн.}} = p_{\text{внутр.}} + \frac{B^2}{8\pi}, \quad (3)$$

где  $p_{\text{внешн.}}$  и  $p_{\text{внутр.}}$  — давление газа внутри и вне трубки. Поскольку

$$p = nkT = \frac{\rho kT}{m}, \quad (4)$$

равенство (3) можно переписать в виде:

$$\rho_{\text{внешн.}} = \rho_{\text{внутр.}} + \frac{m}{kT} \frac{B^2}{8\pi}, \quad (5)$$

Из (5) видно, что  $\rho_{\text{внешн.}}$  всегда больше  $\rho_{\text{внутр.}}$ . Следовательно, на единичный элемент объема действует выталкивающая сила, равная:

$$F = g(\rho_{\text{внешн.}} - \rho_{\text{внутр.}}) = \frac{mg}{kT} \frac{B^2}{8\pi} \quad (6)$$

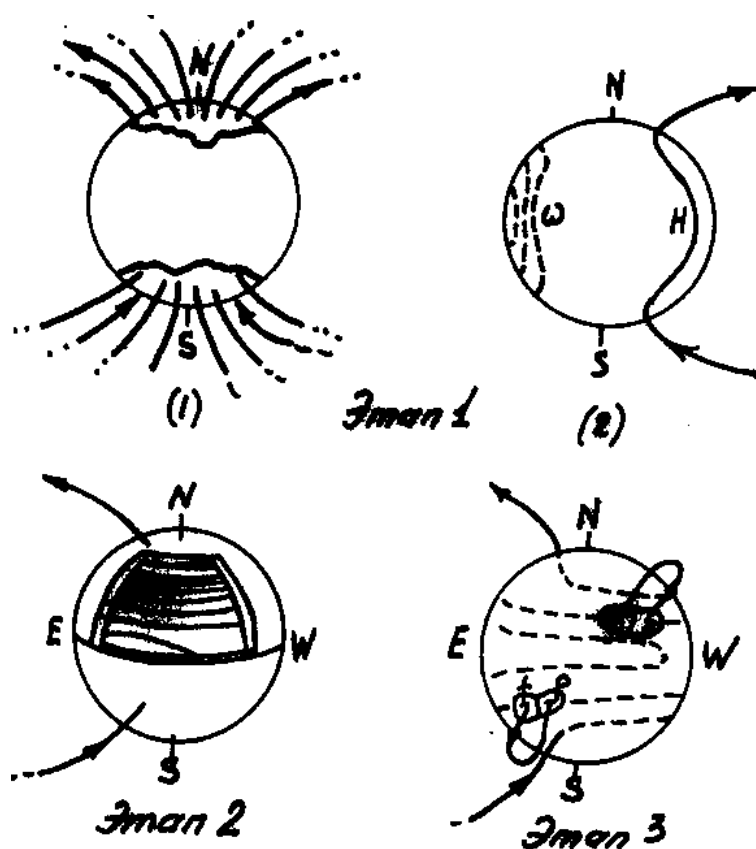


Рис. 6.6: Три этапа эволюции солнечного магнитного поля по Бэбкоку. **Этап 1:** (1) — средняя напряженность общего дипольного поля в полярных шапках 1–2 гс, полный магнитный поток  $8 \cdot 10^{21}$  мкс, силовые линии выходят только из полярных областей; (2) — погруженная часть каждой силовой линии расположена сравнительно неглубоко; все они лежат в слое наиболее тонком в интервале широт  $\pm 30^\circ$ ; линии, обозначенные буквой *w*, — сечения изоротационных поверхностей, на которых угловая скорость постоянна. **Этап 2:** находящиеся под поверхностью силовые линии вытягиваются по долготе и обматываются вокруг Солнца вследствие дифференциального вращения, что приводит к увеличению напряженности магнитного поля в зависимости от широты. **Этап 3:** в областях, где петлеобразные трубки силовых линий тороидального поля всплывают, образуются биполярные магнитные области; они продолжают расширяться, и петлеобразные трубки силовых линий поднимаются выше в корону (*p* — головное пятно, *f* — хвостовое).

Величину  $F$  Паркер и назвал "магнитной плавучестью". Правда, помимо выталкивающей силы магнитной плавучести на элемент объема газа действует еще и сила Максвелловых натяжений; однако Паркер показал, что в случае, если размеры трубки (ее длина) превосходят удвоенную высоту однородной атмосферы:  $L > \frac{2kT}{mg}$ , то сила плавучести преобладает. Кроме того, Паркер показал, что подъем трубки вызывает отток части вещества из нее и, тем самым, увеличение ее плавучести. Поэтому силовая трубка, раз начавшая подниматься, уже не остановится.

Итак, силовые трубки начинают всплывать. Поскольку усиление магнитного поля пропорционально, как показал Бэбкок,  $\sin^2 \varphi$  (Зирин, стр.480), то поле достигает критического значения сначала на большей широте, а затем эта область спускается к экватору, в полном согласии с законом Шпёнера.

Всплывание участка силовой трубки приводит к появлению пары пятен биполярной группы, причем полярность пар в северном и южном полушариях, как легко видеть, оказывается противоположной, что соответствует выводам Хэйла. В конце концов все поле поднимается на поверхность, образовав максимум 3000 групп. Дальнейшие выводы теории Бэбкока кажутся менее убедительными и основаны на дополнительных предположениях. Суть этих предположений состоит в следующем: предполагается, что неизвестный источник меридиональной циркуляции переносит области расширяющихся и ослабевающих полей к полюсам. Там остатки этих полей нейтрализуют остатки первичного дипольного поля и наводят общее слабое поле, но уже противоположное по знаку первоначальному.

После этого процесс повторяется в описанном выше порядке.

## 2. Природа солнечных вспышек

Теория генерации солнечных вспышек все еще не разработана. Имеется лишь ряд гипотез, весьма приблизительно и однобоко объясняющих солнечные вспышки. Тем не менее уже сейчас можно сформулировать два основных факта, которые должна объяснить теория. Эти факты таковы:

1. Необходимо накопить в относительно небольшом объеме огромную энергию.
2. Необходимо суметь высвободить эту энергию за чрезвычайно короткое время (порядка минут).

## 7 ИОНОСФЕРА ЗЕМЛИ. СЛОЙ ЧЕПМЕНА

Итак, мы рассмотрели основные явления, происходящие в активных областях Солнца. Среди прочих явлений для нас наибольший интерес представляют солнечные вспышки, во время которых резко повышается интенсивность ультрафиолетового и рентгеновского излучения Солнца и генерируются потоки энергичных частиц. Эти излучения, взаимодействуя с геомагнитным полем и верхними слоями атмосферы, вызывают весь цикл явлений, образующих магнитную и ионосферную бурю. Но, прежде чем рассматривать процесс взаимодействия, рассмотрим строение и физические параметры атмосферы и их изменение с сезоном и временем суток.

### СТРОЕНИЕ ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЫ

Давление газа в земной атмосфере определяется барометрической формулой

$$P = P_0 \cdot e^{-\frac{mgh}{kT}} = P_0 \cdot e^{-\frac{h}{H}}, \quad (1)$$

где  $H = \frac{kT}{mg}$  — высота однородной атмосферы. Как видно из формулы (1), высота однородной атмосферы зависит от молекулярного веса газа. Поэтому, если бы атмосфера длительное время находилась в покое, без возмущающего действия внешних сил, то в конце концов произошло бы разделение различных газов по высоте в зависимости от их молекулярного веса. Наиболее тяжелые газы оказались бы внизу, наиболее легкие — вверху. Однако вследствие того, что атмосфера не находится в равновесии и вследствие вращения Земли находится в поле непрерывно меняющихся сил — приливов и неравномерного нагрева, такого разделения газов, составляющих атмосферу, (так называемое диффузионное равновесие) не произошло, и вплоть до высоты порядка 100 км газовый состав воздуха не меняется, т.е. около 80% молекул составляют молекулы  $N_2$  и около 20% —  $O_2$ . Однако выше 100 км вследствие фотодиссоциации молекул  $O_2$  их концентрация быстро падает;  $O_2$  переходит в  $O$ , и выше 150 км  $O_2$  практически исчезает. Поскольку ниже 100 км, как мы видели, состав воздуха не меняется, основным параметром, определяющим плотность и давление газа в верхней атмосфере, является высотное распределение температуры (рис. 7.1). Это распределение зависит от целого ряда физических параметров Земли, атмосферы и солнечного излучения и определяется потоком тепла из недр Земли, составом воздуха (в частности, концентрацией паров воды и  $CO_2$ ), движением в атмосфере и интенсивностью солнечного излучения. Теоретически эти вопросы исследуются в метеорологии. Мы ими заниматься не будем и воспользуемся конечными результатами экспериментальных и теоретических расчетов.

В настоящее время атмосферу принято разделять на несколько областей в соответствии с их температурными параметрами:

Самая нижняя часть атмосферы от уровня моря до высоты примерно 17 км, характеризующаяся отрицательным температурным градиентом, называется ТРОПОСФЕРОЙ. На высоте 17 км наблюдается минимум  $T^\circ = 180^\circ K$  (ТРОПОПАУЗА). От 17 км до 50 км температура вновь возрастает (СТРАТОСФЕРА) и достигает максимума порядка 300–350°K на высоте около 50 км (СТРАТОПАУЗА). Выше 50 км температура атмосферы опять падает (МЕЗОСФЕРА) и достигает минимума около 170°K на высоте порядка 80–85 км (МЕЗОПАУЗА). Выше мезопаузы градиент температуры снова становится положительным (ТЕРМОСФЕРА). При этом на высоте порядка 100 км  $T^\circ \approx 250^\circ K$ , а на высоте

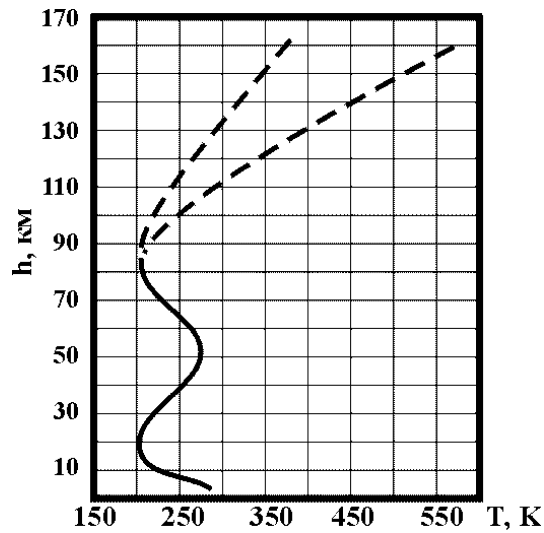


Рис. 7.1:

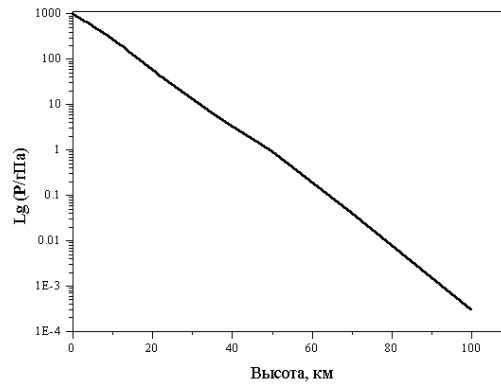


Рис. 7.2:

150 км уже достигает  $500^\circ$  (по некоторым данным  $T_{150}^\circ \approx 1000^\circ\text{K}$ ). При таком высотном ходе температуры высота однородной атмосферы испытывает с высотой вариацию, аналогичную изображенной на рис. 7.1  $T(h)$ , и меняется от 7 км на поверхности Земли до 5 км на высотах тропо- и страто-паузы. На высоте 100 км  $H$  вновь достигает величины 7 км, а затем быстро растет до 30 км на высоте 150 км и до 50 км на высоте 300 км.

Высотное распределение  $p(h)$  легко может быть найдено по  $T(h)$  и показано на рис. 7.2.

Концентрация частиц также определяется легко. Для примера приведем высотный ход параметров атмосферы в виде таблицы:

h (км)	P (mmHg)	n(N <sub>2</sub> )	n(O <sub>2</sub> )	n(O)	T°K
50	$5,9 \cdot 10^{-1}$	$1,8 \cdot 10^{16}$	$5,1 \cdot 10^{15}$	$3,5 \cdot 10^{10}$	270
100	$2,2 \cdot 10^{-4}$	$4,2 \cdot 10^{12}$	$8,5 \cdot 10^{11}$	$1,7 \cdot 10^{12}$	210
150	$3,8 \cdot 10^{-6}$	$2,2 \cdot 10^{10}$	$2,8 \cdot 10^9$	$3,7 \cdot 10^{10}$	700–1000
200	$1,0 \cdot 10^{-6}$	$2,0 \cdot 10^9$	$1,9 \cdot 10^8$	$7,8 \cdot 10^9$	1200
250	$3,3 \cdot 10^{-7}$	$4,0 \cdot 10^8$	$3,0 \cdot 10^7$	$2,5 \cdot 10^9$	1300
300	$1,2 \cdot 10^{-7}$	$9,8 \cdot 10^7$	$6,5 \cdot 10^6$	$1,2 \cdot 10^9$	1350

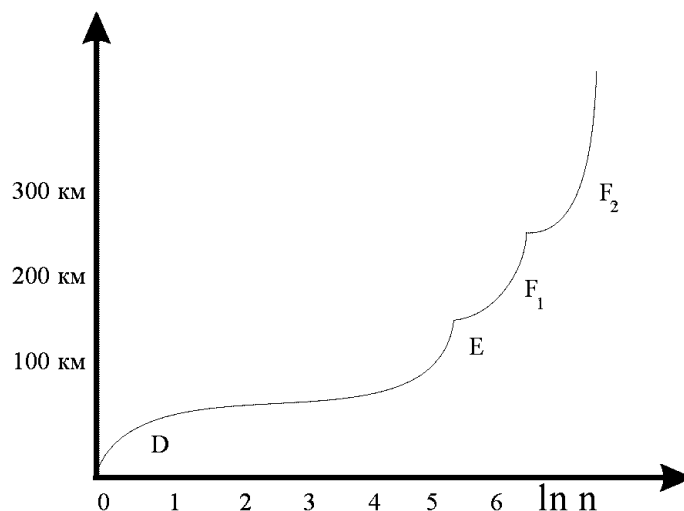


Рис. 7.3:

В таблице указаны средние цифры, характерные для средних широт. По данным разных наблюдений эти цифры заметно меняются. Наиболее достоверными и широко используемыми моделями атмосферы являются:

1. Стандартная атмосфера США. U.S. Standard Atmosphere. US Government Printing Office, Washington, 1962, или справочник по геофизике, изд-во "Наука", 1965 год.
2. Международная атмосфера COSPAR. Эта модель приведена в книге Уиттена и Попова "Физика нижней ионосферы", "Мир", 1968.

### *Ионосфера*

Чрезвычайно существенной особенностью верхней атмосферы является то, что, начиная с некоторой высоты, она становится проводящей, т.к. в ней появляются заряженные частицы — ионы и электроны. Ионы в атмосфере появляются в результате ионизации молекул воздуха ультрафиолетовым и рентгеновским излучением Солнца, а в высоких широтах — и в результате вторжения корпускулярных потоков. Концентрация заряженных частиц в ионосфере быстро растет с высотой и схематически выглядит так (см. рис. 7.3); как видно из прилагаемого рисунка, ионосфера может быть разделена на ряд слоев (D, E, F<sub>1</sub> и F<sub>2</sub>). Детальную физику этих слоев мы рассмотрим несколько позднее, а пока обратим внимание на то, что существование проводящих слоев в атмосфере оказывает весьма значительное влияние на распространение радиоволн. Так, например, вся радиовещательная сеть работает за счет отражений радиоволн от слоя F<sub>2</sub> (иногда E). При этом, в соответствии с тем, что мы выяснили относительно условий распространения радиоволн в плазме, отражаются лишь те волны, частота которых меньше плазменной ( $\omega < \omega_0$ ) (правда, нужно ввести поправку, учитывающую наклонное падение радиоволн на ионосферные слои), что ограничивает возможности радиовещания. Например, вследствие прозрачности ионосферы для коротких радиоволн, телевизионные радиостанции работают лишь в пределах прямой видимости.

Слой D обладает концентрацией электронов, слишком малой для того, чтобы отражать волны, однако эта концентрация уже достаточно велика, чтобы обуславливать значительное затухание радиоволн. Поэтому слой D является помехой для радиосвязи.

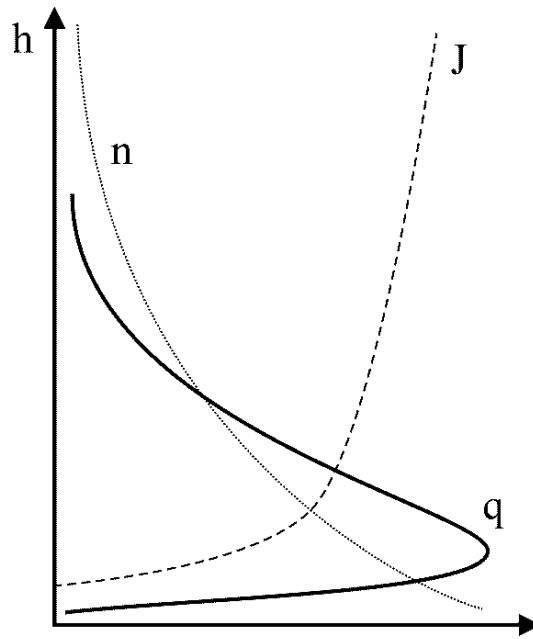


Рис. 7.4:

Однако прежде чем изучать характеристики тех или иных слоев ионосферы, рассмотрим теоретически процесс ионообразования, с тем чтобы при анализе экспериментальных данных мы могли бы уже более или менее уверенно судить о физической значимости тех или иных параметров.

*Образование свободных электронов. Простой слой Чепмена.*

Рассмотрение этой задачи в общем виде: прохождение солнечного излучения, обладающего широким спектром длин волн, через неоднородную и многокомпонентную атмосферу — представляется довольно сложным. В связи с этим рассмотрим идеализированную задачу прохождения монохроматического излучения через атмосферу, состоящую из одного газа, обладающую постоянной температурой и меняющуюся с высотой по барометрическому закону.

Эта задача была решена в 1931 году С. Чепменом; полученные им результаты являются классическими; слой ионизации, подчиняющийся полученным Чепменом закономерностям, называется слоем Чепмена.

Итак, пусть поток солнечного излучения падает на изотермическую атмосферу. Очевидно, что скорость ионообразования пропорциональна как интенсивности ионизирующего излучения, так и плотности ионизируемого газа. В верхних слоях атмосферы поток излучения  $J$  велик, но плотность атмосферы настолько мала, что ионизоваться практически нечему. Поэтому в верхних слоях скорость ионообразования  $q$  мала. По мере проникновения потока излучения в атмосферу  $n$  растет, но величина  $J$  уменьшается. На каком-то уровне  $J$  делается равным нулю, и величина  $q$  также равна нулю. Следовательно, где-то на промежуточной высоте величина  $q$  должна иметь максимум (рис. 7.4). По-видимому, на этой высоте и образуется соответствующий ионосферный слой. Рассмотрим этот вопрос детально.



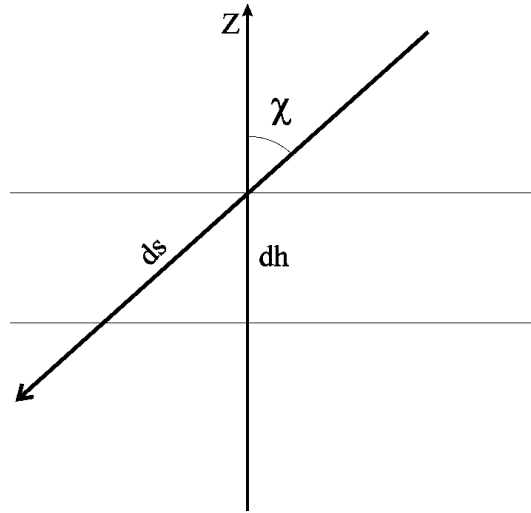


Рис. 7.5:

Пусть поток солнечного излучения падает на ионосферу под углом к вертикали (рис. 7.5). Поглощение монохроматического излучения в атмосфере на протяжении элементарного отрезка пути  $ds$ , очевидно, равно:

$$dJ = Q_0 \cdot nJ ds = Q_0 nJ \cdot \sec \chi dh \quad (2)$$

Здесь  $Q_0$  — коэффициент поглощения излучения в расчете на 1 молекулу воздуха. Равенство (2) можно записать в виде:  $dJ/J = Q_0 n \sec \chi dh$ , откуда:

$$\ln J = \int Q_0 n \sec \chi dh + C \quad (3)$$

Поскольку концентрация частиц в атмосфере подчиняется барометрической формуле:

$$\begin{aligned} n &= n_0 \cdot e^{-h/H} \\ \ln J &= C + Q_0 \sec \chi \cdot n_0 \int e^{-h/H} dh = C - Q_0 \sec \chi \cdot n_0 \cdot H e^{-h/H} \end{aligned} \quad (4)$$

и окончательно

$$J = C \exp\{-HQ_0 \sec \chi n_0 e^{-h/H}\} \quad (5)$$

Постоянную интегрирования  $C$  найдем из того условия, что при  $h = \infty$ :  $J = J_\infty$  — интенсивность излучения на внешней границе ионосферы при  $h \rightarrow \infty$ :  $e^{-h/H} \rightarrow e^{-\infty} = 0$ ;  $J_\infty = C \exp(-0) = C \cdot e^0 = C \Rightarrow C = J_\infty$  (рис. 7.6) стало быть

$$J = J_\infty \cdot \exp\{-HQ_0 \sec \chi n_0 \cdot e^{-h/H}\} \quad (6)$$

Для более компактного написания формулы (6) введем следующее обозначение: воспользовавшись тем, что множитель  $Q_0 H n_0 \sec \chi$  — безразмерен, обозначим его как

$$e^{h_0/H} \quad (7)$$

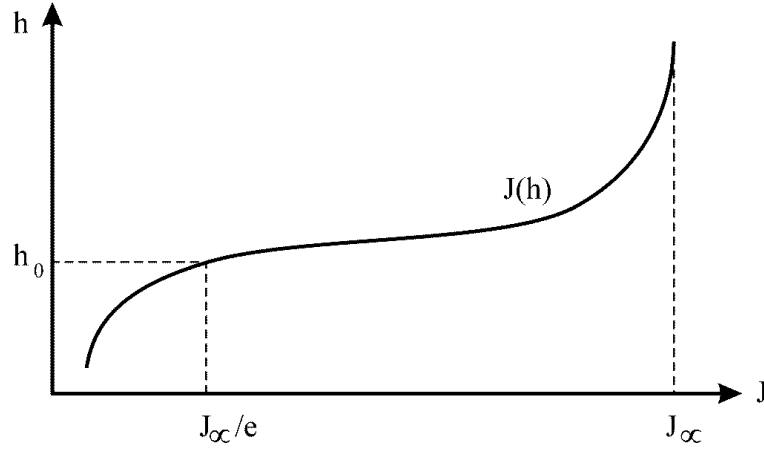


Рис. 7.6:

где  $h_0$  — некоторая характерная высота, смысл которой мы увидим позднее. Подставляя (7) в (6), получим:

$$J = J_\infty \exp\left\{-e^{-\frac{h_0-h}{H}}\right\} = J_\infty \cdot e^{-e^{-\frac{h_0-h}{H}}} = J_\infty \cdot e^{-e^{-\frac{h-h_0}{H}}} \quad (8)$$

Формула (8) выражает собой закон изменения интенсивности ионизирующего излучения с высотой. Каков же смысл  $h_0$ ? Из формулы (8) видно, что при  $h = h_0$ :  $J = J_\infty \cdot e^{-1}$ , т.е.  $h_0$  — это высота, на которой интенсивность потока излучения равна  $1/e$  — части первичного. Кроме того, из (8) следует, что: при  $h = h_0 + \frac{H}{2}$

$$J = J_\infty \cdot e^{-e^{-\frac{h_0+\frac{H}{2}-h_0}{H}}} = J_\infty \cdot e^{-e^{-1/2}} = J_\infty \cdot e^{-\frac{1}{\sqrt{e}}} = \frac{J_\infty}{1,8} = 0,56 J_\infty$$

и при  $h = h_0 - \frac{H}{2}$

$$J = J_\infty \cdot e^{-e^{-\frac{h_0-\frac{H}{2}-h_0}{H}}} = J_\infty \cdot e^{-e^{1/2}} = 0,19 J_\infty$$

Таким образом, из формулы (8) следует, что в относительно узком слое

$$h = h_0 \pm \frac{H}{2}$$

теряется 37% первичного излучения. Следовательно, на этих высотах происходит очень интенсивное поглощение энергии падающего излучения, и, стало быть, где-то здесь мы и должны искать максимум скорости ионизации  $q$ . Найдем теперь величину  $q$ : если на образование одной пары электрон-ион тратится  $W$  единиц энергии (эргов), то скорость ионообразования в единице объема будет, очевидно, равна:

$$\begin{aligned} q &= \frac{1}{W} \cdot \frac{dJ}{dh} \cdot \cos \chi = \frac{1}{W} \cos \chi \frac{d}{dh} \left( J_\infty \cdot e^{-e^{-\frac{h-h_0}{H}}} \right) = \\ &= \frac{1}{W} \cos \chi \cdot J_\infty \cdot \left( -e^{-\frac{h-h_0}{H}} \right) \cdot \left( -\frac{1}{H} \right) \cdot e^{-e^{-\frac{h-h_0}{H}}} \end{aligned} \quad (9)$$

$$q = \frac{J_\infty \cdot \cos \chi}{WH} \cdot e^{-\frac{h-h_0}{H} - e^{-\frac{h-h_0}{H}}} \quad (10)$$

Из физических соображений, как мы видели, следует, что функция  $q$  должна где-то иметь максимум. Очевидно, что максимум  $q$  соответствует минимуму показателя экспоненты в (10), т.е.

$$\min \left( -\frac{h-h_0}{H} - e^{-\frac{h-h_0}{H}} \right) \quad (11)$$

Найдем высоту минимума этой функции:

$$\frac{d}{dh} \left( -\frac{h-h_0}{H} - e^{-\frac{h-h_0}{H}} \right) = -\frac{1}{H} - \left( -\frac{1}{H} \right) \cdot e^{-\frac{h-h_0}{H}} = 0$$

отсюда:

$$-1 + e^{-\frac{h-h_0}{H}} = 0 \quad \text{или } h - h_0 = 0$$

$$h = h_0 \quad (12)$$

Итак, мы видим, что максимум функции ионообразования наблюдается на высоте  $h = h_0$ .

При этом максимальная величина  $q$  равна:

$$q_{max} = \frac{J_\infty \cdot \cos \chi}{WH} \cdot e^{-0-e^0} = \frac{J_\infty \cos \chi}{WH} e^{-1}, \quad (13)$$

$$q = q_{max} \cdot e^{1-\frac{h-h_0}{H}-e^{-\frac{h-h_0}{H}}} = q_{max} \cdot e^{1-z-e^{-z}} \quad (14)$$

Формулу (14) иногда записывают и в таком виде: при вертикальном падении света  $\cos \chi = 1$  и  $q_{max}(\chi \neq 0) \equiv q_{max0}$ . Тогда

$$q = q_{max0} \cdot \cos \chi \cdot e^{1-z-e^{-z}} \quad (14a)$$

Из формулы (14a) следует, что:

1.  $q_{max} \sim \cos \chi$ , т.е. в течение суток величина максимума  $q$  должна меняться.
2. Из определения  $h_0$

$$Q_a \cdot H \cdot n_0 \sec \chi = e^{h_0/H}$$

следует, что

$$h_0 = H \cdot \ln(Q_a n_0 H \sec \chi), \quad (15)$$

т.е.  $h_0$  — высота  $q_{max}$  также зависит от зенитного угла  $\chi$ , причем при наименьших  $\chi$  величина  $h_0$  также оказывается наименьшей. Этот результат весьма наглядно иллюстрируется приводимым рис. 7.7.

3. При малых  $z$  форма слоя оказывается параболической. В самом деле, если  $z$  мало, то

$$\begin{aligned} q &= q_{max} \cdot e^{1-z-e^{-z}} = q_{max} \cdot e^{1-z-(1-z+\frac{z^2}{2})} = \\ &= q_{max} \cdot e^{1-z-1+z-z^2/2} = q_{max} e^{-z^2/2} = \left( 1 - \frac{z^2}{2} \right) q_{max} \end{aligned} \quad (16)$$

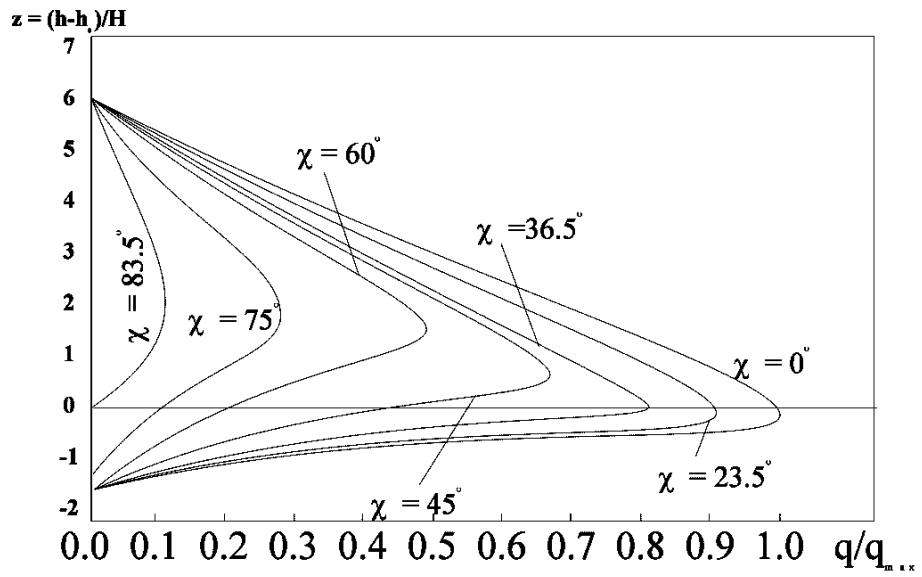


Рис. 7.7:

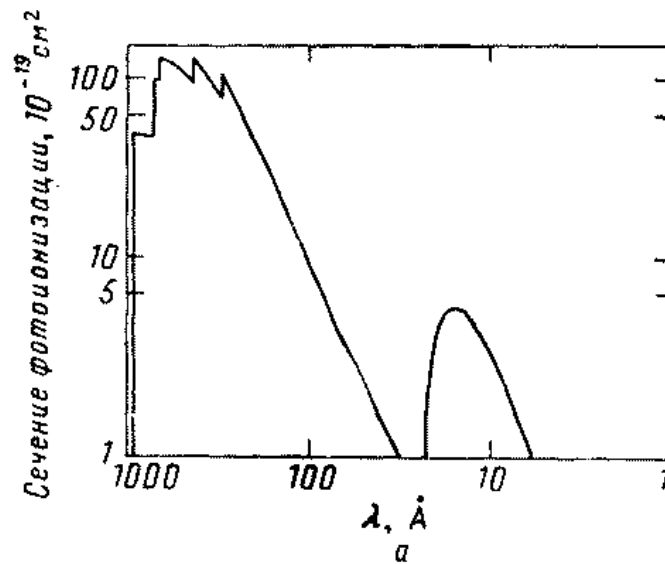


Рис. 7.8: Поперечные сечения фотоионизации атомного кислорода в зависимости от длины волны ионизирующего излучения. Поперечное сечение атомного кислорода приблизительно равно  $10^{-20}$  см<sup>2</sup> при 5 Å и уменьшается примерно до  $1,2 \cdot 10^{-22}$  при 1 Å.

Это есть уравнение параболы. Такой идеальный ионосферный слой параболической формы носит наименование **простого слоя Чепмена**.

Итак, мы получили, что на высоте  $h_0 = H \ln(Q_a H n_0 \sec \chi)$  в атмосфере должен появиться некий ионосферный слой. Величина  $h_0$  зависит от  $n_0$ ,  $Q_a$ , и поскольку эти константы для трех основных компонент атмосферы ( $N_2$ ,  $O_2$  и  $O$ ) различны, мы вправе ожидать появления соответственно трех слоев. Что же это за слои? Для того, чтобы выяснить это, рассмотрим солнечный спектр и его изменения при прохождении света через атмосферу Земли.

Прежде всего вспомним, что для того, чтобы квант света мог ионизировать молекулу газа, его энергия, связанная с длиной волны соотношением

$$E = \frac{12395}{\lambda(\text{Å})}$$

должна быть больше потенциала ионизации. Для основных компонент атмосферы эти величины соответственно равны:

молекула	Е(ион.), эВ	$\lambda_{max}$ Å
$N_2$	15,5	800
$O_2$	12,5	990
$O$	13,6	910
NO	9,5	1300

При этом сечение ионизации  $\sigma_i$  выглядит так: при  $\lambda > \lambda_{max}$   $\sigma_i = 0$  (ионизация невозможна); при  $\lambda$  чуть меньше  $\lambda_{max}$   $\sigma_i$  очень велика (имеет место резонанс), а затем медленно уменьшается (см. рис. 7.8). Дополнительные пики  $\sigma_i$  наблюдаются в рентгеновской области. Из вышеизложенного видно, что **подсчитать полную скорость ионизации в атмосфере очень трудно**. Наиболее достоверные данные были получены Хинтерреггером и Ватанабе и Нортропом, Ван-Зандтом и Деннисоном.

## 8 ОБРАЗОВАНИЕ СЛОЯ $F_2$

Интенсивность солнечного излучения вне атмосферы по данным Ватанабе и Хинтерреггера (JGR, v.67, p.999, 1962) дана в прилагаемой таблице.

Интенсивность солнечного излучения при вертикальном падении

$\lambda(\text{Å})$	$J_0 \cdot 10^{-2}(\text{эрг/см}^2 \cdot \text{сек})$	$\Phi_0 \cdot 10^8(\text{фотон/см}^2 \cdot \text{сек})$	$\lambda(\text{Å})$	$J_0$	$\Phi_0$
1025,7	5	26	500–600	11	30
1000–1027	3	15	400–500	11	24
899,8	1	5	303,8	28	43
977,0	6	30	303–400	17	29
972,5	2	10	230–300	24	31
949,7	1	5	170–230	33	33
911–1000	8	37	110–170	7	3,5
850–911	22	95	80–110	5	2,4
796–850	6	25	60–80	5	1,8
700–796	13	50	30–60	6	1,5
600–700	15	47	20–30	1	0,12
584,3	10	29	10–20	0,3	0,02

Используя эти величины  $J_0$ , Ватанабе и Хинтерреггер рассчитали скорость фотоионизации различных компонент атмосферы и полную скорость фотоионизации при различных углах падения. На рис. 8.1 представлена по данным Ватанабе скорость фотоионизации при  $\chi = 0$ .

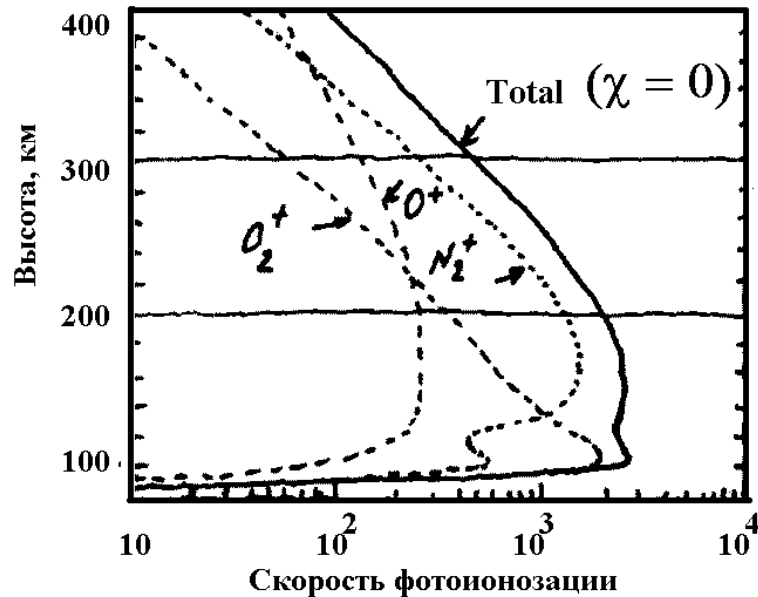


Рис. 8.1:

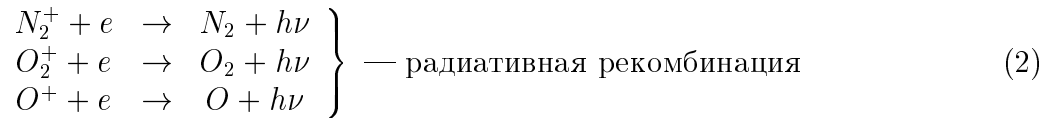
Из рисунка видно, что скорость фотоионизации имеет два максимума:  
 1) на высоте 100–120 км:  $O_2^+$  (и немножко  $N_2^+$  — рентгеном);  
 2) на высоте 180–200 км — в основном  $N_2^+$  (и  $O_2^+$ ).

А слоев в ионосфере насчитывается (помимо D, физика которого еще неясна) три: E, F<sub>1</sub> и F<sub>2</sub>. Слой E легко отождествляется с первым максимумом, слой F<sub>1</sub> — со вторым, а главный, наиболее интенсивный слой F<sub>2</sub> отождествить, кажется, не с чем (?!). В чем тут дело? Оказывается, дело в том, что мы пока рассмотрели лишь половину проблемы: образование ионов в ионосфере. Но ведь ионы не только образуются, но и исчезают (рекомбинируют). При этом в условиях равновесия скорость рекомбинации должна быть равна скорости образования ионов. Поэтому роль рекомбинации ионов столь же существенна, как и роль ионизации. А так как скорость рекомбинации очень быстро меняется с высотой, то она существенным образом сказывается на конфигурации ионосферных слоев. Рассмотрим основные закономерности рекомбинации.

Итак, ионизация молекул воздуха в ионосфере происходит в ходе реакций:



Естественно было бы предположить, что исчезновение электронов происходит в ходе обратных реакций — реакций рекомбинации:



Излучение кванта света в этих реакциях связано с тем, что, следуя закону сохранения импульса, частицы должны куда-то отдать связанный с ними импульс. Теоретические расчеты, выполненные Бейтсом, показали, что вероятность этой реакции очень мала.

Как записать скорость реакции рекомбинации? В атомной физике ход реакции взаимодействия частицы с плазмой обычно записывается так:

$$V_{ik} = \sigma_{ik} \cdot n_i \cdot n_k \cdot v_{ik} \quad (3)$$

где  $\sigma_{ik}$  — поперечное сечение взаимодействия;  $n_i, n_k$  — концентрация взаимодействующих частиц;  $v_{ik}$  — их относительная скорость.

В конкретном случае не просто какой-то реакции, а именно реакции рекомбинации, выражение (3) принимает вид:

$$-\frac{dn_e}{dt} = \sigma_r \cdot n_e \cdot n(M^+) \cdot v_e \quad (4)$$

(предполагается, что тяжелые ионы в первом приближении можно считать неподвижными). Величина  $\sigma_r$  зависит от природы взаимодействующих частиц и от их скорости.

Однако мы чаще всего реакцию рекомбинации будем записывать в несколько ином виде. Дело в том, что в физике ионосферы нас не очень будут интересовать сами процессы индивидуальных взаимодействий, а лишь средняя скорость исчезновения электронов и ионов. При этом частицы какого-то одного сорта (скажем, электроны) будут рассматриваться как пробные частицы, а все остальные — лишь как некая среда, индивидуальные характеристики отдельных частиц в которой нас уже не интересуют. В таком случае выражение (4) удобно записать в форме:

$$-\frac{dn_e}{dt} = \alpha n_e n(M^+) \quad (5)$$

или в условиях электронейтральности

$$n_e = n(M^+),$$

$$\frac{dn_e}{dt} = -\alpha n_e^2 \quad (5a)$$

здесь  $\alpha = \sigma_r \cdot v_e$  — не сечение, а **коэффициент скорости реакции** (в данном случае, **коэффициент рекомбинации**).

Коэффициент скорости реакций типа (2) обозначается обычно  $\alpha_r$  — коэффициент радиативной рекомбинации.

Для большинства рассмотренных ионов величина  $\alpha_r$  оказывается порядка:

$$\alpha_r = 10^{-12} \text{см}^3/\text{сек}$$

Способ определения  $\alpha$ :

$$q_1 = q_2 \text{ (симметр. относит. полудня)}$$

$$\frac{dn_e}{dt} \Big|_1 = q_1 - \alpha n_{e1}^2 \quad \frac{dn_e}{dt} \Big|_2 = q_2 - \alpha n_{e2}^2$$

$$\alpha = \frac{\frac{dn_e}{dt} \Big|_1 - \frac{dn_e}{dt} \Big|_2}{n_{e2}^2 - n_{e1}^2} \quad \alpha = \frac{1}{2\tau N}$$

Поэтому все исследователи были чрезвычайно удивлены, когда выяснилось, что коэффициент рекомбинации в нижней ионосфере значительно превосходит указанную величину. Выход из этого положения был указан тем же Бейтсом. Он предположил, что для молекулярных ионов идут реакции типа:



Это так называемая диссоциативная рекомбинация. В ходе этих реакций частицы передают свою энергию двум вновь образуемым частицам, и поэтому реакция идет много быстрее, чем в случае радиативной рекомбинации. Скорость диссоциативной рекомбинации по расчетам Бейтса должна составлять:

$$\alpha_D = 10^{-7} \text{см}^3/\text{сек},$$

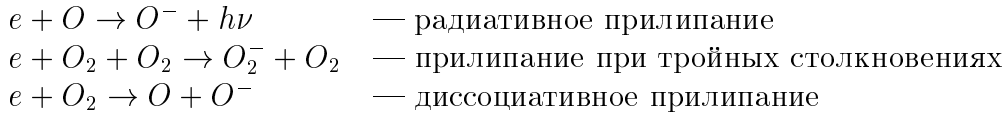
что уже значительно ближе к экспериментальным данным. Но при этом возникло другое затруднение. Для ионов атомарного кислорода реакция типа (6) **невозможна**. Поэтому, казалось бы, в верхних слоях ионосферы должны накапливаться ионы  $O^+$ , во всяком случае, их концентрация должна быть велика. И она, действительно, велика. Тем не менее, реальная концентрация  $O^+$  оказывается на несколько порядков меньше, чем это вышло из расчетов Бейтса. В связи с этим Бейтсом была предложена гипотеза, согласно которой ионы атомарного кислорода исчезают не путем радиативной рекомбинации, а передавая свой заряд нейтральным молекулам в реакциях типа:



Это так называемые реакции ионно-атомного обмена. Коэффициент скорости этих реакций имеет величину порядка  $\gamma = 10^{-12} - 10^{-10} \text{см}^3/\text{сек}$ .

Помимо названных реакций, в нижней ионосфере, где плотность нейтрального газа достаточно высока, имеют место также реакции прилипания электронов к нейтральным атомам и молекулам:





Учитывая реакции типа (1), (7) и (6), Ратклифф и Вилке разработали следующую схему процессов рекомбинации в верхней ионосфере.

Рассмотрим некий идеализированный случай, когда в результате фотоионизации образуются лишь атомарные ионы (например,  $O^+$ ) и электроны. Тогда:

$$\begin{aligned}
\frac{d[A^+]}{dt} &= q - \gamma[A^+][M] \\
\frac{dn_e}{dt} &= q - \alpha_D n_e [M^+]
\end{aligned} \tag{8}$$

$[A^+] + [M^+] = n_e$  — условие нейтральности, справедливое в случае  $n_e \gg [M^-]$ .

Из этих трех условий можно определить все интересующие нас величины.

Рассмотрим состояние фотохимического равновесия, когда все величины не меняются во времени, т.е.  $\frac{d}{dt} = 0$ . Тогда система (8) переходит в:

$$\left. \begin{aligned}
q - \gamma[A^+][M] &= 0 & (1) \\
q - \alpha_D n_e [M^+] &= 0 & (2) \\
[A^+] + [M^+] &= n_e & (3)
\end{aligned} \right\} \tag{9}$$

Из равенства (9.3) следует:  $[M^+] = n_e - [A^+]$ ; подставим  $[M^+]$  в (9.2):  $q - \alpha_D n_e (n_e - [A^+]) = 0$

Отсюда:

$$-[A^+] = \frac{q - \alpha_D n_e^2}{\alpha_D n_e}$$

подставим это в равенство (9.1):

$$q + \gamma[M] \frac{q - \alpha_D n_e^2}{\alpha_D n_e} = 0$$

откуда:

$$q = \frac{\alpha_D \gamma [M] n_e^2}{\gamma [M] + \alpha_D n_e} = \alpha_{\text{эфф}} n_e^2 \tag{10}$$

где:

$$\alpha_{\text{эфф}} = \frac{\alpha_D \gamma [M]}{\gamma [M] + \alpha_D n_e} \tag{11}$$

Рассмотрим величину эффективного коэффициента рекомбинации на разных высотах.

1) Большие высоты. Например, слой  $F_2$ :

$$\begin{aligned}
h &= 300 \text{ км}; [N_2] = 9,8 \cdot 10^7 \approx 10^8 \text{ см}^{-3}; [O_2] = 6,5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3} \text{ — можно пренебречь.} \\
\alpha_D &\approx 10^{-7} \text{ см}^3 \text{сек}^{-1}; \gamma \approx 10^{-11} \text{ см}^3 \text{сек}^{-1}; n_e \approx 10^6 \text{ см}^{-3}; \\
\alpha_D n_e &= 10^{-7} \cdot 10^6 = 10^{-1}; \gamma [M] = 10^{-11} \cdot 10^8 = 10^{-3}.
\end{aligned}$$

Очевидно, что первое слагаемое в знаменателе (10) или (11) в этом случае много меньше второго. Стало быть:

$$\alpha_{\text{эфф}} \approx \frac{\alpha_D \gamma[M]}{\alpha_D n_e} = \frac{\gamma[M]}{n_e}, \text{ и} \quad (12a)$$

$$q = \alpha_{\text{эфф}} \cdot n_e^2 = \frac{\gamma[M]}{n_e} n_e^2 = \gamma[M] \cdot n_e = \beta \cdot n_e \quad (12b)$$

где  $\beta = \gamma[M]$ ; формула (12) определяет линейную зависимость скорости рекомбинации от концентрации электронов. Происходит процесс, аналогичный (по форме зависимости  $V$  от  $n_e$ ) прилипанию электронов к нейтральным молекулам. Поэтому  $\beta$  носит название коэффициента прилипания.

Если же говорить об  $\alpha_{\text{эфф}}$ , то из (12a) видно, что  $\alpha$  зависит от  $n_e$ . Поэтому ночью, когда  $n_e$  меньше,  $\alpha_{\text{эфф}}$  оказывается больше, чем днем:  $\alpha_{\text{эфф}} = 10^{-10}$  ночью и  $10^{-11}$  днем;  $\beta = 10^{-4} \exp(-\frac{h-300}{50})$ .

2) Малые высоты (слой E):

$\alpha_D = 10^{-7} \text{ см}^3 \text{сек}^{-1}$ ;  $\gamma = 10^{-11} \text{ см}^3 \text{сек}^{-1}$ ;  $n_e = 10^5 \text{ см}^{-3}$ ;  $[N_2] = 4,2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ;  $[O_2] = 8,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ;

$\alpha_D n_e = 10^{-7} \cdot 10^5 = 10^{-2}$ ;  $\gamma[M] = 10^{-11} \cdot 10^{12} = 10^1$ .

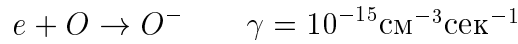
Здесь уже  $\gamma[M] \gg \alpha_D n_e$ , и формула (12) принимает вид:

$$\alpha_{\text{эфф}} = \frac{\alpha_D \gamma[M]}{\gamma[M]} = \alpha_D \quad (13a)$$

$$q = \alpha_D n_e^2 \quad (13b)$$

Таким образом, в слое E зависимость  $q$  от  $n_e$  оказывается квадратичной;  $\alpha_{\text{эфф}} = \alpha_D$  — не зависит от концентрации электронов.

Ниже слоя E, в слое D, эта формула уже неприемлема. Там происходит в основном прилипание электронов к кислороду, т.к. атомарный кислород является хорошим окислителем:



Еще ниже — электроны прилипают к молекулярному кислороду в ходе тройных столкновений и диссоциативного прилипания.

Таким образом, суммарный эффективный коэффициент рекомбинации в зависимости от высоты имеет вид, представленный на рис. 8.2.

Видно, что  $\alpha_{\text{эфф}}$  быстро падает с высотой. В то же время из формулы (10) следует, что:

$$n_e = \sqrt{\frac{q}{\alpha_{\text{эфф}}}} = \sqrt{\frac{J_\infty}{WH \alpha_{\text{эфф}}}} \cdot \cos \chi^{1/2} \cdot e^{(1-z-e^{-z})/2} \quad (14)$$

Естественно, что там, где  $q$  имеет максимум,  $n_e$  также имеет максимум. Но выше 180 км имеет место чрезвычайно интересное стечение обстоятельств. Поскольку на этих высотах  $\alpha_{\text{эфф}}$  убывает с высотой быстрее, чем  $q$ , на высоте 300 км образуется дополнительный максимум, не связанный с максимумом  $q$ , т.е. в некотором смысле ложный слой (с точки зрения физики ионообразования). Но по своей абсолютной величине он является основным. В связи с особенностями своего образования слой F2 не подчиняется закономерностям простого слоя Чепмена.

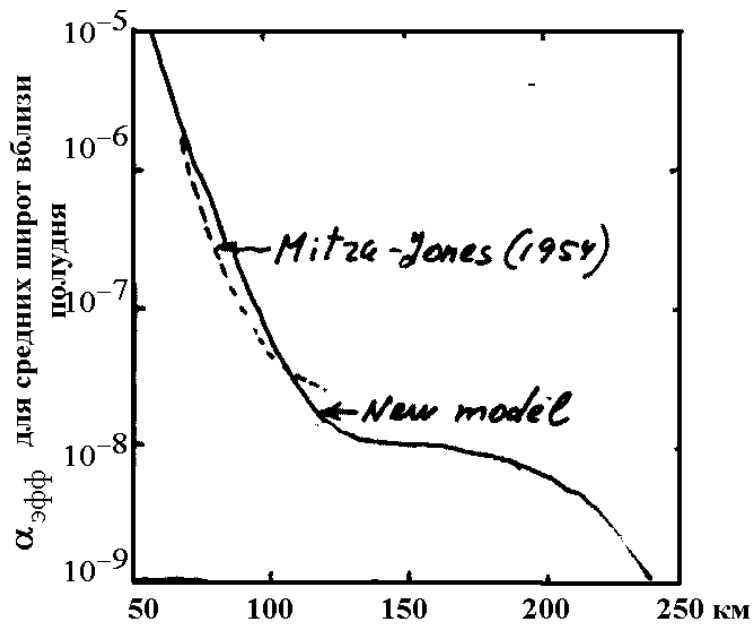


Рис. 8.2:

Интересно поведение слоя  $F2$  ночью. В то время как другие слои в это время исчезают, слой  $F2$  в силу малости коэффициента рекомбинации изменяется незначительно.

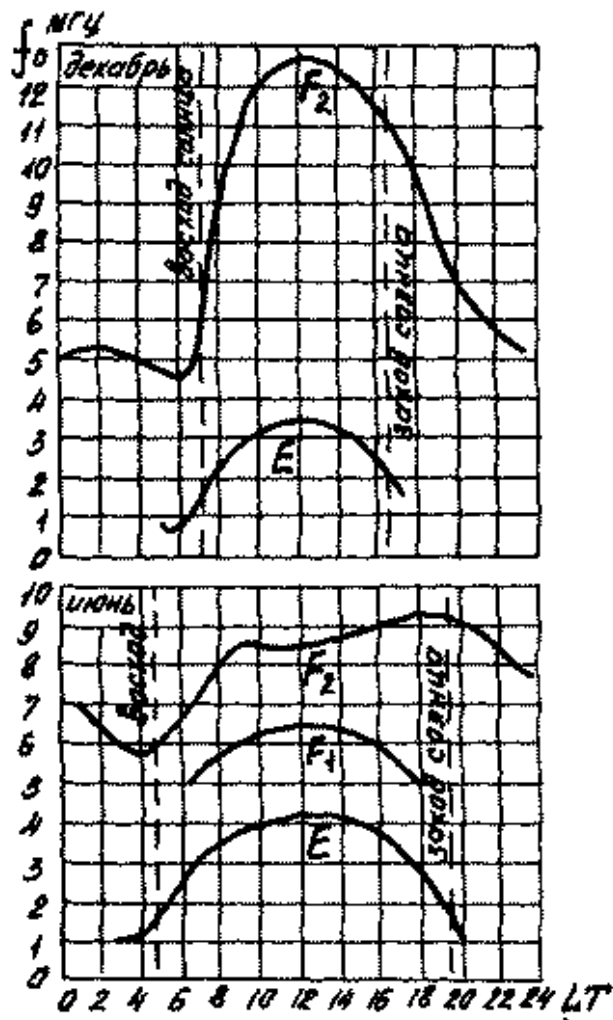
Утром, после восхода Солнца, вновь проявляется максимум  $F1$ . Картина выглядит так, как будто днем от слоя  $F2$  отслаивается слой  $F1$ , и долгое время думали, что это какой-то вторичный слой, тогда как в действительности, как мы только что видели,  $F1$  является основным, истинным слоем, а  $F2$  — вторичным.

Итак, мы видим, что: слой  $E$  соответствует максимуму  $q$ , состоит в основном из  $O_2^+$ ; слой  $F1$  — также соответствует максимуму  $q$ , состоит в основном из  $N_2^+$ ; слой  $F2$  — соответствует не максимуму  $q$ , а максимуму  $\sqrt{\frac{q}{\alpha}}$ .

Теперь, когда нам в целом ясны физические явления, происходящие в различных слоях ионосферы, мы легко поймем свойственные им закономерности.

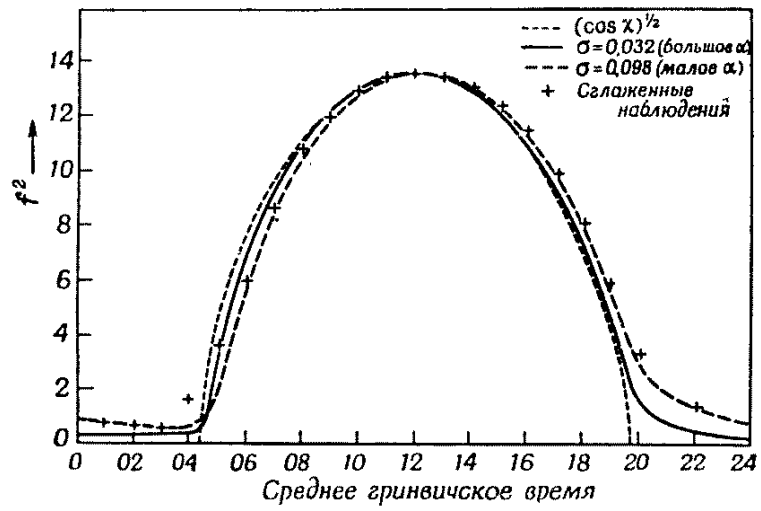
Прежде всего, мы видели, что  $q \sim \cos \chi$ . Таким образом,  $n_e \sim \cos^{1/2} \chi$ . Поэтому в слоях  $E$  и  $F1$  плотность ионизации должна быть максимальна днем, и летом, и вблизи экватора. О том, насколько справедливо такое предположение, можно судить по прилагаемым графикам (рис. 8.3–8.5). Видно, что максимум ионизации в слоях  $E$  и  $F1$  (критическая частота связана с плотностью ионизации выражением:  $f = \omega_0 = \left(\frac{4\pi n e^2}{m_e}\right)^{1/2}$ ,  $n = 1, 24 \cdot 10^4 \cdot f^2$  (МГц)) наблюдается вблизи полудня (несколько позже) и летом (рис. 8.3–8.4). А вот слой  $F2$  ведет себя "не по закону" — летом ионизация меньше, чем зимой (так называемая зимняя аномалия), и суточный ход его имеет правильную форму лишь зимой (рис. 8.3). Сезонная аномалия слоя  $F2$  более четко видна на рис. 8.5, где показан годовое ход среднемесячных значений  $f_0 F2$  в полуденные часы.

Определенная аномалия наблюдается также и в широтном ходе  $f_0 F2$ . Как видно из рис. 8.6, вблизи экватора наблюдается относительный минимум  $f_0 F2$ . Характерной особенностью является то, что минимум  $f_0 F2$  наблюдается вдоль геомагнитного, а не географического экватора. Этот факт свидетельствует о том, что в распределении ионизации слоя  $F2$  определенную роль играют электромагнитные силы.



Суточный ход среднемесячных значений слоев E, F<sub>1</sub> и F<sub>2</sub> в средних широтах

Рис. 8.3:



Наблюденные и вычисленные изменения электронной концентрации в слое E для летнего сезона в Англии (По Весту, Фармеру и Рэтклиффу.)

Рис. 8.4:

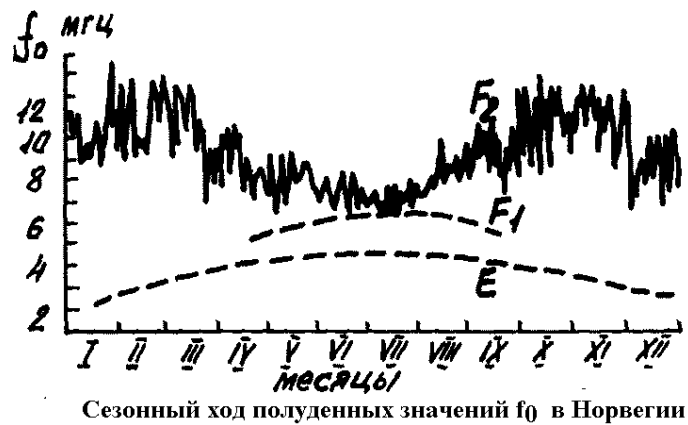
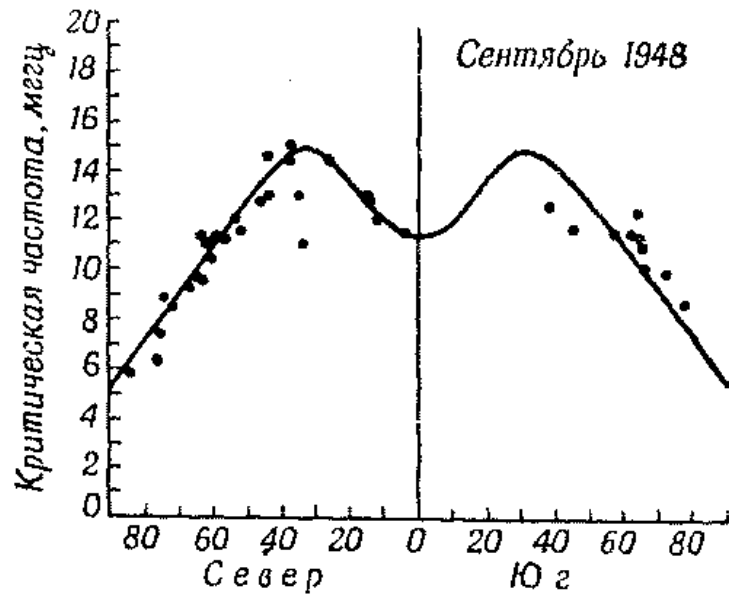


Рис. 8.5:



Влияние земного магнитного поля на критическую частоту  $f^0$  слоя  $F_2$ .

Значения средней частоты  $f_{F_2}^0$  для полудня, построенные в функции магнитного склонения для ряда станций северного и южного полушарий, лежат на более или менее плавной кривой. (По Эпплтоу.)

Рис. 8.6:

## 9 ПРОВОДИМОСТЬ ИОНОСФЕРЫ

Теперь, зная высотное распределение электронной концентрации, мы можем рассчитать тензор электрической проводимости ионосферы.

В прошлом году мы получили, что компоненты тензора проводимости частично ионизованного газа равны:

$$\begin{aligned}\sigma_0 &= \frac{ne^2}{m_i\nu_i} + \frac{ne^2}{m_e\nu_e} \\ \sigma_1 &= \frac{ne^2}{m_i\nu_i} \frac{\nu_i^2}{\omega_i^2 + \nu_i^2} + \frac{ne^2}{m_e\nu_e} \frac{\nu_e^2}{\omega_e^2 + \nu_e^2} \\ \sigma_2 &= \frac{ne^2}{m_i\nu_i} \frac{\omega_i\nu_i}{\omega_i^2 + \nu_i^2} - \frac{ne^2}{m_e\nu_e} \frac{\omega_e\nu_e}{\omega_e^2 + \nu_e^2}\end{aligned}\quad (1)$$

и закон Ома выглядит так (рис. 9.1):

$$\mathbf{j} = \sigma_0 \frac{(\mathbf{E} \cdot \mathbf{B})\mathbf{B}}{B^2} + \sigma_1 \frac{[\mathbf{B} \times [\mathbf{E} \times \mathbf{B}]]}{B^2} + \sigma_2 \frac{[\mathbf{E} \times \mathbf{B}]}{|B|}\quad (2)$$

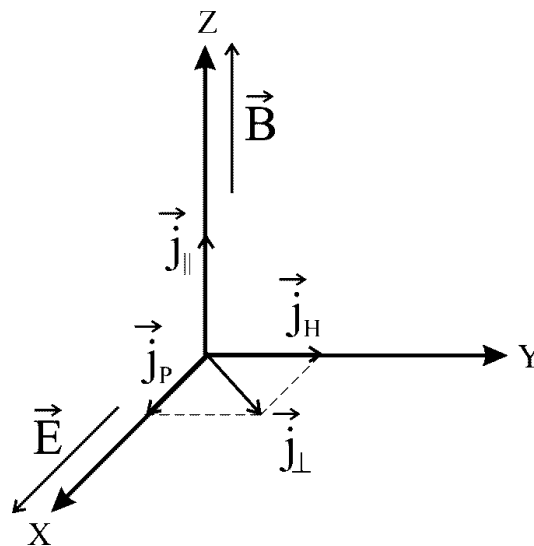


Рис. 9.1:

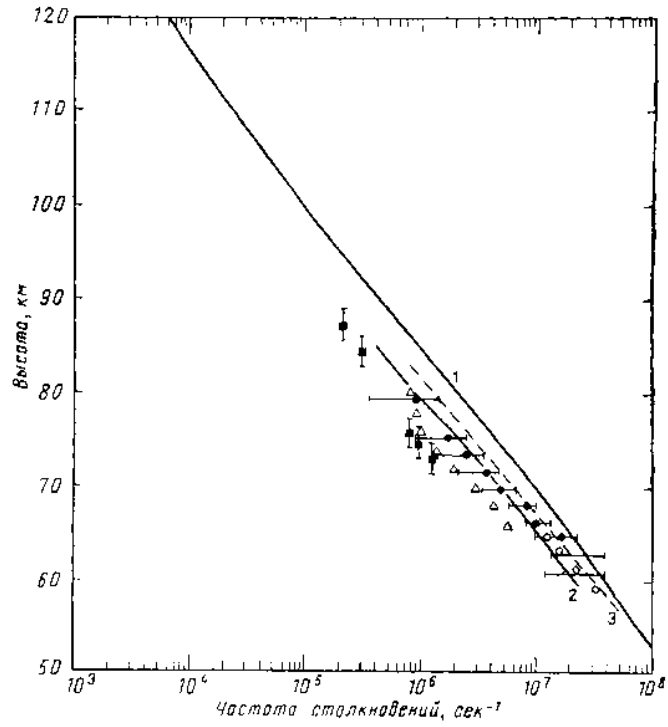
В некоторых книгах последнее слагаемое в правой части (2) иногда пишут со знаком (-). Это объясняется тем, что в случае  $\sigma_{2e} \gg \sigma_{1e}$ , что имеет место в ионосфере, в  $\sigma_2$  остается лишь  $\sigma_{2e}$ , а она входит со знаком минус.

Соотношение между различными компонентами проводимости зависит от величины  $\nu_e$  и  $\nu_i$  (вернее, от их отношения к  $\omega_e$  и  $\omega_i$  соответственно).

Величину  $\nu_{e,i}$  можно вычислить по следующим формулам:

$$\nu_{e,n} = 1,5 \cdot 10^8 p \text{ — Николе, 132}$$

$\nu_{e,n} = 3,5 \cdot 10^9 T^{-1/2} [p(O_2) + p(N_2) + 2p(O)] \text{ сек}^{-1} \approx 2,6 \cdot 10^{-11} \text{ нТ}$ , где  $p()$  — давление в  $\text{mmHg}$  (Уиттен, Поппов, 226). Эта зависимость графически изображена на рис. 9.2. Столкновения положительных ионов определяются, по данным Николе (133), такими соотношениями:



Профили частоты столкновений в ионосфере.  
 1 — из работы [393]; 2 — [394]; ● июль 1957 г. [395]; △ ноябрь 1956 г. [395]; 3 — [397];  
 ○ август 1962 г. [396]; ■ декабрь 1962 г. [396].

Рис. 9.2:

$$\nu(O_2^+, O_2) = 4,2 \cdot 10^{-10} \quad n(O_2)\text{сек}^{-1}$$

$$\nu(N_2^+, N_2) = 7,5 \cdot 10^{-10} \quad n(N_2)\text{сек}^{-1}$$

$$\nu(O^+, N_2) = 6,6 \cdot 10^{-10} \quad n(N_2)\text{сек}^{-1}$$

В соответствии с этими цифрами всю ионосферу можно разделить на три области:

1. Область коротких пробегов для электронов и ионов  $\nu_i \gg \omega_i$ ;  $\nu_e \gg \omega_e$ . В этой области:

$$\sigma_0 = \frac{ne^2}{m_e\nu_e} + \frac{ne^2}{m_i\nu_i}$$

$$\sigma_1 = \frac{ne^2}{m_e\nu_e} \frac{\nu_e^2}{\omega_e^2 + \nu_e^2} + \frac{ne^2}{m_i\nu_i} \frac{\nu_i^2}{\omega_i^2 + \nu_i^2} \approx \sigma_0$$

$$\sigma_2 = \frac{ne^2}{m_i\nu_i} \frac{\omega_i\nu_i}{\omega_i^2 + \nu_i^2} - \frac{ne^2}{m_e\nu_e} \frac{\omega_e\nu_e}{\omega_e^2 + \nu_e^2} = -\frac{ne^2}{m_e\nu_e} \frac{\omega_e}{\nu_e} + \frac{ne^2}{m_i\nu_i} \frac{\omega_i}{\nu_i} \ll \sigma_0$$

Таким образом, в области коротких пробегов проводимость газа вдоль магнитного поля и поперек него оказывается одинаковой, а холловская проводимость пренебрежимо мала. Следовательно, плазма ведет себя как изотропный проводник.



2. По мере увеличения высоты  $\omega_e$  и  $\omega_i$  меняются относительно мало, но  $\nu_e$  и  $\nu_i$  быстро уменьшаются. На некоторой высоте мы попадем в область, где  $\nu_e \ll \omega_e$ , но  $\nu_i \gg \omega_i$ . В этой области:

$$\begin{aligned}\sigma_0 &= \frac{ne^2}{m_e\nu_e} + \frac{ne^2}{m_i\nu_i} \\ \sigma_1 &= \frac{ne^2}{m_e\nu_e} \frac{\nu_e^2}{\nu_e^2 + \omega_e^2} + \frac{ne^2}{m_i\nu_i} \frac{\nu_i^2}{\nu_i^2 + \omega_i^2} \approx \frac{ne^2}{m_i\nu_i} \\ \sigma_2 &= \frac{ne^2}{m_i\nu_i} \frac{\omega_i\nu_i}{\omega_i^2 + \nu_i^2} - \frac{ne^2}{m_e\nu_e} \frac{\omega_e\nu_e}{\omega_e^2 + \nu_e^2} \approx -\frac{ne^2}{m_e\nu_e} \frac{\nu_e}{\omega_e}\end{aligned}$$

Мы видим, что в этой области  $\sigma_1$  и  $\sigma_2 \ll \sigma_0$ . При этом  $\sigma_1$  определяется ионами, а  $\sigma_2$  — электронами.

3. Наконец, еще выше мы попадаем в область, где и электроны, и ионы находятся в области длинных пробегов, т.е.  $\nu_e \ll \omega_e$  и  $\nu_i \ll \omega_i$ . В этой области:

$$\begin{aligned}\sigma_0 &= \frac{ne^2}{m_e\nu_e} + \frac{ne^2}{m_i\nu_i} \text{ — велико} \\ \sigma_1 &= \frac{ne^2}{m_e\nu_e} \frac{\nu_e^2}{\omega_e^2 + \nu_e^2} + \frac{ne^2}{m_i\nu_i} \frac{\nu_i^2}{\omega_i^2 + \nu_i^2} \ll \sigma_0 \\ \sigma_2 &= \frac{ne^2}{m_i\nu_i} \frac{\omega_i\nu_i}{\omega_i^2 + \nu_i^2} - \frac{ne^2}{m_e\nu_e} \frac{\omega_e\nu_e}{\omega_e^2 + \nu_e^2} = \frac{ne^2}{m_i\omega_i} - \frac{ne^2}{m_e\omega_e} = \frac{ne^2}{m_i} \frac{m_i c}{eB} - \frac{ne^2 m_e c}{m_e eB} = 0\end{aligned}$$

В этой области  $\sigma_1 \ll \sigma_0$  и  $\sigma_2 \ll \sigma_1$ . Ионосфера ведет себя как анизотропный, но не гиротропный проводник.

Полученные выше качественные результаты можно представить в аналитической форме. Соответствующие расчеты были выполнены Чепменом. Они состоят в следующем:

Введем следующие обозначения:

$$x_k = \frac{\nu_k}{\omega_k}; \quad \omega_k = \frac{eB}{m_k c}; \quad m_k = \frac{eB}{\omega_k c}; \quad k = i, e \quad (3)$$

Тогда

$$\begin{aligned}\sigma_{0k} &= \frac{ne^2}{m_k\nu_k} = \frac{ne^2\omega_k c}{eB\nu_k} = \frac{nec}{B} \cdot \frac{1}{x_k} \\ \left. \begin{aligned}\sigma_0 &= \frac{nec}{B} \left( \frac{1}{x_i} + \frac{1}{x_e} \right) \\ \sigma_1 &= \frac{nec}{B} \left( \frac{x_i}{x_i^2 + 1} + \frac{x_e}{x_e^2 + 1} \right) \\ \sigma_2 &= \frac{nec}{B} \left( \frac{1}{x_i^2 + 1} - \frac{1}{x_e^2 + 1} \right)\end{aligned} \right\} \begin{aligned}\frac{ne^2}{m\nu} \frac{\nu^2}{\omega^2 + \nu^2} &= \frac{nec}{B} \frac{1}{x} \frac{x^2}{1 + x^2} \\ \frac{ne^2}{m\nu} \frac{\omega\nu}{\omega^2 + \nu^2} &= \frac{nec}{B} \frac{1}{x} \frac{x}{1 + x^2}\end{aligned} \quad (4)$$

Введем дополнительные обозначения:  $x_i = \frac{\nu}{\omega}$ ; но в диапазоне высот 50–200 км  $\omega$  меняется мало, а  $\nu$  меняется по барометрической формуле:  $\nu = \nu_0 e^{-h/H}$ . Поэтому запишем  $x_i$  в виде:

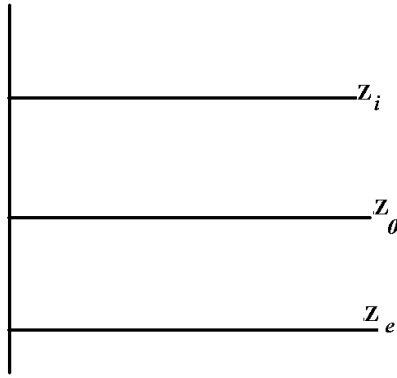


Рис. 9.3:

$$x_e = e^{-s} e^{-u}; \quad x_i = e^s e^{-u} \quad (5)$$

В этих обозначениях  $s$  — константа,  $u$  — функция высоты,  $u = \frac{z-z_0}{H}$  — показатель экспоненты в барометрической формуле. Каков же смысл  $s$  и что такое  $z_0$ ? Это выяснится позже.

А пока обратим внимание на следующее обстоятельство: (5) — два уравнения, и они однозначно определяют две переменных величины  $z_0$  и  $s$ . Поэтому нас не должно удивлять, что высотный ход  $\nu_{e,i}$  мы изобразили, на первый взгляд совершенно произвольно, как  $e^{-s}$  и  $e^{+s}$  соответственно. Записать их в такой форме можно наложением условия на уровень отсчета  $z_0$ .

Введем характерные высоты, соответствующие границе между областью длинных и коротких пробегов для электронов ( $z_e$ ) и ионов ( $z_i$ ).

$$\begin{aligned} x_e = 1; \quad e^{-s-u_e} = 1; \quad s + u_e = 0; \quad s = -u_e = -\frac{z_e - z_0}{H} \\ x_i = 1; \quad e^{s-u_i} = 1; \quad s - u_i = 0; \quad s = +u_i = +\frac{z_i - z_0}{H} \end{aligned} \quad (6)$$

Из приведенного ранее графика  $\nu(h)$  видно, что  $z_e = z(\nu = \omega_h) \simeq 70$  км,  $z_i \simeq 130$  км,  $z_0 = 100$  км. Складывая (6), имеем:

$$2s = \frac{z_i - z_e}{H}; \quad s = \frac{1}{2} \frac{z_i - z_e}{H}$$

Итак, мы видим, что  $s$  — это полуширина (в единицах  $H$ ) области между  $z_e$  и  $z_i$ . Вычтя уравнения (6) одно из другого, находим:

$$z_0 = \frac{z_e + z_i}{2} \text{ — среднее значение из } z_e \text{ и } z_i \text{ (рис. 9.3).}$$

Величину  $s$  можно найти и другим способом:

$$\frac{x_i}{x_e} = \frac{e^{s-u}}{e^{-s-u}} = e^{2s};$$

$$2s = \ln \frac{x_i}{x_e} = \ln \nu_i \omega_e \nu_e^{-1} \omega_i^{-1} = \ln \frac{5 \cdot 10^{-10} h(N_2) e B m_i c}{2.6 \cdot 10^{-11} n T m_e c e B} \approx \ln 3000 = 8;$$

$$s \approx 4; m_i = 30 \cdot 2 \cdot 10^{-24}$$

Итак, мы видим, что расстояние между  $z_i$  и  $z_e$  равно  $8H$ , т.е. около 60–70 км. В таких обозначениях

$$\begin{aligned} \sigma_0 &= \frac{nec}{B} \left( \frac{1}{x_i} + \frac{1}{x_e} \right) = \frac{nec}{B} \left( \frac{1}{e^{+s-u}} + \frac{1}{e^{-s-u}} \right) = \\ &= \frac{nec}{B} (e^{-s} + e^{+s}) e^u = \frac{nec}{B} e^u 2chs \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \sigma_1 &= \frac{nec}{B} \left( \frac{x_i}{1+x_i^2} + \frac{x_e}{1+x_e^2} \right) = \frac{nec}{B} \left( \frac{e^{+s-u}}{1+e^{2(s-u)}} + \frac{e^{-s-u}}{1+e^{-2(s+u)}} \right) = \\ &= \frac{nec}{B} \left[ \frac{1}{e^{-(s-u)} + e^{(s-u)}} + \frac{1}{e^{s+u} + e^{-(s+u)}} \right] = \frac{nec}{B} \left[ \frac{1}{2ch(s-u)} + \frac{1}{2ch(s+u)} \right] = \\ &= \frac{nec}{2B} [sech(s-u) + sech(s+u)]. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \sigma_2 &= \frac{nec}{B} \left( \frac{1}{1+x_i^2} - \frac{1}{1+x_e^2} \right) = \frac{nec}{B} \left[ \frac{1}{1+e^{2(s-u)}} - \frac{1}{1+e^{-2(s+u)}} \right] = \\ &= \frac{nec}{B} \left\{ \frac{1+e^{-2(s+u)} - 1 - e^{2(s-u)}}{1+e^{2(s-u)} + e^{-2(s+u)} + e^{-4u}} \right\} = \frac{nec}{B} \frac{e^{-2u}(e^{-2s} - e^{2s})}{e^{-2u}(e^{2u} + e^{2s} + e^{-2s} + e^{-2u})} = \\ &= -\frac{nec}{B} \frac{2sh2s}{2(ch2s + ch2u)} = -\frac{nec}{B} \frac{sh2s}{ch2s + ch2u}. \end{aligned}$$

Выше мы получили, что  $s = 4$ . Значит:

$$\left. \begin{aligned} chs &= ch4 = 27,31 \\ shs &= sh4 = 27,29 \\ ch2s &= ch8 = 1490 \\ sh2s &= sh8 = 1490 \end{aligned} \right\}$$

Следовательно:  $\sigma_0 = \frac{nec}{B} \cdot 2 \cdot 27,31 \cdot e^u = 54,6 \frac{nec}{B} \cdot e^u$ ;  $e^4 = 54,6$ . Значит на расстоянии от  $-s$  до  $+s$ ,  $\sigma_0$  меняется в 3000 раз. Будем выражать все проводимости в единицах  $\frac{nec}{B}$ . Тогда

$$\sigma_0 = 54,6 \cdot e^u$$

или (рис. 9.4)

$$\begin{aligned} \text{на } u = 0; & \quad \sigma_0 = 54,6 \\ u = s = 4; & \quad \sigma_0 = (54,6)^2 \\ u = -s = -4; & \quad \sigma_0 = 1. \end{aligned}$$

$chx = 1$  при  $x = 0$  и быстро возрастает при  $|x| > 0$ . Поэтому  $\sigma_1$  имеет заметную величину лишь при  $u = \pm s$ . В этих точках

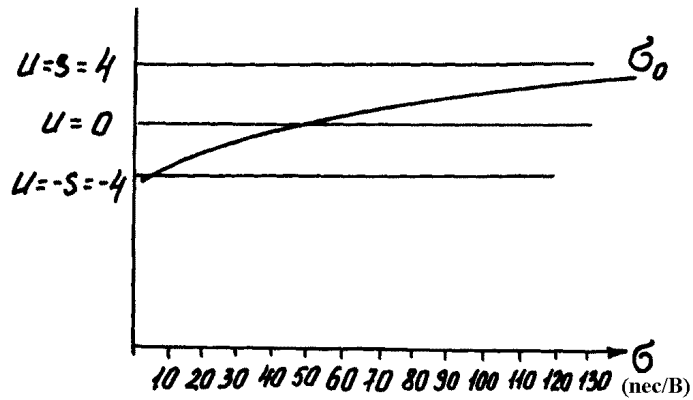


Рис. 9.4:

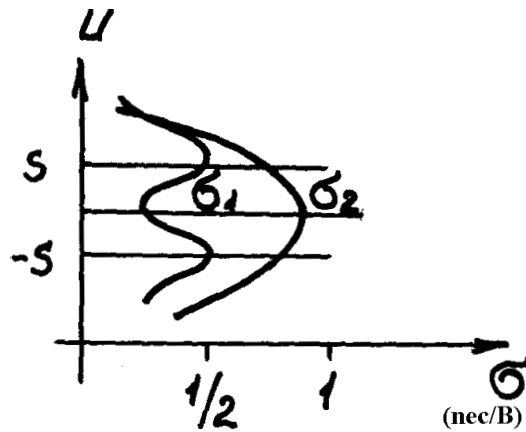


Рис. 9.5:

$$\sigma_2 = -\frac{sh2s}{ch2s + ch2u} = -\frac{1490}{1490 + ch2u} = -\frac{1}{1 + \frac{ch2u}{1490}}$$

и имеет максимум при  $u = 0$ ;  $\sigma_2 = -1$ . При  $u = \pm s$   $\sigma_2 = -1/2$ . Стало быть, на высотах  $z_0 \pm s \cdot H$   $\sigma_2$  имеет весьма широкий максимум, где она меняется в диапазоне от  $-1/2$  до  $-1$ , при бóльших  $u$   $\sigma_2$  быстро падает (рис. 9.5).

Итак, следует ожидать, что проводящим слоем в ионосфере является слой от 70 до 130 км. Более подробные расчеты, с учетом отклонения реальной атмосферы от барометрической и изотермической атмосферы, были выполнены в ряде работ.

Однако все расчеты относятся к удельной проводимости (на 1 пару электрон-ион). Для того, чтобы получить истинный ход проводимости с высотой,  $\sigma$  необходимо умножить на  $n_e(h)$ . Поскольку  $n_e(h)$  растет с высотой (в рассматриваемом диапазоне), полученная выше симметричная картина испортится: нижний максимум  $\sigma_1$  уменьшится, верхний — увеличится. Схематически картина будет такой: проводящий слой при этом лежит на высотах 95–130 км. Детально такие расчеты были выполнены многими авторами, наиболее подробно — в работах Чепмена, Маеда и др. Их результаты сводятся к следующему. В дневное время, когда в слое E, соответствующем максимуму  $\sigma_2$  и минимуму  $\sigma_1$ , плотность ионизации достаточно велика, в ионосфере в целом преобладает холловская проводимость. Но ночью, когда слой E исчезает и остается лишь слой F, где  $\sigma_2$  мала, преобладает уже педерсеновская проводимость, так что:

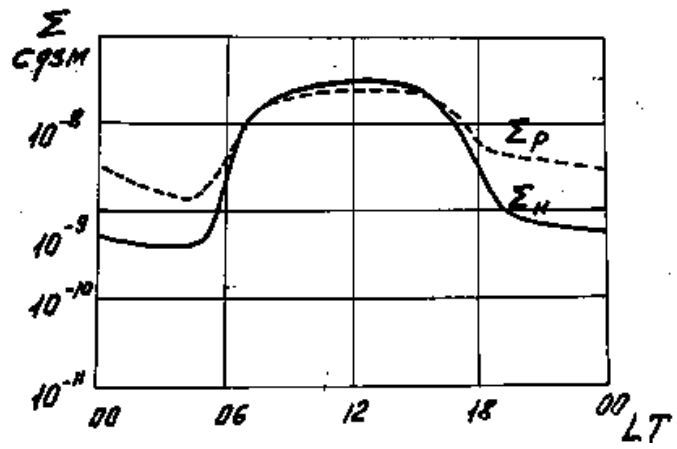


Рис. 9.6:

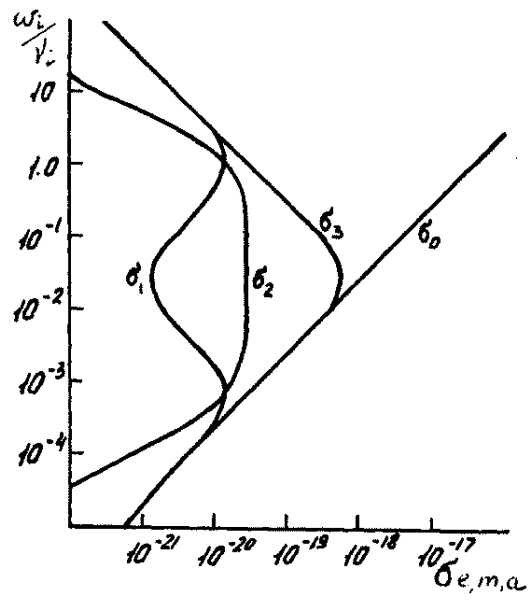


Рис. 9.7:

$$\begin{array}{ll} \text{ночью} & \Sigma_2 = 0,1\Sigma_1 \\ \text{днем} & \Sigma_2 \approx 2\Sigma_1 \end{array}$$

Соответствующий суточный ход интегральной проводимости ионосферы представлен по данным Маеда на рис. 9.6. Однако мы должны помнить, как мы видели на примере каулинговской проводимости, что реальная проводимость ионосферы существенно зависит еще и от наличия (или отсутствия) границ и неоднородностей ионизации. Эта зависимость вызвана тем, что на границах неоднородностей накапливаются заряды, создающие поля поляризации, которые существенно меняют первичное поле. Поэтому в дальнейшем при анализе проводимости в той или иной области мы каждый раз будем учитывать это обстоятельство. В частности, если воспользоваться классической формулой Каулинга:

$$\sigma_3 = \frac{\sigma_2^2}{\sigma_1}$$

то видно, что  $\sigma_3$  должна иметь максимум, где  $\sigma_2/\sigma_1 = \max$ . Это обстоятельство имеет место на  $h \approx 100$  км, где, в относительно узком слое, наблюдается резкий максимум  $\sigma_3$  (рис. 9.7).

## 10 РОЛЬ АМБИПОЛЯРНОЙ ДИФФУЗИИ В ФОРМИРОВАНИИ СЛОЯ F2

I. Изменение концентрации заряженных частиц в плазме определяется уравнениями неразрывности:

$$\begin{aligned}\frac{\partial n_i}{\partial t} + \operatorname{div}(n_i \mathbf{v}_i) &= q_i - l_i \\ \frac{\partial n_e}{\partial t} + \operatorname{div}(n_e \mathbf{v}_e) &= q_e - l_e\end{aligned}\quad (1)$$

Скорость частиц  $\mathbf{v}_{i,e}$  находится из уравнений движения:

$$\begin{aligned}m_i \frac{d\mathbf{v}_{ix}}{dt} &= -\frac{1}{n_i} \frac{\partial p_i}{\partial x} - \nu_i m_i (v_{ix} - v_{nx}) \\ m_e \frac{d\mathbf{v}_{ex}}{dt} &= -\frac{1}{n_e} \frac{\partial p_e}{\partial x} - \nu_e m_e (v_{ex} - v_{nx}) \\ p &= nkT\end{aligned}\quad (2)$$

Для простоты рассмотрим сначала весьма упрощенный случай:  $n_{i,e} \ll n$ ;  $v_n = 0$ ;  $T_i = \text{const}$ ;  $T_e = \text{const}$ .

Тогда из (2) имеем:

$$-\frac{1}{n_i} kT_i \frac{dn_i}{dx} - \nu_i m_i v_i = 0; \quad v_i = -\frac{kT_i}{n_i \nu_i m_i} \frac{dn_i}{dx}; \quad v_e = -\frac{kT_e}{n_e \nu_e m_e} \frac{dn_e}{dx}$$

Поток частиц:

$$G_{i,e} = v_{i,e} n_{i,e} = -\frac{kT_{i,e} n_{i,e}}{n_i \nu_i m_i} \frac{dn_i}{dx} = -D_{i,e} \frac{dn_{i,e}}{dx}\quad (3)$$

где

$$D_{i,e} = \frac{kT_{i,e}}{\nu_{i,e} m_{i,e}} \text{ — коэффициент диффузии}\quad (4)$$

Этот коэффициент связан с подвижностью частиц соотношением Эйнштейна:

$$\delta_{i,e} e \mathbf{E} - m_{i,e} \nu_{i,e} \mathbf{v}_{i,e} = 0\quad (5)$$

$$\mathbf{v}_{i,e} = \delta_{i,e} \frac{e}{m_{i,e} \nu_{i,e}} \mathbf{E}$$

$b_{i,e}$  — подвижность ионов

$$D_{i,e} = \frac{kT_{i,e}}{e} b_{i,e} \text{ — соотношение Эйнштейна}\quad (6)$$

II. Амбиполярная диффузия

Из соотношений (5) и (6) видно, что как подвижность частиц, так и коэффициент диффузии зависят от массы частицы, так что электроны должны диффундировать много быстрее, чем более тяжелые ионы. При этом должно происходить разделение зарядов, в конце концов приводящее к нарушению квазинейтральности плазмы, чего не может быть. Ионы и электроны должны диффундировать вместе; при этом результирующая скорость диффузии будет меньше электронной, но больше ионной (**амбиполярная диффузия**).

Найдем коэффициент амбиполярной диффузии:

$$\begin{aligned} \mathbf{v}_i &= -D_i \frac{\nabla n_i}{n_i} + b_i \mathbf{E} \\ \mathbf{v}_e &= -D_e \frac{\nabla n_e}{n_e} - b_e \mathbf{E} \end{aligned} \quad (7)$$

Разделим на  $b_{i,e}$ :

$$\begin{aligned} \frac{\mathbf{v}_i}{b_i} &= \frac{-D_i}{b_i} \frac{\nabla n_i}{n_i} + \mathbf{E} \\ \frac{\mathbf{v}_e}{b_e} &= \frac{-D_e}{b_e} \frac{\nabla n_e}{n_e} - \mathbf{E} \end{aligned}$$

В условиях квазинейтральности плазмы ( $n_i = n_e = n_p$ ) и одинаковой скорости диффузии ионов и электронов  $v_i = v_e = v_a$  имеем:

$$\frac{\mathbf{v}_a}{b_i} + \frac{\mathbf{v}_a}{b_e} = -\left(\frac{D_i}{b_i} + \frac{D_e}{b_e}\right) \frac{\nabla n_p}{n_p},$$

откуда

$$\mathbf{v}_a = -\frac{\frac{D_i}{b_i} + \frac{D_e}{b_e}}{\frac{1}{b_i} + \frac{1}{b_e}} \frac{\nabla n_p}{n_p} = -\frac{D_i b_e + D_e b_i}{(b_i + b_e) n_p} \nabla n_p$$

Поток частиц:

$$G_a = v_a \cdot n_p = -D_a \cdot \nabla n_p,$$

и

$$D_a = +\frac{D_i b_e + D_e b_i}{b_i + b_e} \text{ — коэффициент амбиполярной диффузии.} \quad (8)$$

Пусть  $T_i = T_e = T$

$$D_a = -\frac{\frac{kT}{m_i \nu_i} \cdot \frac{e}{m_e \nu_e} + \frac{kT}{m_e \nu_e} \frac{e}{m_i \nu_i}}{\frac{e}{m_i \nu_i} + \frac{e}{m_e \nu_e}} = -\frac{e}{m_e \nu_e} \left( \frac{kT}{m_i \nu_i} + \frac{kT}{m_i \nu_i} \right) = 2D_i \ll D_e.$$



### III. Амбиполярная диффузия в ионосфере

Рассмотрим движение частиц в ионосфере в присутствии силы тяжести; в стационарном случае действительны уравнения (2), при учете силы тяжести принимающие вид:

$$\begin{aligned} 0 &= -\frac{kT}{n_i} \frac{dn_i}{dz} + eE - m_i g - m_i \nu_i v_i \\ 0 &= -\frac{kT}{n_e} \frac{dn_e}{dz} - eE - m_e g - m_e \nu_e v_e \end{aligned} \quad (9)$$

Сложим эти уравнения, учитывая, что  $n_i = n_e = n_p$ ;  $v_i = v_e = v_a$

$$-\frac{2kT}{n_p} \frac{dn_p}{dz} - m_i g - m_e g - m_i \nu_i v_a - m_e \nu_e v_a = 0$$

откуда

$$v_a = -\frac{1}{m_i \nu_i} \left( \frac{2kT}{n_p} \frac{dn_p}{dz} + m_i g \right) \quad (10)$$

Из (10) видно, что когда плотность плазмы распределена по барометрическому закону  $n = n_0 e^{-\frac{m_i g z}{2kT}}$ ,  $v_a = 0$  и диффузионный поток отсутствует,

$$G = n_p v_a = -D_a \left( \frac{dn_e}{dz} + \frac{m_i g}{2kT} n_e \right) \quad (10a)$$

а) Нижняя часть слоя F2; здесь диффузионный член пренебрежимо мал, и

$$\frac{\partial n}{\partial t} = q - l.$$

В условиях фотохимического равновесия

$$\left( \frac{\partial n}{\partial t} = 0 \right), \quad q = l = \beta n \quad (14)$$

Рассмотрим простейший случай атмосферы, состоящей из атомарного и молекулярного кислорода. Ионизация атмосферы определяется в основном ионизацией более распространенного элемента: атомарного кислорода; поэтому примем

$$q = q_0 e^{-\frac{h-h_0}{H_0}} \quad (15)$$

где  $H_0$  — шкала высот для атомарного кислорода.

Линейный коэффициент рекомбинации пропорционален концентрации молекулярного кислорода; поэтому

$$\beta = \beta_0 e^{-\frac{h-h_0}{H/2}} = \beta_0 e^{-\frac{2(h-h_0)}{H}} \quad (16)$$

Соответственно

$$n_e = q/\beta = \frac{q_0}{\beta_0} e^{\frac{h-h_0}{H}} \quad (17)$$

Таким образом, концентрация заряженных частиц растет с высотой. Однако этот рост наблюдается не до бесконечности, а лишь до тех пор, пока не "включится" диффузия.

Действительно,  $n_e$ , описываемое (17), не соответствует барометрическому закону и, стало быть, должен возникнуть диффузионный поток. В частности, в области максимума ионизации ( $\frac{dn}{dz} = 0$ ) из (10а) следует:

$$G = -D_a \left( \frac{dn}{dz} + \frac{m_i g}{2kT} n \right) = -D_a \frac{m_i g}{2kT} n = 10^9 \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$$

поток направлен вниз

(в слое E тоже есть максимум  $n_e$ , но там  $D_a \rightarrow 0$ , и  $G \rightarrow 0$ .)

Обратимся вновь к нестационарному случаю (уравнение (1)):

$$\left( \frac{\partial n}{\partial t} \right) = -\text{div } G = \frac{d}{dz} \left[ D_a \left( \frac{dn}{dz} + \frac{m_i g}{2kT} n \right) \right] \quad (11)$$

$D_a$  зависит от частоты столкновений и, соответственно, от высоты; для простоты будем полагать, что  $D = D_0 e^{z/H}$

$$\frac{dD_a}{dz} = \frac{D_a}{H}, \quad \text{где } H = \left( \frac{m_i g}{kT} \right)^{-1} \quad (12)$$

и

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial n}{\partial t} \right) &= \frac{D_a}{H} \left( \frac{dn}{dz} + \frac{m_i g}{2kT} n \right) + D_a \left( \frac{d^2 n}{dz^2} + \frac{m_i g}{2kT} \frac{dn}{dz} \right) = \\ &= D_a \left( \frac{d^2 n}{dz^2} + \left( \frac{1}{2H} + \frac{1}{H} \right) \frac{dn}{dz} + \frac{1}{2H^2} n \right) = D_a \left( \frac{d^2 n}{dz^2} + \frac{3}{2H} \frac{dn}{dz} + \frac{1}{2H^2} n \right) \end{aligned}$$

С учетом ионизации и потерь частиц, уравнение (1) можно записать в виде

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = D_a \left( \frac{d^2 n_p}{dz^2} + \frac{3}{2H} \frac{dn_p}{dz} + \frac{1}{2H^2} n \right) + q - l \quad (13)$$

Применим уравнение (13) к условиям в ионосфере.

Итак, в максимуме слоя F2 и выше имеет место диффузионный поток. Поэтому вернемся к уравнению (13).

На больших высотах  $[O] \gg [O_2]$ ; и  $q \gg l$ . В этом случае в условиях равновесия ( $\partial n / \partial t = 0$ ), (13) принимает вид:

$$q + D_a \left( \frac{d^2 n_p}{dz^2} + \frac{3}{2H} \frac{dn_e}{dz} + \frac{1}{2H^2} n \right) = 0$$

В ночные часы  $q = 0$ , и равновесный профиль обеспечивается балансом диффузии вверх и падением частиц вниз

$$q = 0; \quad \frac{d^2 n}{dz^2} + \frac{3}{2H} \frac{dn}{dz} + \frac{1}{2H^2} n = 0 \quad (18)$$

Общее решение этого уравнения имеет вид:

$$n = B e^{-z/2H} + C e^{-z/H} \quad (19)$$

Константы интегрирования находятся из граничных условий:

$$n|_{z=z_0} = 0$$

(20)

$$G|_{z \rightarrow \infty} \rightarrow G_{\infty}$$

Сдвинем оси так, чтобы

$$n = B e^{-\frac{z-z_0}{2H}} + C e^{-\frac{z-z_0}{H}} = B e^{-\zeta/2H} + C e^{-\zeta/H} \quad (19a)$$

Подставляя (19a) в (20), получаем:

$$0 = B + C; \quad B = -C$$

$$\begin{aligned} G|_{\zeta \rightarrow \infty} &= -D_a \left( \frac{dn}{dz} + \frac{n}{2H} \right)_{\zeta \rightarrow \infty} = \\ &= -D_a \left( -\frac{B}{2H} e^{-\zeta/2H} - \frac{C}{H} e^{-\zeta/H} + \frac{B}{2H} e^{-\zeta/2H} + \frac{C}{2H} e^{-\zeta/H} \right)_{\infty} = -D_a \left( -\frac{C}{H} e^{-\zeta/H} + \frac{C}{2H} e^{-\zeta/H} \right) \quad (21) \\ e^{-\zeta/2H}|_{\zeta \rightarrow \infty} &\rightarrow 0, \text{ но } D_a \rightarrow \infty. \text{ Действительно, } D_a = 2D_i = \frac{2kT}{\nu_i m_i} \rightarrow \infty; \quad D = D_0 e^{\zeta/H}. \end{aligned}$$

$$G_{\infty} = D_0 e^{\zeta/H} \left( \frac{C}{2H} e^{-\zeta/H} \right); \quad C = \frac{2HG_{\infty}}{D_0}$$

Окончательно:

$$n = \frac{2HG_{\infty}}{D_0} (e^{-\zeta/H} - e^{-\zeta/2H}) \quad (22)$$

В выражении (22)  $(e^{-\zeta/H} - e^{-\zeta/2H}) < 0$ , и положительная величина  $n$  может быть получена только при  $G_{\infty} < 0$ , т.е. поток плазмы должен быть направлен вниз.

При этом распределение  $n$  с высотой имеет вид:

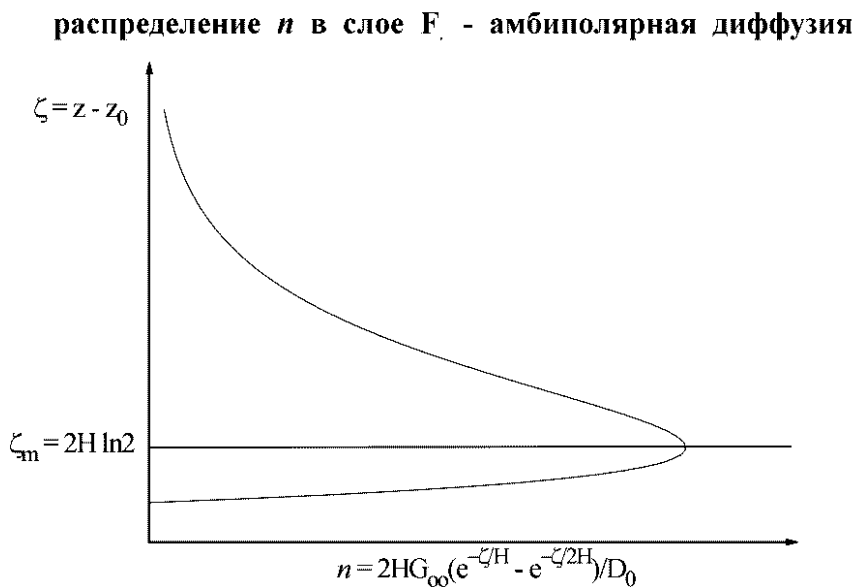


Рис. 10.1:

Высота максимума  $n$  находится из (22):

$$\frac{dn}{d\zeta} = \frac{2HG_{\infty}}{D_0} \left( -\frac{1}{H}e^{-\zeta/H} + \frac{1}{2H}e^{-\zeta/2H} \right) = 0$$

$$\frac{e^{-\zeta/2H}}{H} \left( -e^{-\zeta/2H} + \frac{1}{2} \right) = 0$$

$$e^{-\zeta_m/2H} = \frac{1}{2}$$

$$-\zeta_m/2H = -\ln 2$$

$$\zeta_m = 2H \ln 2$$

В дневных условиях  $q \neq 0$ , и для достижения равновесия необходимо учесть рекомбинацию. В результате получается:

$$B_c = -2a q_0 H$$

$$a = 0,47$$