

СПОКОЙНОЕ
СОЛНЦЕ



Э. ГИБСОН



Э. ГИБСОН

СПОКОЙНОЕ
СОЛНЦЕ



EDWARD G. GIBSON
*Manned Spacecraft Center
Houston, Texas*

THE QUIET SUN

*Scientific and Technical Information Office
National Aeronautics and Space Administration
Washington
1973*

Э. ГИБСОН

СПОКОЙНОЕ
СОЛНЦЕ

*Перевод с английского
Н. Б. Егоровой*

*Под редакцией
Э. В. Кононовича*

ИЗДАТЕЛЬСТВО «МИР»

Москва 1977

Книга написана ученым-астронавтом Эдвардом Гибсоном, совершившим длительный полет на американской орбитальной станции «Скайлэб». Она посвящена «спокойному» Солнцу — Солнцу, которое определяет привычные нам температуру и давление атмосферы и нормальный ход атмосферных процессов. Автор знакомит читателя со строением Солнца и протекающими на нем процессами. Книга превосходно иллюстрирована, в частности, внеатмосферными снимками Солнца.

Книга рассчитана на широкий круг читателей, интересующихся успехами современной науки. В то же время она представит интерес и для специалиста, который найдет здесь много уникального материала. Она может служить прекрасным учебным пособием к курсам астрономии и астрофизики в университетах и педагогических институтах.

Редакция космических исследований, астрономии и геофизики



ОТ РЕДАКТОРА ПЕРЕВОДА

Подавляющая часть вещества в известной нам области Вселенной сконцентрирована в звездах. В нашей Галактике более ста миллиардов этих гигантских шаров, удаленных от нас на расстояния, измеряемые десятками и сотнями триллионов километров, так что даже самые крупные из них кажутся нам лишь мерцающими точками. И только одна звезда, весьма типичная, настолько близка, что дает астрономам уникальную возможность детального исследования природы и структуры ее внешних слоев и множества периодически возникающих в них замечательных явлений.

Эта звезда — наше Солнце. Серьезное изучение его физической природы началось еще в первом десятилетии XVII в., когда Галилей предвосхитил результаты многих дальнейших исследований. В течение последующих почти четырех столетий накопился огромный фактический материал, и тем не менее Солнце не перестает удивлять ученых и волновать умы людей.

В прошлом Солнце неизменно способствовало началу многих фундаментальных исследований и созданию важных научных методов. Теории внутреннего строения звезд и звездных атмосфер, методы спектроскопии и спектрофотометрии, физика плазмы и магнитогидродинамика, многие разделы геофизики и других наук в большой степени обязаны своим развитием солнечным исследованиям.

В XX в. эта роль Солнца нисколько не ослабла. Напротив, проблемы, для решения которых привлекается гелиофизика, стали острее и приобрели более общий характер. Важнейшие следствия общей теории относительности, допускающие экспериментальную проверку, прямо или косвенно связаны с очень тонкими наблюдениями Солнца. Развернувшаяся в последнее десятилетие дискуссия о возможной сплюснутости Солнца на величину $5 \cdot 10^{-5}$ его радиуса, наблюдавшейся Дикке и его сотрудниками по Принстонскому университету, ярко продемонстрировала, к каким важным последствиям вплоть до пересмотра фундаментальных представлений современной физики

могут привести прецизионные наблюдения Солнца. В настоящее время внимание к сенсационной проблеме солнечного сжатия несколько ослабело, так как новейшие наблюдения не подтвердили величины сжатия, о которой сообщал Дикке. Зато в центре внимания сейчас находятся два также весьма тонких солнечных эксперимента: один из них ведется уже второе десятилетие и заключается в попытке зарегистрировать поток солнечных нейтрино; другой осуществлен совсем недавно и привел к обнаружению механических колебаний Солнца. Поразительно, что результаты обоих экспериментов можно интерпретировать как аргументы против общепринятых представлений о внутреннем строении Солнца. Является ли это совпадение случайным или мы действительно на пороге отказа либо от сложившихся представлений об источниках звездной энергии, либо от существующих данных о свойствах нейтрино, покажет, будем надеяться, ближайшее будущее.

Разумеется, этим никак не исчерпывается перечень крупных научных и прикладных проблем, решение которых так или иначе связано с Солнцем. Каков механизм сложного комплекса воздействий Солнца на нашу Землю и на все многообразие происходящих на ней явлений? Каков характер и относительная роль тех процессов, которые обеспечивают удивительно своеобразный ритм активности нашего дневного светила? Какие новые методы помогут нам проникнуть в ненаблюдаемые слои Солнца, выяснить действительное его строение? Каков детальный механизм того сложнейшего процесса взаимосвязанных явлений, который мы называем солнечной активностью?

Актуальность и большое прикладное значение перечисленных проблем стимулировали все расширяющиеся исследования Солнца посредством космических аппаратов. Уже первые зондирующие ракеты несли на борту приборы для изучения коротковолнового солнечного излучения, недоступного для наблюдений с земли. Теперь же для изучения Солнца широко используются как автоматические солнечные обсерватории, так и обитаемые космические корабли — и советские, и американские.

Впервые долговременная орбитальная станция была выведена на орбиту в Советском Союзе в 1971 г. Эксперименты, начатые на станции «Салют», завершились успешной работой экипажей станций «Салют-3» и «Салют-4». Почти одновременно, в 1973 г., наши американские коллеги осуществили программу работы на орбитальной станции «Скайлэб», в составе третьего, последнего экипажа которой находился автор данной книги — Эдвард Гибсон.

«Скайлэб» был оснащен комплектом астрономических инструментов и приборов, в первую очередь предназначенных для исследования коротковолнового излучения солнечной короны и

хромосферы. Особенно эффективным оказался рентгеновский спектрогелиограф, питавшийся рентгеновским телескопом, зеркало которого, изготовленное из плавленного кварца, имело площадь 42 см^2 и фокусное расстояние 213 см. Фильтрами из металлической фольги выделялись области спектра от 3,5 до 60 Å. На лучших снимках достигнуто пространственное разрешение $2''$, что делает их сравнимыми по качеству с обычными спектрогелиограммами Солнца, получаемыми, например, в линиях ионизованного кальция или водорода. Три экипажа «Скайлэба» доставили на Землю тысячи рентгеновских снимков солнечной короны и множество других материалов, на полное изучение которых уйдет немало лет.

Однако даже предварительные результаты свидетельствуют о том, что снимки, полученные на «Скайлэбе», зафиксировали много нового. Рентгеновская корона выглядит крайне неоднородным образованием с сильно развитой тонкой структурой. Яркие источники и крупномасштабные волокнистые образования покрывают большую часть солнечного диска и во многих местах продолжают за его пределы. Усиление рентгеновского излучения наблюдается не только над активными областями, но порой и там, где по наблюдениям в видимой области атмосфера Солнца спокойна. Источники коронального излучения оказались тесно связанными с картиной распределения магнитных полей в фотосфере. Эта связь подтверждается еще и тем, что большинство корональных структур имеет вид замкнутых петель, основания которых лежат в хромосфере, так что большая часть горячего вещества короны, по-видимому, заключена в силовых трубках магнитного поля. В некоторых местах, где геометрия магнитного поля имеет открытый характер, обнаружены области, в которых рентгеновское излучение почти отсутствует. Эти новые структурные образования получили название «корональных дыр». Не меньший интерес представляют яркие компактные точки в короне, а также быстро развивающиеся слабые вспышки рентгеновского излучения. Данные обо всех этих вновь открытых образованиях носят пока предварительный характер, но уже сейчас они дают пищу для размышлений теоретикам и повод для развития новых методов обработки информации для экспериментаторов.

Из сказанного ясно, насколько широк стал ныне круг лиц, интересующихся Солнцем или привлеченных к его исследованиям. Тем более настоятельной стала потребность в книгах о Солнце, в которых отразился бы как новый подход к его изучению, так и интересы нового круга читателей. Именно такова, по нашему мнению, книга Э. Гибсона.

Книга не случайно называется «Спокойное Солнце». Хотя автор не мог обойти молчанием проблемы солнечной активно-

сти, он, сознавая, что нельзя объять необъятное, ставит перед собой наиболее актуальную в настоящее время задачу: как можно глубже понять и как можно ярче изобразить, что собой представляет Солнце в своем наиболее простом состоянии, когда на нем нет ни пятен, ни факелов, ни протуберанцев, ни вспышек. В настоящее время даже в рамках такой ограниченной постановки задачи еще не наступил тот этап, когда решение проблем перестает увеличивать их число. Именно в разумном проявлении чувства меры секрет успеха книги. Очень важно также то, что она написана талантливым человеком, овладевшим сначала двумя профессиями: физика, который с позиций своей науки заинтересовался Солнцем, и космонавта, для которого Солнце было предметом исследований в чрезвычайно необычной обстановке. Теперь физика Солнца — третья его специальность!

Э. Кононович

Декабрь 1976 г.

ПРЕДИСЛОВИЕ К АМЕРИКАНСКОМУ ИЗДАНИЮ

Открытие Эдлена, установившего в 1942 г., что солнечная корона имеет очень высокую температуру, оживило физику Солнца — поставило перед ней новые фундаментальные проблемы и дало толчок развитию новых теоретических методов и новой техники наблюдений, необходимых для решения этих проблем. Самой важной из неразгаданных тайн, окружающих спокойное Солнце, все еще остается причина, вызывающая резкое возрастание температуры солнечного вещества от 4500 К в фотосфере до 2 000 000 К в короне без нарушения первого закона термодинамики. Если сейчас мы недалеки от решения этой головоломки, а я подозреваю, что это так, то главным образом потому, что теоретикам стали доступны результаты измерений, выполненных во всех 36 октавах солнечного спектра, от гамма-лучей до длинных радиоволн, — измерений, проводившихся солнечными инструментами с поверхности Земли, с шаров-зондов, с ракет и с орбитальных солнечных обсерваторий.

Это наступление на проблемы спокойного Солнца, предпринятое одновременно во всех диапазонах длин волн, достигнет своей кульминации весной и летом 1973 г., когда астрономы-солнечники на обсерваториях, расположенных в разных местах земного шара, и экспериментаторы на космическом корабле «Скайлэб» объединятся для выполнения скоординированной программы наблюдений, направленной на решение проблемы нагревания короны и многих других вопросов.

Одним из основных действующих лиц этого беспрецедентного события в международном научном сотрудничестве является автор данной книги Эдвард Дж. Гибсон, который вместе с семью другими астронавтами был отобран для полета на космическом корабле «Скайлэб». При подготовке к полету астронавты усиленно занимались теорией и тренировались, с тем чтобы составить ясное представление о научных задачах своей миссии, подготовиться к работе со сложными бортовыми приборами и к сознательному выполнению трудной программы наблюдений Солнца. Очевидно, что для такой подготовки необходим

современный, доведенный до уровня науки наших дней учебник по физике Солнца. Такой книги не существовало, и д-р Гибсон решил написать ее сам. Эта книга написана с точки зрения физика, пытающегося понять и истолковать данные наблюдений Солнца в рамках теоретической физики. Такая направленность в сочетании с первоначальным назначением книги делает ее уникальным и ценным вкладом в литературу по физике Солнца и превосходным учебником для студентов и аспирантов.

Эта книга свидетельствует о серьезности и преданности, с которыми д-р Гибсон и его товарищи-астронавты относятся к научным задачам полета на «Скайлэбе». Как один из тех, кто разрабатывал программу наблюдений на «Скайлэбе», я пользуюсь случаем выразить им свою благодарность, признание их высоких заслуг и пожелать больших успехов в их опасном предприятии.

Лео Голдберг

Директор Национальной обсерватории Китт-Пик

1972 г.

ОТ АВТОРА

Наиболее приятной стороной работы над этой книгой были поддержка и полезные советы, которые я получал от многих астрофизиков. Я особенно благодарен Г. Эртелю, который дал очень ценный, многое прояснивший отзыв о первоначальном варианте всей рукописи, и Р. Г. Атею, подробные комментарии которого к той части книги, где описываются свойства солнечного излучения, внесли существенный вклад в мою работу. Я очень обязан также тем, кто тщательно просмотрел отдельные разделы: Дж. Эдди (описание строения Солнца и протекающих в нем процессов), Э. Фразье (поля упорядоченных скоростей), И. Ибену (внутреннее строение Солнца) и Дж. Джеффрису (отсутствие локального термодинамического равновесия). Я благодарю также тех, кто любезно прокомментировал изложение отдельных вопросов: А. Кларка мл., А. Десслера, Ф. Дёбнера, О. Гарриотта, Ф. Оррала, С. Смит, Дж. Томаса, О. Уайта и Дж. Уизбро. Самую глубокую благодарность я приношу Л. Голдбергу за его предисловие к этой книге и постоянную горячую поддержку.

ОБОЗНАЧЕНИЯ

- A — площадь
- $A(r)$ — функция потемнения к краю диска
- A_{rs} — вероятность спонтанного сопровождающегося излучением перехода из состояния r в состояние s , рассчитанная на один атом или ион
- $A_{\infty 1}^s$ — вероятность фоторекомбинации из ионизованного состояния на основной уровень для иона в s -й стадии ионизации, рассчитанная на один ион и один электрон
- a — ускорение
- a, b — параметры, характеризующие сжатие короны
- a_0 — радиус первой боровской орбиты
- \mathbf{B}, B — напряженность магнитного поля
- $B(r)$ — функция потемнения к краю
- B_{\odot} — полная яркость Солнца
- \mathbf{B}_t — магнитное поле падающей электромагнитной волны
- B_r, B_{φ} — составляющие магнитного поля в радиальном и азимутальном направлениях соответственно
- \mathbf{B}_s — магнитное поле рассеянной электромагнитной волны
- B_{λ} — функция Планка (на единичный интервал длин волн)
- B_{ν} — функция Планка (на единичный интервал частот)
- C — постоянная
- $\text{Ca } H$ — линия H однократно ионизованного кальция, λ 3968 Å
- $\text{Ca } K$ — линия K однократно ионизованного кальция, λ 3934 Å

- CF — множитель, учитывающий личные особенности наблюдателя
 $C(\Delta t)$ — временная корреляционная функция для поля солнечных скоростей
 C_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении
 C_{rs} — вероятность перехода из состояния r в состояние s вследствие столкновений, рассчитанная на один атом (или ион) и один электрон
 C_v — удельная теплоемкость при постоянном объеме
 $C_{1\infty}^s$ — вероятность перехода из основного состояния в ионизованное для иона в s -й стадии ионизации, рассчитанная на один ион и один электрон
 c — скорость света в вакууме
 D_e — средний экваториальный диаметр изофоты короны
 D_p — средний полярный диаметр изофоты короны
 E — интенсивность излучающей короны
 E_i — электрическое поле падающей электромагнитной волны
 E_s — энергия состояния s
 E_s — электрическое поле рассеянной электромагнитной волны
 e — заряд электрона
 e_r — единичный вектор, направленный перпендикулярно к краю солнечного диска наружу
 e_t — единичный вектор, направленный по касательной к краю солнечного диска против часовой стрелки
 e_ϕ — единичный вектор в азимутальном направлении
 F — интенсивность короны F
 F_m — магнитная сила на единицу объема
 f — сила осциллятора (гл. 4)
 f — частота радиоизлучения (гл. 6)
 f — последующее пятно (гл. 2)
 f_m — гирочастота
 f_p — собственная частота плазмы
 G — постоянная всемирного тяготения
 g — сила тяготения на единицу массы
 g_s — статистический вес состояния s

- g_{\odot} — сила тяготения Солнца на единицу массы при $r = R_{\odot}$
 H — шкала высот атмосферы
 H — водород
 $H\alpha$ — линия α бальмеровской серии водорода, λ 6563 Å
 $H\beta$ — линия β бальмеровской серии водорода, λ 4861 Å
 h — постоянная Планка
 h — высота в солнечной атмосфере, отсчитываемая от уровня, где $\tau_{5000 \text{ Å}} = 1$
 I — сила электрического тока
 \bar{I} — интенсивность, осредненная по всем длинам волн
 IS — число отдельных пятен
 I_{λ}, I_{λ} — интенсивность на длине волны λ
 I_{λ}^0 — начальное значение I_{λ}
 J — полное азимутальное квантовое число
 \mathbf{J} — плотность электрического тока
 \bar{J} — интенсивность, осредненная по всем длинам волн и направлениям
 $\langle J \rangle$ — J_{λ} , осредненная по профилю линии поглощения
 J_{λ} — интенсивность, осредненная по всем направлениям
 j_{λ} — скорость излучения энергии единицей массы в единицу телесного угла в единичном интервале длин волн
 j_{λ}^c — j_{λ} в непрерывном спектре рядом с линией
 j_{λ}^l — j_{λ} в линии
 K — интенсивность излучения короны K
 K_r — интенсивность излучения короны K , поляризованного в радиальном направлении
 K_t — интенсивность излучения короны K , поляризованного в тангенциальном направлении
 K_{λ} — интенсивность излучения короны K на длине волны λ
 K_{λ}^c — K_{λ} в непрерывном спектре рядом с линией

- K_{λ}^l — K_{λ} в линии
 k — постоянная Больцмана
 L — характерная длина
 $L(r)$ — светимость на расстоянии r от центра Солнца
 L_{\odot} — полная светимость Солнца
 l — азимутальное квантовое число
 l_c — отношение интенсивности в центре линии к интенсивности континуума в излучении короны
 l_p — отношение интенсивности в центре линии к интенсивности континуума в излучении фотосферы
 L_{α} — линия Лайман α , λ 1216 Å
 L_{β} — линия Лайман β , λ 1026 Å
 M — масса солнечного вещества внутри сферы с радиусом r
 M_j — полное магнитное квантовое число
 M_{\odot} — масса Солнца
 m — магнитное квантовое число
 m — масса частицы (разд. 4.6)
 m_e — масса электрона
 m_H — масса атома водорода
 m_s — проекция s на произвольно выбранное направление
 m_l — проекция l на произвольно выбранное направление
 N — концентрация частиц
 N — число атомов в столбе единичного сечения вдоль луча зрения
 NG — число групп солнечных пятен
 N_e — концентрация электронов
 N_H — концентрация атомов водорода
 N_i — концентрация ионов
 N_j — концентрация атомов или ионов в состоянии j (j — целое число)
 N_s — концентрация атомов, у которых оторвано по s электронов
 n — главное квантовое число
 \mathbf{n} — единичный вектор, направленный по нормали к поверхности
 $n_r, n_{\theta}, n_{\varphi}$ — квантовые числа, соответствующие r, θ и φ
 P_g — период гравитационной волны
 $P_r, P_{\theta}, P_{\varphi}$ — составляющие момента количества движения, соответствующие r, θ и φ

- p — давление
 p — предшествующее пятно (гл. 2)
 p_c — давление в центре Солнца
 p_d — динамическое давление газа
 p_m — магнитное давление
 Q_{tu} — эффективное сечение для столкновений атома с электроном
 R — проекция радиуса
 R_m — магнитное число Рейнольдса
 R_{rs} — вероятность перехода из состояния r в состояние s вследствие поглощения излучения, рассчитанная на один атом или ион
 R_{\odot} — радиус Солнца
 r — радиус
 \mathbf{r} — позиционный радиус-вектор
 r' — переменная интегрирования
 S_{λ} — функция источника для излучения
 s — расстояние
 T — температура
 T_b — яркостная температура
 T_c — температура в центре Солнца
 T_d — T_b , осредненная по диску Солнца
 T_e — электронная температура
 T_{ef} — эффективная температура
 T^* — температура излучения в отсутствие локального термодинамического равновесия
 t — время
 UT — всемирное время
 u_s — функция по состояниям для s -й стадии ионизации
 u, v, w — проекции скорости на оси декартовой системы координат
 V — скорость
 V — макроскопическая скорость
 V_A — альвеновская скорость
 V_F — скорость ускоренной волны
 V_0 — начальная скорость
 V_s — скорость звука
 V_S — скорость замедленной волны
 V_w — скорость вещества в фронте волны
 V^{rms} — среднеквадратическое значение скорости
 V_t — турбулентная скорость
 W — эквивалентная ширина

- X — доля водорода по массе
 X_{CN} — доля углерода и азота по массе
 x, y, z — декартовы координаты
 Y — доля гелия по массе
 Z — доля тяжелых элементов по массе
 z — положительный заряд ядра
 ZS — цюрихское число солнечных пятен
 α — угол между направлениями электрического вектора падающей и рассеянной электромагнитной волны
 β_λ — величина, обратная шкале высот
 Γ — постоянная в граничном условии, задающем давление и температуру на поверхности Солнца
 γ — отношение C_p к C_v
 $\Delta\lambda_D$ — доплеровская ширина линии
 $\Delta\lambda_M$ — зеемановское расщепление линии
 $\Delta\lambda_N$ — естественная ширина линии
 δ — относительное смещение магнитного поля и вещества
 ϵ — скорость генерации энергии на единицу массы (гл. 3)
 ϵ — сжатие короны (гл. 6)
 ϵ_{CC} — скорость генерации энергии на единицу массы в углеродном цикле
 ϵ_M — энергия взаимодействия магнитного момента с магнитным полем
 ϵ_{pp} — скорость генерации энергии на единицу массы в протон-протонном цикле
 η — смещение электрона из начального положения
 η_λ — отношение $K_\lambda^l / K_\lambda^c$
 θ — угол с полярной осью
 κ — коэффициент поглощения
 $\bar{\kappa}$ — коэффициент поглощения, осредненный по потоку излучения
 κ_r — коэффициент поглощения на единицу длины
 κ_λ — коэффициент поглощения на длине волны λ
 L — длина горизонтальной волны (колебания солнечной атмосферы)
 λ — длина волны
 λ_0 — длина волны в центре линии

- λ_p — длина волны, соответствующая собственной частоте плазмы
 μ — показатель преломления (гл. 6)
 μ — средний молекулярный вес
 μ — магнитный момент
 μ_0 — магнитная проницаемость вакуума
 μ_x — средний атомный вес полностью ионизованного водорода
 μ_y — средний атомный вес полностью ионизованного гелия
 μ_z — средний атомный вес полностью ионизованной смеси тяжелых элементов
 ν — частота
 ξ — R/R_\odot
 ρ — плотность
 ρ — вектор, направленный из рассеивающей точки к наблюдателю
 ρ_c — плотность в центре Солнца
 $\sum K_p$ — индекс, характеризующий геомагнитную активность
 σ — постоянная Стефана — Больцмана
 σ — электропроводность (гл. 5)
 σ_1, σ_2, π — зеемановские составляющие линии, расщепленной магнитным полем
 σ_T — томсоновское эффективное сечение для рассеяния электронами
 τ_λ — оптическая глубина на длине волны λ
 τ° — начальное значение τ
 φ — азимутальный угол
 χ_s — потенциал иона на s -й стадии ионизации
 Ψ — мощность, рассеиваемая в один стерадиан
 Ω — момент количества движения, уносимый единицей массы солнечного ветра
 ω — круговая частота
 ω — скорость вращения Солнца
 ω — направление
 ω_c — критическая частота

Нижние индексы:

- ад — адиабатический
 ат — атмосферный

0 — начальное значение
луч — лучистый

Верхние индексы:

c — относящийся к непрерывному спектру рядом с линией
 l — относящийся к линии
 $^{\circ}$ — начальное значение

Физические постоянные

Радиус первой борховской орбиты:

$$a_0 = \epsilon_0 \hbar^2 / \pi m_e e^2 = 0,529172 \text{ \AA} = 5,29172 \cdot 10^{-9} \text{ см}$$

Скорость света:

$$c = 2,997930 \cdot 10^{10} \text{ см/с}$$

Заряд электрона:

$$e = 1,60206 \cdot 10^{-19} \text{ кулона}$$

Постоянная Планка:

$$\hbar = 4,1354 \cdot 10^{-15} \text{ эВ} \cdot \text{с} = 6,62517 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{с}$$

Постоянная Больцмана:

$$k = 8,6164 \cdot 10^{-5} \text{ эВ/К} = 1,38044 \cdot 10^{-16} \text{ эрг/К}$$

Масса покоя электрона:

$$m_e = 0,510976 \text{ МэВ} = 9,1083 \cdot 10^{-28} \text{ г}$$

Масса покоя протона:

$$m_p = 938,211 \text{ МэВ} = 1,67239 \cdot 10^{-24} \text{ г}$$

Отношение массы протона к массе электрона:

$$m_p/m_e = 1836,12$$

Диэлектрическая проницаемость вакуума:

$$\epsilon_0 = 8,85434 \cdot 10^{-14} \text{ кулон/см} \cdot \text{В}$$

Комптоновская длина волны электрона:

$$\lambda_c = \hbar/m_e c = 2,42626 \cdot 10^{-10} \text{ см}$$

Магнитная проницаемость вакуума:

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-9} \text{ В} \cdot \text{с/А} \cdot \text{см}$$

Постоянная закона смещения Вина:

$$(\lambda T)_{\max} = 0,289782 \text{ см} \cdot \text{К}$$

Свойства Солнца

Расстояние от Земли:

$$1 \text{ астрономическая единица (а. е.)} = 1,496 \cdot 10^{13} \text{ см} \Rightarrow \\ = 214,94 R_{\odot}$$

Ускорение силы тяготения на поверхности:

$$g_{\odot} = 2,74 \cdot 10^4 \text{ см/с}^2$$

Светимость:

$$L_{\odot} = 3,86 \cdot 10^{33} \text{ эрг/с}$$

Масса:

$$M_{\odot} = 1,991 \cdot 10^{33} \text{ г}$$

Радиус:

$$R_{\odot} = 6,960 \cdot 10^{10} \text{ см} = 0,6960 \cdot 10^6 \text{ км} = 109 \text{ радиусов Земли}$$

ИЗУЧЕНИЕ СОЛНЦА: ПОЧЕМУ, ЧТО И КАК

1.1. ПОЧЕМУ МЫ ИЗУЧАЕМ СОЛНЦЕ?

Солнечная энергия поддерживает жизнь всех известных нам организмов. Солнце поставляет практически все тепло и весь свет, получаемые нашей планетой. Оно было и остается основной движущей силой нашей собственной эволюции. Сознание физической зависимости от солнечной энергии пробуждает в нас интерес к природе источника этой энергии. Однако стремление понять Солнце определяется не только любознательностью. Успехи в изучении структуры Солнца и природы его динамики имеют существенное значение для многих областей науки.

Солнце — звезда, но совершенно особенная для нас благодаря своей близости к Земле. Солнце ничем не отличается от множества далеких звезд, просто мы находимся достаточно близко к нему, чтобы наблюдать подробности его физического устройства. Поэтому теории строения и эволюции звезд разрабатываются со ссылками на Солнце и проверяются по нему. При изучении Солнца и звезд приходится исследовать как очень мелкомасштабные (микроскопические), так и очень крупномасштабные (макроскопические) процессы. В этом смысле мы используем Солнце как гигантскую астрофизическую лабораторию. Температуры и плотности звездного вещества в сочетании с весьма большими характерными размерами складываются в условия, очень далекие от возможностей земных лабораторий. Благодаря этому изучение Солнца способствует развитию многих важных областей знания, имеющих практические приложения. К этим областям относятся атомная физика, ядерная физика, физика плазмы и магнитогидродинамика.

Свойства окружающей нас среды в сильной степени зависят от особенностей солнечного излучения. Биологически мы очень чувствительны к высокоэнергичному электромагнитному и корпускулярному солнечным излучениям. Чтобы составить представление о нашей собственной эволюции, а также о возможности существования живых организмов в каком-либо другом месте Солнечной системы, необходимо знать, каким было высокоэнергичное излучение Солнца в прошлом. Тот крупный

сдвиг, который происходит в настоящее время в исследовании и использовании космического пространства, требует от нас умения предсказывать момент появления вспышки на Солнце и характер сопровождающих ее излучений. Это позволяет предусмотреть и своевременно применить действенные меры для защиты экипажей космических кораблей. Даже от конструкции «необитаемого» космического корабля требуется, чтобы доза получаемого им солнечного излучения не превышала некоторого определенного предела. Очень тонкий защитный слой газа вокруг Земли — наша атмосфера — также чувствителен к солнечному излучению. Уточнение наших сведений о свойствах энергии, получаемой земной атмосферой, в свою очередь дает возможность лучше понять различные земные процессы, такие, как погода, химия верхней атмосферы, характер геологической эволюции, а также возможность радиосвязи на дальние расстояния, зависящая от состояния ионосферы.

Понять причины, побуждающие нас к накоплению знаний, по меньшей мере трудно. Содействие науке ради ее практических приложений — это еще не все: нельзя не принимать во внимание удовлетворения, доставляемого изучением проблем, которые интересны сами по себе. Исследуя структуру Солнца и протекающие в нем процессы, мы имеем дело с огромными по нашим представлениям энергиями, характерными размерами от очень больших до микроскопических, шкалами времени, заключенными между возрастом Вселенной и несколькими секундами, исключительно высокими температурами вплоть до 10 млрд. кельвинов, динамическими и комплексными взаимодействиями между магнитными полями и веществом — подобные условия не встречаются и не могут быть воспроизведены в нашем ближайшем окружении. Исследование солнечных явлений стимулирует и упражняет наш интеллект и в этом смысле является самоцелью.

1.2. ОСНОВНЫЕ ПРОБЛЕМЫ

Текущая работа в физике Солнца сводится к поискам ответов на многочисленные вопросы, связанные с отдельными деталями происходящих на нем физических процессов. Чтобы затрачиваемые при этом усилия были плодотворными, исследуемые вопросы, как правило, должны быть по возможности более узкими. Однако почти все они являются составными частями более крупных и широких проблем, о которых говорится ниже.

Химический состав

Каковы относительные содержания химических элементов в солнечном веществе, т. е. из чего состоит Солнце? Мы обяза-

тельно должны знать это, чтобы рассчитывать физические модели Солнца и анализировать наблюдаемые явления. Кроме того, правильные представления о распространенности химических элементов, особенно об отношении количеств гелия и водорода, очень существенны для понимания эволюции нашей Галактики и всей Вселенной. Наиболее привлекательная из современных теорий возникновения доступной изучению Вселенной — теория «большого взрыва» — утверждает, что примерно 13 млрд. лет тому назад все вещество и вся энергия, имеющиеся во Вселенной, были выброшены из первичного сверхплотного образования. Отношение количеств гелия и водорода должно было после этого мало отличаться от наблюдаемого сейчас в Солнце ($\approx 1/10$ по числу атомов), но относительное содержание более тяжелых элементов, вместе взятых, было, по-видимому, значительно меньше, чем в Солнце ($\approx 1/100$). Далее, как утверждает теория, из первичных водорода и гелия образовались звезды, а затем в недрах этих звезд в результате реакций ядерного синтеза возникли более тяжелые элементы и в относительно небольшом количестве новый гелий. В дальнейшем некоторые из звезд взорвались и из выброшенного при взрывах вещества образовались Солнце и окружающие его звезды. Вторая космологическая теория — теория стационарной Вселенной — предполагает, что вещество непрерывно «создается» повсюду, и потому его средняя плотность остается постоянной, несмотря на расширение Вселенной. Окончательное приятие или неприятие той или иной космологической модели частично зависит от того, правильно ли она предсказывает относительные содержания химических элементов в Солнце и звездах. Однако, чтобы послужить решающим пробным камнем, относительные содержания химических элементов должны быть известны с достаточной точностью.

Генерация энергии

Каковы основные термоядерные процессы, создающие излучение Солнца? Возможность объяснить непрерывное истечение энергии из Солнца и звезд зависит от того, насколько хорошо мы понимаем детали ядерных реакций, превращающих массу в энергию. В одном исключительно трудном эксперименте удалось зарегистрировать нейтрино, испускаемые Солнцем. Нейтрино — частицы, не имеющие ни массы, ни заряда и движущиеся со скоростью света, взаимодействуют с веществом настолько редко, что почти все нейтрино, освобожденные в недрах Солнца ядерными реакциями, беспрепятственно ускользают из него. Таким образом, теперь, когда преодолена исключительно трудная задача обнаружения неуловимых нейтрино, мы можем «вилеть»

весь путь к ядру Солнца. Измеряемый поток нейтрино все еще значительно меньше предсказанного значения, что указывает на необходимость изменить либо наши теории внутреннего строения звезд, либо постановку эксперимента и способ интерпретации его результатов. Наблюдаемый выход нейтрино ставит также неожиданно низкий предел относительному содержанию гелия, о котором только что шла речь.

Изменяется ли скорость освобождения энергии в Солнце со временем? Изменения в скорости генерации энергии за время, сравнимое с возрастом Солнца (4,5 млрд. лет), несомненно происходили. Однако нельзя исключить и возможности изменений в значительно более короткой шкале времени. В самом ли деле постоянна солнечная постоянная?

Перенос энергии наружу

Как переносится энергия из солнечного ядра, где она генерируется, во внешнее пространство и как зависят свойства Солнца от этого потока энергии? Энергия, освобождаемая в ядре, диффундирует к поверхности Солнца в виде излучения, за исключением относительно небольшой ее доли, переносимой нейтрино. Вблизи солнечной поверхности большая часть потока энергии преобразуется в энергию турбулентного конвективного движения газа и в этой форме доходит до видимой границы Солнца. Здесь энергия вновь возвращается в прежнюю форму, и мы наблюдаем ее в виде излучения. Однако турбулентность порождает волны, которые переносят механическую энергию вверх, в менее плотные слои атмосферы, и разогревают их до температуры, лишь немного меньшей температуры солнечного ядра. Наши представления об этом нагреве и создаваемом им распределении температуры очень неполны. Роль наблюдаемых атмосферных образований — спикул, хромосферной сетки и активных областей — в механическом нагревании атмосферы почти неизвестна.

Солнечный ветер

Как возникает поток частиц, испускаемых Солнцем, и как он связан с явлениями, наблюдаемыми на Солнце? Источником энергии солнечного ветра является в конечном счете механический нагрев атмосферы, но детали процесса преобразования энергии не вполне понятны. Наблюдаемые неоднородности солнечного ветра связаны с крупномасштабными магнитными полями и соответствующей структурой солнечной атмосферы. Детали этой зависимости также неясны. Кроме энергии, солнечный ветер непрерывно переносит момент количества движения, за-

имствованный у вращающегося Солнца. Величина момента количества движения, уже потерянного Солнцем и теряемого сейчас, оценена недостаточно точно. Поэтому история вращения Солнца и ее влияние на эволюцию Солнца все еще остаются неопределенными.

Солнечная активность

Какие механизмы создают периодическую неоднородную активность Солнца? Энергия излучается с поверхности Солнца не везде одинаково и не стационарно — временами происходят «солнечные бури», во время которых сильно возрастает излучение отдельных участков поверхности. Эти бури, которые могут длиться по нескольку месяцев, заявляют о себе темными солнечными пятнами, окруженными факелами (площадками с яркостью выше средней), протуберанцами (большими объемами плотного холодного газа, подвешенными над поверхностью), очень неоднородными образованиями в верхних слоях атмосферы и сложной структурой усиленных магнитных полей. Частота появления таких активных образований достигает наивысшего значения приблизительно через каждые 11 лет, а магнитные поля возвращаются к той же самой общей конфигурации только через 22 года. Сейчас кажется возможным, что солнечная активность обусловлена взаимодействием магнитных полей и неоднородного вращения Солнца. Солнечный экватор вращается быстрее, чем полярные области, неравномерное движение газа искажает, растягивает магнитные поля и придает им структуру, порождающую активность. Хотя это объяснение и представляется вероятным, все же многие детали возникновения, поддержания и разрушения солнечных активных областей до сих пор остаются непонятными.

С солнечной активностью связаны следующие два вопроса, важные также и сами по себе. Какова история солнечных магнитных полей и их современного распределения в Солнце? Какой механизм ответствен за более быстрое вращение на солнечном экваторе? Ответы на эти вопросы были бы крайне важны для понимания физики Солнца и звезд.

Вспышки

Каков основной механизм, создающий вспышки на Солнце? Хотя вспышки — это всего лишь одно из явлений солнечной активности, их практическое значение и интригующая динамическая природа привлекают к ним особое внимание. Вспышки — это взрывообразное освобождение высокоэнергичного электромагнитного, а иногда также и корпускулярного излучения в пределах четко ограниченных участков активных областей,

обладающих магнитными полями сложной структуры. Вспышки происходят спорадически, количества выделяющейся энергии исключительно велики по нашим земным понятиям. Сейчас предполагают, что сильные магнитные поля на Солнце, имеющие неустойчивую структуру, обладают способностью собирать и запасать энергию. Когда какой-то спусковой механизм вызывает возвращение к более устойчивой структуре, обладающей меньшей энергией, происходит быстрое освобождение избыточной энергии. Детали механизмов накопления, сохранения и освобождения энергии неизвестны. Очень важны также, хотя и непонятны, механизм ускорения частиц до исключительно высоких энергий и механизм их выброса.

Успехи, достигнутые за последнее время

Всего полстолетия назад Артур Эддингтон пришел к мысли, что источником энергии Солнца и звезд служит превращение массы в энергию в результате реакции синтеза ядер гелия из ядер водорода. С тех пор, особенно в последние годы, непрерывно увеличивался объем наших сведений о Солнце и углублялось понимание его природы. Этим мы обязаны усовершенствованию техники наблюдений, развитию теории и возрастающему интересу к исследованию солнечных явлений, проявляемому теперь не только астрономами.

Задача наблюдателя Солнца состоит в регистрации солнечного излучения с высоким спектральным и пространственным разрешением, а в отдельные периоды и с высоким разрешением во времени. Наша атмосфера всегда мешала выполнению этой задачи. Она поглощает все падающее на нее солнечное излучение, за исключением нескольких относительно узких участков длин волн в видимой и инфракрасной областях и в радиодиапазоне. Турбулентные вихри в нашей атмосфере преломляют солнечное излучение и ограничивают пространственное разрешение деталей солнечной структуры. Солнечную корону — очень протяженную внешнюю область атмосферы Солнца — можно наблюдать только во время солнечных затмений. Если же мы пытаемся наблюдать ее вне затмений, закрывая или ослабляя яркий диск Солнца, то свет диска, рассеянный земной атмосферой, создает фон, перекрывающий большую часть слабого свечения короны. Когда появилась возможность вести наблюдения с зондирующих ракет и орбитальных космических станций, ограничения, налагаемые нашей атмосферой, были устранены. Теперь приборы могут промерять весь спектр Солнца; пространственное разрешение ограничивается только дифракцией в оптике и точностью гидирования, и мы имеем возможность непрерывно наблюдать корону и ее изменения.

Значительные успехи достигнуты также в технике наземных наблюдений. Были созданы вакуумные телескопы, в которых намного ослаблено влияние беспокойства земной атмосферы, ограничивающего пространственное разрешение; усовершенствование спектрографической техники увеличило спектральное разрешение, а усовершенствование приемников излучения — фотоэлектрических и фотографических — позволило улучшить и пространственное, и спектральное, и временное разрешение.

Доступность высококачественных наблюдений и возросший интерес к Солнцу активизировали деятельность теоретиков. Дальнейшее развитие вычислительной техники позволило рассчитывать уточненные, более сложные физические модели. Новыми теоретическими методами и новыми данными, лучшим пониманием основных явлений обогатили нас далеко продвинувшиеся за последнее время физика плазмы, магнитогидродинамика, ядерная физика и атомная физика.

В наши дни волна интереса и быстро возрастающие наблюдательные и теоретические возможности делают участие в солнечных исследованиях особенно привлекательным.

1.3. НАШИ МЕТОДЫ И ПОДХОД

В следующих главах мы обсудим то, что нам известно сейчас о Солнце, подчеркнув физическую сущность процессов. Описание фотографий и других результатов наблюдений, использование формул — все будет направлено к тому, чтобы читатель мог почувствовать физический смысл явления. Такой подход основан на убеждении, что как для правильной оценки солнечных явлений и постановки их наблюдений, так и для их теоретического анализа необходимо ясно представлять себе физическую картину того мира, в котором эти явления происходят.

Общий обзор структуры Солнца и протекающих на нем процессов дан в гл. 2. Изложение построено так, чтобы его мог понимать читатель, не имеющий специального физико-математического образования. И в то же время гл. 2 поможет быстрее ориентироваться в материале тому, кто имеет более основательную подготовку, но мало знаком с солнечными явлениями.

Спокойное Солнце рассмотрено подробно в гл. 3—6. (Аналогичное описание явлений солнечной активности потребовало бы другой книги по меньшей мере такого же объема.) Подчеркнуто то, что имеет отношение к основным вопросам, с которыми мы познакомились в предыдущем разделе. Интуитивно чувствуется, что целесообразно и оправдано рассматривать спокойное Солнце, как некий самостоятельный объект. Оно будет служить нам логическим отправным пунктом для изучения всех солнечных явлений и может мыслиться как среда, в которой

разыгрываются явления активности. Относительно короткая продолжительность цикла солнечной активности свидетельствует о том, что активные процессы ограничиваются лишь внешними слоями Солнца. В течение одного цикла активности происходит полное обращение полярности всех магнитных полей активного Солнца; следовательно, поскольку электропроводность солнечного газа очень высока, поле не может проникать далеко под поверхность. Это позволяет рассматривать недра Солнца как сферически симметричное тело, свободное от явлений активности; такой подход вполне оправдан. Во внутренних слоях солнечной атмосферы — фотосфере и хромосфере — спокойные и активные области можно разделить наблюдательным путем, и мы снова вправе давать описание явлений, свойственных спокойному Солнцу. Однако во внешнем слое атмосферы — короне — эффекты активности сказываются почти повсюду, и там, где это потребуется, их придется включать в наше описание.

Автор надеется, что, знакомясь с солнечными явлениями, Вы испытаете хотя бы отчасти те же волнение и радость, какие испытывал он, рассказывая о них.

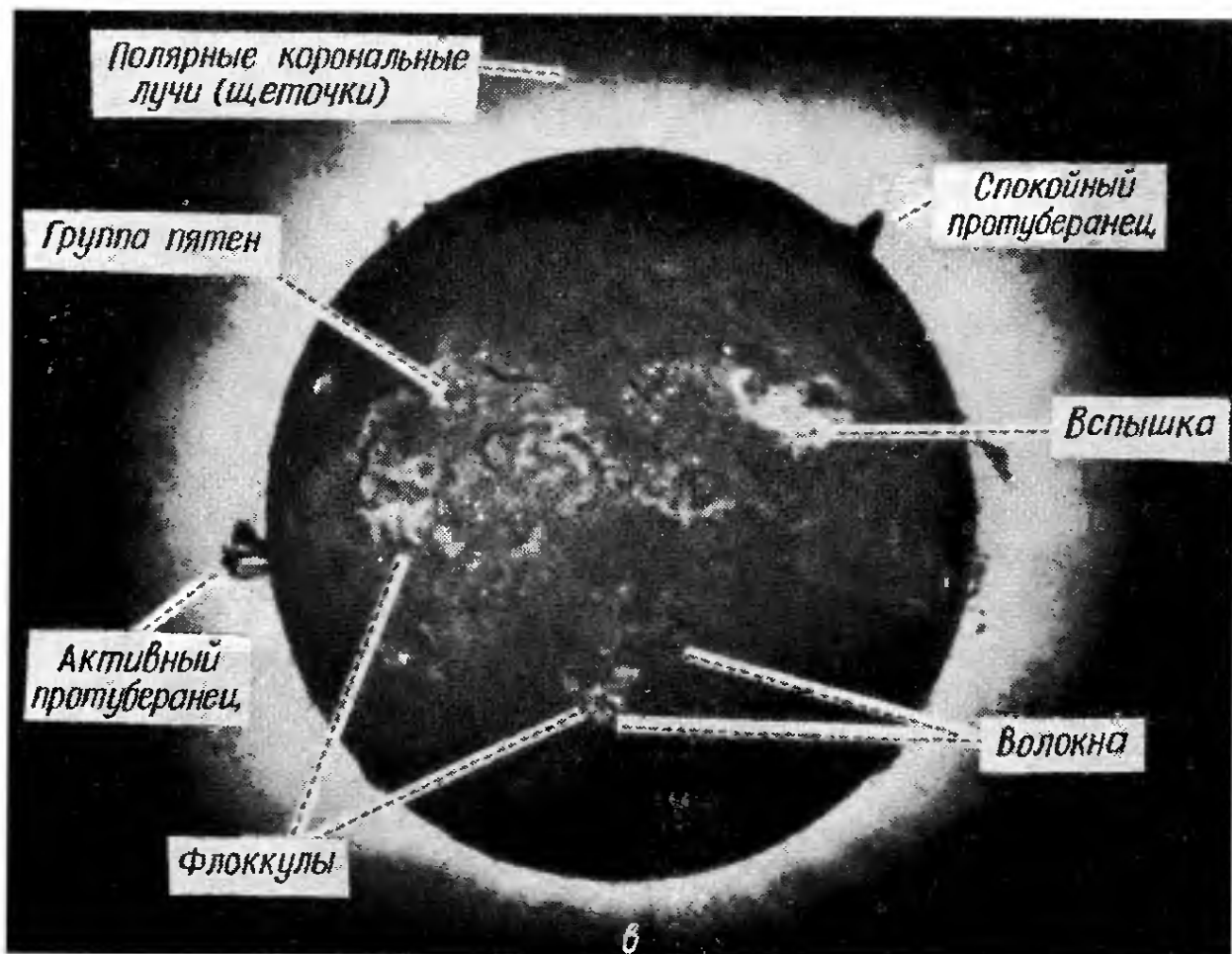
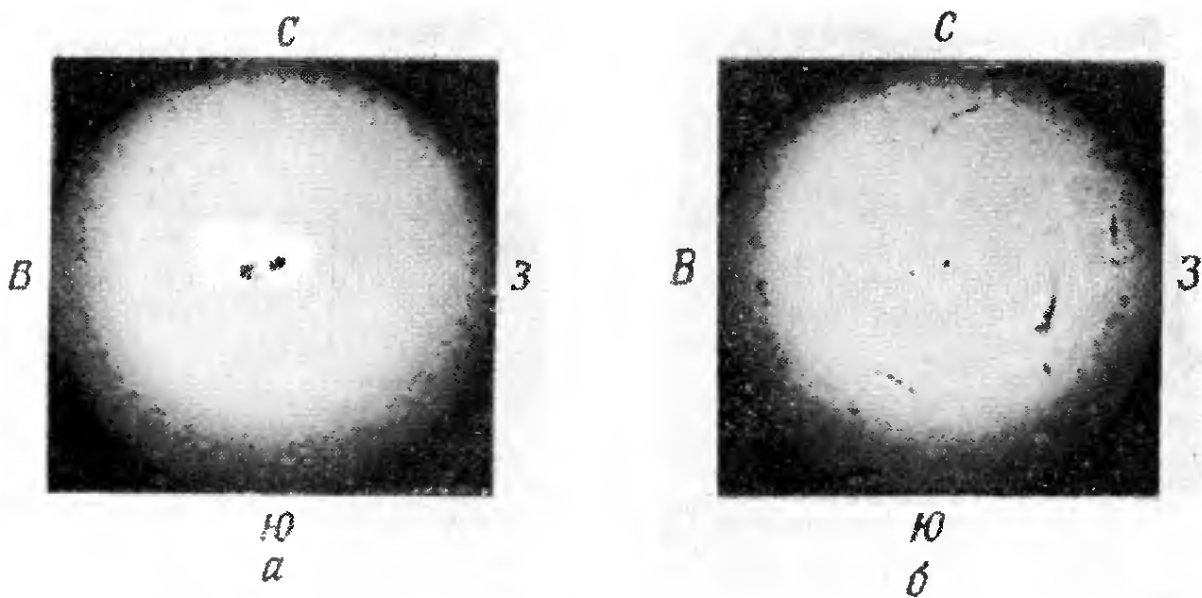
ОПИСАНИЕ СТРОЕНИЯ СОЛНЦА И ПРОТЕКАЮЩИХ В НЕМ ПРОЦЕССОВ

2.1. КЛАССИФИКАЦИЯ ЯВЛЕНИЙ

При описании физической природы солнечных явлений и изучении их причин удобно разделять эти явления на два класса: спокойные и активные.

Модель спокойного Солнца — статический сферически симметричный шар из горячего газа, в котором свойства вещества зависят только от радиуса, т. е. одинаковы в пределах любого шарового слоя. Основываясь на этой модели, мы изучим прежде всего ядро Солнца, а затем, продвигаясь наружу, — еще несколько отчетливо различающихся слоев, вплоть до области, отстоящей на несколько солнечных радиусов от видимого края Солнца. Мы рассмотрим последовательно ядро, конвективную зону, фотосферу, хромосферу и корону и проследим за судьбой солнечной энергии, освобождающейся в недрах Солнца и переносимой различными способами наружу. Мы убедимся, что своеобразие физических характеристик каждого из этих слоев зависит от того, как проявляет себя в данном слое поток энергии, движущийся наружу. Непрерывно уточняемая модель спокойного Солнца послужит той средой, в которой, согласно нашей концепции, разыгрываются явления солнечной активности.

Явления солнечной активности, в противоположность процессам в спокойном Солнце, протекают в локализованных областях атмосферы Солнца в пределах относительно коротких отрезков времени. Изучение этих явлений основано на наблюдении образований, развивающихся в активных областях: солнечных пятен, флоккулов, волокон, солнечных вспышек и т. д. (рис. 2.1). Явления солнечной активности можно подразделить на медленные (нарастание активности от минимума до максимума цикла), промежуточные (развитие активной области) и быстрые (возрастание яркости хромосферной вспышки); их временные шкалы заключены между несколькими годами и несколькими секундами.



2.2. ЯДРО СОЛНЦА

Существенной особенностью Солнца является то, что оно обладает очень большой массой (в 330 000 раз массивнее Земли). Под влиянием собственной гравитации вещество Солнца сжато в центре до столь большой плотности и соответственно имеет настолько высокую температуру, что там происходят ядерные реакции. Эти ядерные реакции и являются источником энергии, которая непрерывно излучается Солнцем в пространство и порождает солнечную активность.

Относительно небольшое ядро Солнца содержит большую часть его массы и почти полностью определяет его светимость. Например, в центральной сфере с радиусом, равным $\frac{1}{4}$ солнечного радиуса ($\frac{1}{64}$ объема Солнца), заключена половина солнечной массы и генерируется 99% солнечной энергии. В самом центре температура солнечного вещества достигает $15 \cdot 10^6$ К, давление равняется приблизительно $250 \cdot 10^9$ атм, а удельный вес несколько меньше 160 г/см³. Хотя ядра атомов упакованы там в 1000 раз плотнее, чем в металле, высокая температура поддерживает вещество в газообразном состоянии. Таким образом, кристаллической структуры, свойственной твердому телу, там нет, — электроны и «голые» ядра движутся, как свободные частицы. Энергия, генерируемая в центральной области Солнца, освобождается в результате образования ядер гелия из ядер водорода ($4^1\text{H} \rightarrow ^4\text{He}$); из каждого грамма водорода, участвующего в реакции, 0,007 г превращается в энергию. Следовательно, чтобы непрерывно поддерживать наблюдаемую светимость Солнца, составляющую $4 \cdot 10^{26}$ Вт, ядерная печь должна поглощать массу со скоростью $5 \cdot 10^6$ т/с.

Центральная область Солнца содержит почти все конечные продукты реакций, — «золу» ядерного горения. И соответственно

←

РИС. 2.1. Диск Солнца.

а — снимок в белом свете, получен 21 окт. 1971 г. в 21.55 UT. Следует обратить внимание на резкость солнечного края, постепенное потемнение к краю, контраст между почти однородным фоном и темными солнечными пятнами в центре диска. Бросается в глаза отсутствие сложных деталей, видимых на снимке **б**. (По Майнфилду и Фразье, обсерватория Сан Фернандо.)

б — снимок в H α (21.20 UT). Получен в свете первой линии бальмеровской серии водорода. Эта линия сокращенно обозначается H α ; при фотографировании использован участок длин волн шириной 0,5 Å, центрированный на λ 6563 Å. На этом снимке, сделанном на 35 мин раньше снимка **а**, мы видим более высокий слой атмосферы (хромосферу), чем на снимке в белом свете (фотосфера). Там, где находятся солнечные пятна, хромосфера имеет сложную структуру, состоящую из волокон (многочисленных мелких штрихов, покрывающих весь диск), волокон (крупных темных вытянутых образований) и флоккулов (ярких площадок, обычно находящихся вблизи солнечных пятен). Отметим, что на этом снимке также видно потемнение к краю. (По Майнфилду и Фразье, обсерватория Сан Фернандо.)

в — составной снимок. Солнечный диск в свете линии H α снят 16 июля 1959 г., протуберанцы на краю диска взяты со спектрогелнограммы, полученной на обсерватории Маунт Вилсон в 1928 г., солнечная корона снята во время затмения в июле 1963 г. (По Смиуту и Нолану, Солнечная обсерватория Локхнд.)

там меньше водорода (центральное истощение). При перемещении от центра Солнца к его поверхности доля водорода по массе возрастает очень быстро: на 96% на протяжении первой четверти R_{\odot} (R_{\odot} — радиус Солнца). Остальная часть Солнца состоит по существу из однородной смеси водорода и гелия и примерно 1% смеси более тяжелых элементов. Атомов водорода приблизительно в 10 раз больше, чем атомов гелия, а атомы тяжелых элементов содержатся, грубо говоря, в тех же относительных количествах, что и в земной коре. (Основной вклад в плотность газа вносят С, N, O, Ne, Mg, Si, S, Ar, Ca, Fe и Ni.) Эти более тяжелые элементы являются продуктами ядерных реакций и, вероятно, образовались вскоре после «большого взрыва», на ранних стадиях существования Вселенной или в недрах звезд, существовавших до возникновения Солнца.

Энергия, освобожденная в ядре Солнца, переносится к поверхности в виде излучения. По направлению от ядра наружу температура, давление и плотность быстро уменьшаются, равно как и средняя энергия фотонов. Диффундируя к поверхности,

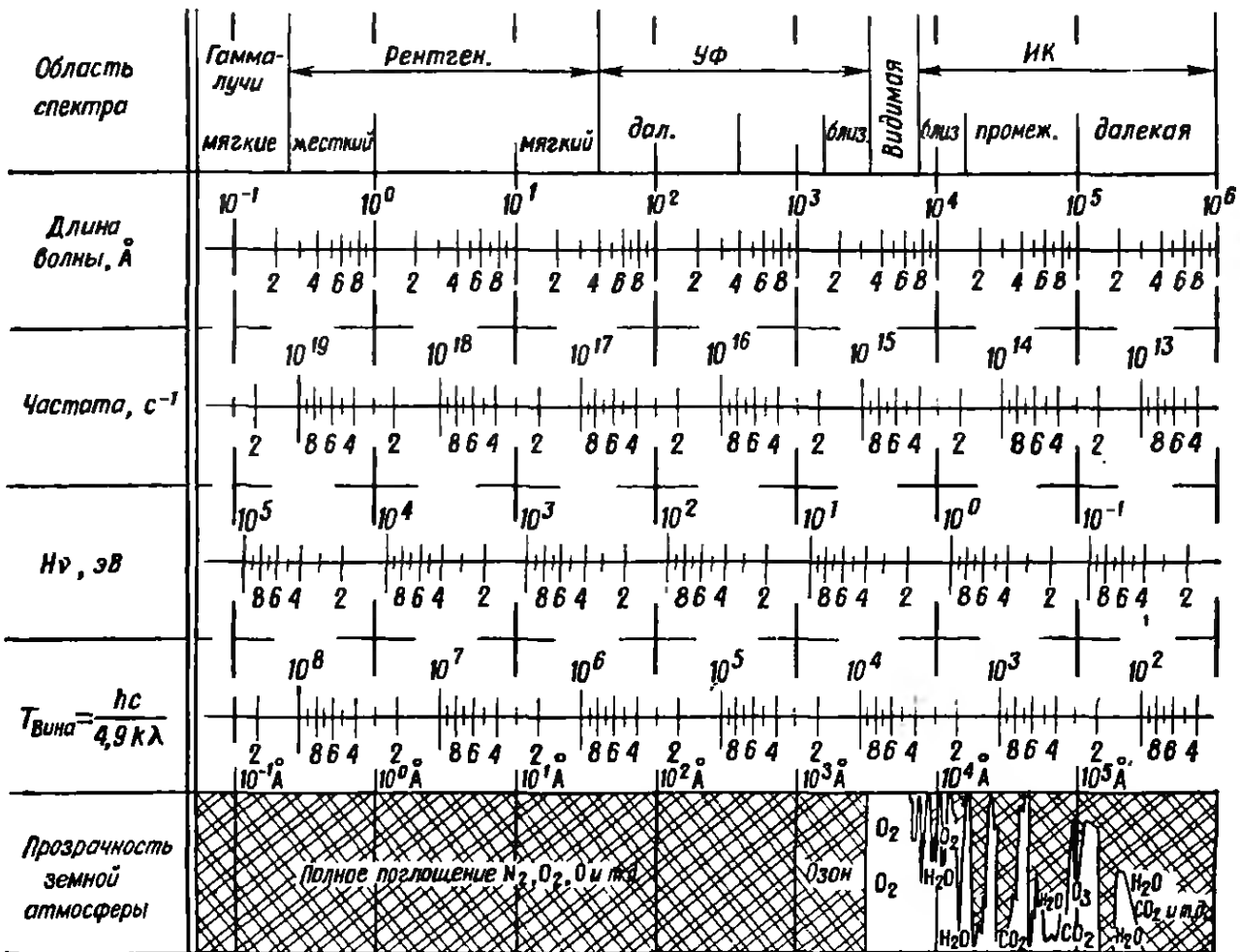


РИС. 2.2. Области спектра электромагнитного излучения.

$T_{\text{Вина}}$ — температура абсолютно черного тела (определяемая по закону Вина), излучение которого имеет максимум на длине волны λ .

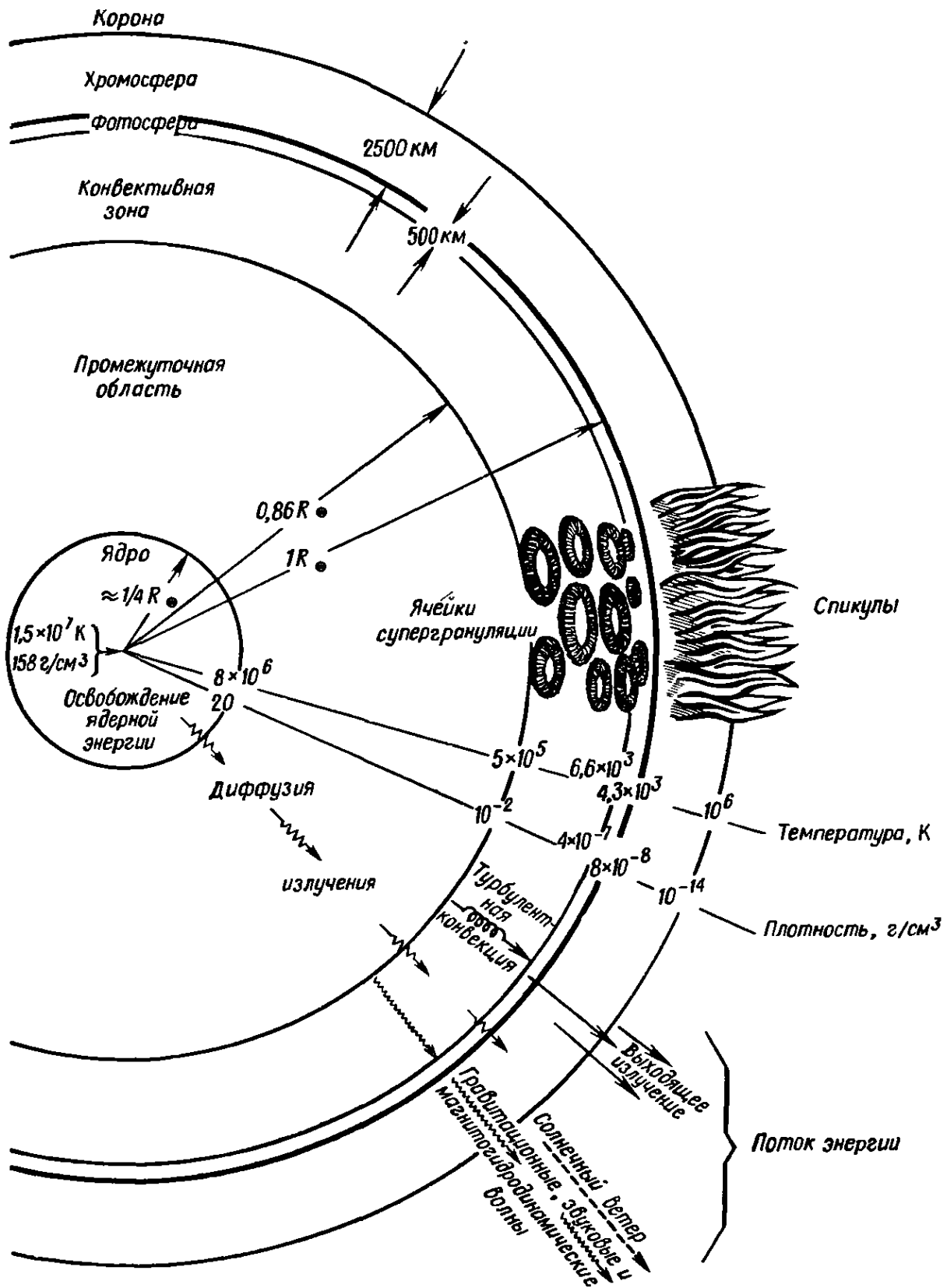


РИС. 2.3. Строение Солнца, основные физические свойства его вещества и способы переноса энергии наружу (схема).

Масштаб не соблюден, схема имеет чисто качественный характер.

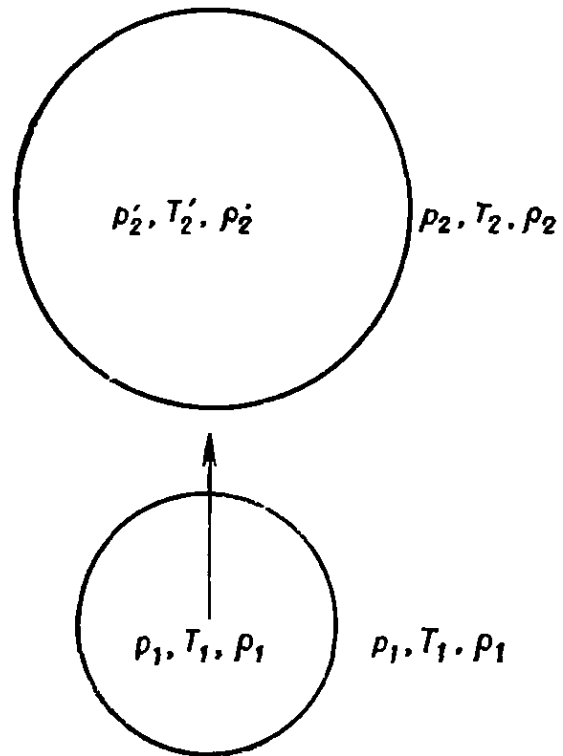
фотоны поглощаются и переизлучаются много раз. Таким путем энергия, исходящая из солнечного ядра в виде высокоэнергичных гамма-лучей, превращается последовательно в рентгеновское излучение, затем в далекое ультрафиолетовое излучение, в ультрафиолетовое и, наконец, в видимый свет — наиболее характерную часть солнечной энергии, обильно излучаемой в пространство. На рис. 2.2 изображены эти участки спектра и указаны их физические характеристики. Однако не на всем пути к поверхности солнечная энергия переносится в виде излучения. На расстоянии примерно $0,86 R_{\odot}$ от центра Солнца свойства газа меняются до такой степени, что выше этого уровня он становится конвективно неустойчивым и возникает турбулентная конвекция. Общая структура Солнца, его физические свойства и типы переноса энергии приведены на рис. 2.3.

2.3. КОНВЕКТИВНАЯ ЗОНА

За возникновение турбулентного слоя под поверхностью Солнца в первую очередь ответственна температура. В конвективной зоне температура уже невелика по сравнению с температурой ядра. Отсюда вытекают два важных следствия. Во-первых, в газе становится много свободных электронов, движущихся достаточно медленно для того, чтобы ядра водорода или других элементов могли захватить их в связанные состояния, образовав атомы. Во-вторых, возрастание числа атомов увеличивает поглощательную способность газа (он становится менее прозрачным для излучения), и в результате возрастает градиент температуры. Фотоны чаще поглощаются атомами, создается большее сопротивление диффузии излучения, и градиент температуры становится круче. Следовательно, если какой-то элемент газа медленно движется снизу вверх и при этом остывает вследствие расширения, то он должен одновременно нагреваться за счет энергии, освобождающейся при рекомбинациях электронов с ядрами, и потому его температура будет падать не так быстро, как в отсутствие рекомбинаций (рис. 2.4). Из-за этого нагревания и большого градиента температуры в окружающей среде поднимающийся элемент газа оказывается более горячим и, что еще важнее, менее плотным, чем окружающая среда. В результате его движение вверх ускоряется и возникает турбулентная конвекция. Такого рода неустойчивость сказывается также и на элементе газа, который начинает двигаться сверху вниз. Образующиеся таким образом конвективные ячейки аналогичны вихрям в нашей собственной атмосфере. Во всей конвективной зоне, за исключением слоя, лежащего непосредственно под фотосферой, роль возрастания непрозрачности зна-

РИС. 2.4. Плавучесть элемента жидкости, движущегося вверх.

Индекс 1 обозначает начальные условия, одинаковые внутри и снаружи элемента жидкости. Индекс 2 обозначает условия после того, как элемент поднялся, предполагается, что при подъеме не происходит переноса тепла через поверхность элемента и что $\rho_2' = \rho_2$. Если $\rho_2' < \rho_2$, то элемент будет подниматься дальше под действием выталкивающей силы. В этом случае атмосфера неустойчива.



чительно больше, чем роль увеличения числа рекомбинаций. Интенсивное кипение и бурление в верхней части турбулентного слоя можно наблюдать на поверхности Солнца.

В конвективной зоне энергия переносится в основном движущимся веществом, а не излучением. Каждый поднимающийся элемент газа выносит свой запас энергии прямо на поверхность. С конвекцией связан еще один способ переноса: мощная турбулентность создает шум, или «механическую энергию», которая в виде низкочастотных звуковых волн распространяется через фотосферу и достигает внешних слоев Солнца. Хотя количество энергии, переносимой таким путем, относительно невелико, она является основным фактором, определяющим состояние внешних слоев Солнца. Гравитационные волны, которые генерируются в нижних слоях фотосферы проникающими туда конвективными ячейками, также могут переносить в значительном количестве нелучистую энергию. Хорошо всем знакомые волны на поверхности воды — это один из видов гравитационных волн.

До сих пор наше описание основывалось только на теории. Мы не можем видеть недра Солнца (ядро, промежуточную область и конвективную зону); их характеристики приходится определять из расчетов, которые должны быть построены так, чтобы из них получались правильные значения наблюдаемых величин. Однако, начиная с фотосферы, основным источником наших знаний станут уже наблюдения, а не теория.

2.4. ФОТОСФЕРА

По мере перемещения через конвективную зону наружу плотность газа, температура и давление продолжают уменьшаться, причем особенно важным параметром становится плотность. И, наконец, достигается слой, где вероятность поглощения или рассеяния фотона, испущенного по направлению наружу, становится малой. Такой фотон беспрепятственно пройдет вышележащие прозрачные слои атмосферы и уйдет в межпланетное пространство. Именно этот слой, называемый фотосферой (сфера света), мы видим, глядя на Солнце; он создает резко очерченный край солнечного диска. Температура здесь относительно невысока, и, поскольку Солнце находится в состоянии гидростатического равновесия, шкала высот также невелика — плотность очень быстро уменьшается наружу. К тому же концентрация отрицательных ионов водорода (H^-), ответственных за большую часть поглощения и испускания излучения в видимой области спектра, спадает даже быстрее, чем общая плотность. Резкое убывание концентрации H^- с высотой, опережающее убывание суммарной плотности, вызвано в свою очередь уменьшением электронной концентрации ($H + e \rightleftharpoons H^-$), которая очень чувствительна к падению температуры. Поэтому большая часть излучения, которое мы наблюдаем, исходит из очень тонкого слоя, всего около 100 км толщиной. Толщина этого слоя

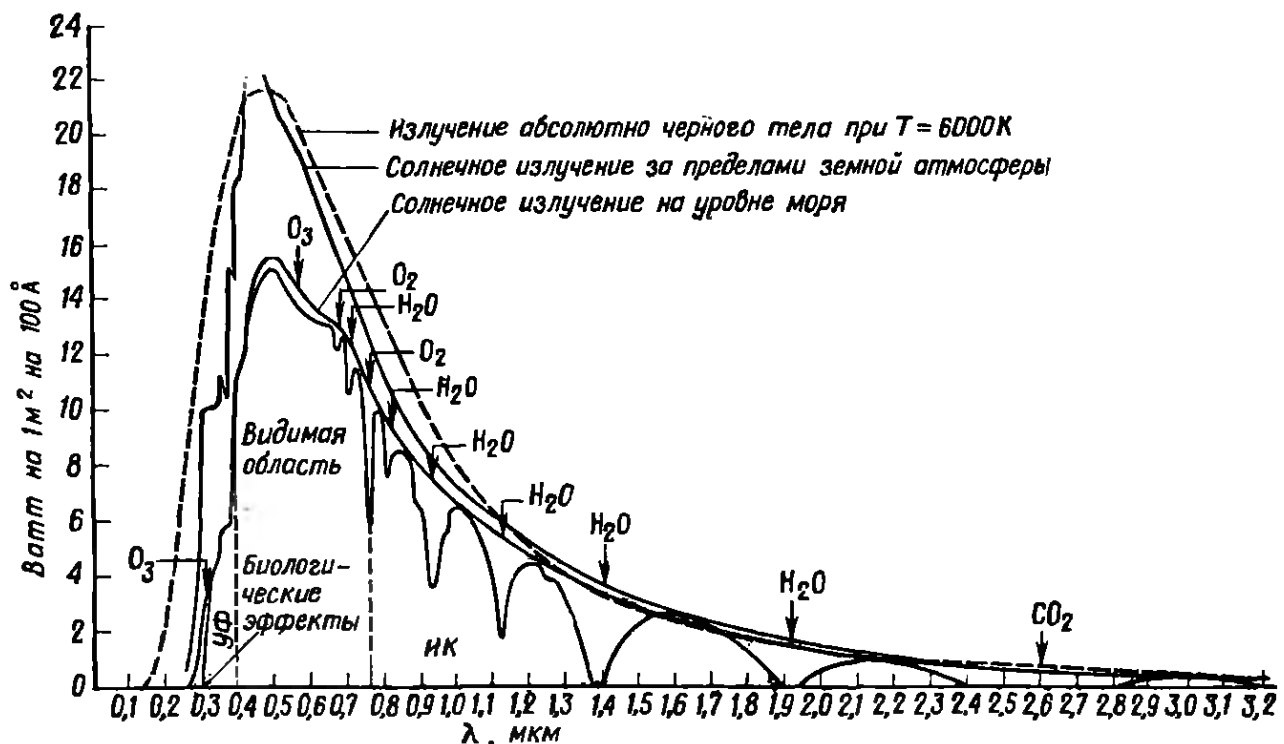


РИС. 2.5. Спектр солнечного излучения у орбиты Земли и после прохождения через земную атмосферу. (По Хайнеку [6].)

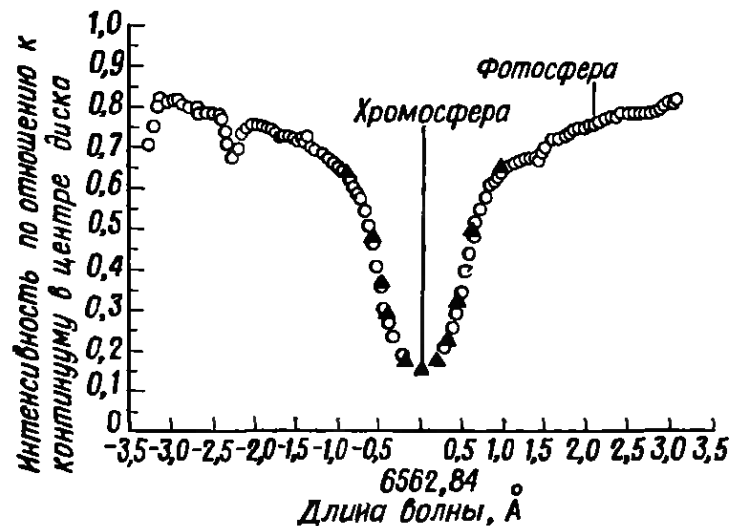


РИС. 2.6. Линия поглощения Na.

Кружками изображен средний профиль линии в спектре спокойной области в центре солнечного диска по наблюдениям 21 дек. 1962 г. Сплошные треугольнички — наблюдения 1960 г. Поглощение у $\lambda = -2,3 \text{ \AA}$ создается блендой — линией поглощения Si I в поглощенном водяного пара в земной атмосфере. На рисунке указаны области солнечной атмосферы, где образуются отдельные участки профиля линии, иначе говоря, области, наблюдаемые в свете этих участков. Линия Na исключительно интенсивна. Большинство фраунгоферовых линий слабее и полностью образуется в фотосфере глубже области минимальной температуры. (По Уайту, обсерватория Сакраменто Пнк.)

составляет $0,014\% R_{\odot}$, или $1/7$ секунды дуги, при наблюдении с Земли ($1'' = 726 \text{ км}$).

Из наблюдений установлены физические свойства Солнца. Радиус Солнца на уровне фотосферы равняется $0,696 \cdot 10^6 \text{ км}$, или 109 радиусам Земли. Соответственно его средний угловой диаметр, видимый с Земли, составляет $31' 59''$, или $1919''$. Ускорение силы тяжести на поверхности Солнца равняется примерно $27 g$, давление около $0,01 \text{ атм}$, а температура в верхней части фотосферы 4300 К . Если считать испускаемое Солнцем излучение равновесным, то, согласно закону Стефана — Больцмана (поток энергии $= \sigma T^4$), эффективная температура излучающего слоя должна иметь значение 5780 К .

Фотосфера излучает почти всю энергию, испускаемую Солнцем в пространство; максимум излучения фотосферы приходится на видимую область спектра. Рис. 2.5 иллюстрирует распределение солнечной энергии по длинам волн. На нем отмечены также некоторые области спектра, в которых сильно поглощает наша собственная атмосфера. Было подсчитано, что примерно половина солнечной энергии, достигающей поверхности Земли, приходится на видимый участок спектра. Поэтому не удивительно, что наши глаза развили чувствительность именно к этой области спектра. Очень важной особенностью спектра солнечного излучения, не показанной на рис. 2.5, является присутствие фраунгоферовых линий поглощения, названных по

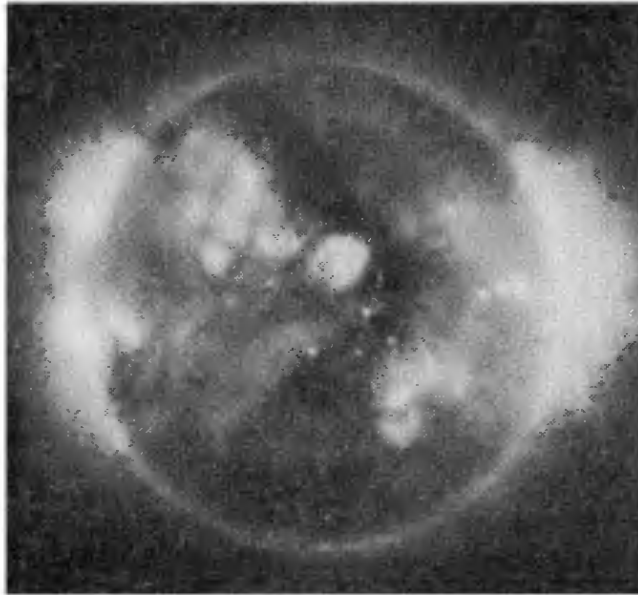


РИС. 2.7. Снимок Солнца в рентгеновских лучах, полученный 4 нояб. 1970 г. Этот превосходный снимок свидетельствует о значительной неоднородности структуры солнечного газа и магнитного поля в нижней части короны. Плотность и температура газа определяются магнитным полем; излучение очерчивает магнитные силовые линии — оно интенсивнее там, где сильнее поле. Хорошо заметны увеличение яркости к краю, усиленное излучение от активных областей, а также петли и арки излучающего газа, которые связывают области солнечной поверхности, имеющие противоположную магнитную полярность. (Группа физики Солнца, American Science et Engineering, Inc.)

имени их открывателя. Эти линии имеют вид узких впадин на кривой зависимости интенсивности от длины волны (рис. 2.6).

Каждый атом солнечной атмосферы предпочтительно поглощает и переизлучает энергию на некоторой дискретной длине волны или ряде длин волн спектра. Вероятность того, что фотон, излученный в фотосфере, будет вновь поглощен до того, как уйдет в пространство, тем больше, чем ближе его длина волны к этим дискретным длинам волн. Большинство фраунгоферовых линий слабо по сравнению с линией α бальмеровской серии водорода $H\alpha$ и целиком возникает в областях, лежащих глубже минимума температуры.

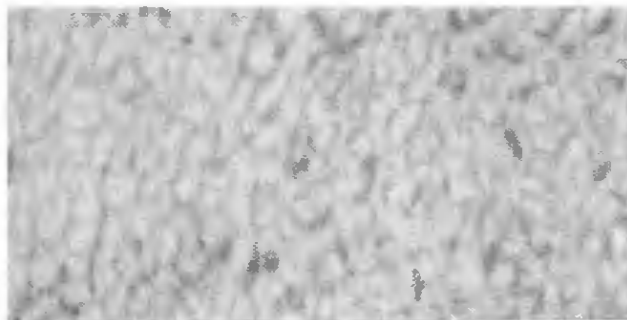


РИС. 2.8. Грануляция в белом свете.

По Даннелсону, снимок получен группой сотрудников Принстонского университета с помощью телескопа, поднятого на аэростате.

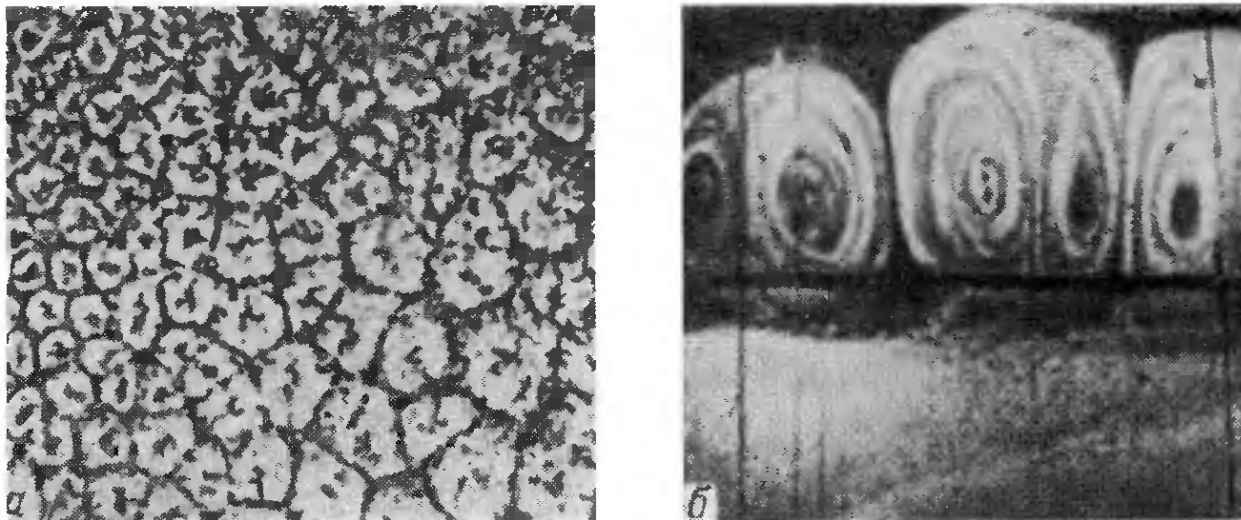


РИС. 2.9. Конвективные ячейки.

а — конвективные ячейки в тонком слое масла. Тепло, подводимое снизу к тонкому слою масла, переносится вверх течением в центре каждой ячейки и уходит в воздух. Остывшее масло опускается обратно по краям ячеек. Этот процесс стал видимым благодаря добавлению мелкого алюминиевого порошка.

б — разрез конвективных ячеек в дыме. Тепло поступает от горизонтально расположенной проволоки, нагреваемой электрическим током (в середине снимка), над проволокой образуются конвективные ячейки. (По Кипенхойеру [7].)

Таким образом, излучение фотосферы в центральных частях большинства фраунгоферовых линий, должно быть характерным для более высоких, более холодных областей и, следовательно, менее интенсивным. И наоборот, излучение вне центров линий, для которого атмосфера прозрачнее, должно поступать из более глубоких, более горячих областей и быть более интенсивным. Этими особенностями успешно пользуются для того, чтобы выяснить, как изменяются свойства солнечной атмосферы с высотой. Правильно выбрав длину волны для наблюдений, мы можем «увидеть» нужный нам уровень. Чаще всего пользуются линией α серии Бальмера $\lambda 6563 \text{ \AA}$ ($H\alpha$), которая излучается при переходе атома водорода с третьего дискретного энергетического уровня на второй. Это естественно, так как линия $H\alpha$ находится в видимой области спектра, а водород — самый обильный элемент в солнечной атмосфере. Приведенный на рис. 2.1, б снимок, который получен в свете центра линии поглощения $H\alpha$, очень характерен для хромосферы — слоя, лежащего над фотосферой. Тонкая структура атмосферы, которую мы здесь видим, значительно богаче деталями, чем на снимках, сделанных в свете крыльев линии $H\alpha$ или в белом свете, как на рис. 2.1, а. Узкополосный фильтр, выделяющий ядро какой-либо сильной линии, дает нам возможность наблюдать очень неоднородную структуру хромосферы.

В фотосфере наблюдается одно удивительное явление. Поскольку слои, лежащие над фотосферой, поглощают лишь не-

большое количество энергии, поступающей изнутри, и могут беспрепятственно излучать эту энергию в пространство, можно было бы ожидать, что температура будет все время убывать с высотой. Однако в действительности температура достигает минимума у верхней границы фотосферы, а затем опять начинает возрастать с высотой вплоть до значений порядка 10^6 К в короне, что приближается к температуре солнечного ядра. Поэтому на снимках в белом свете, излучаемом фотосферой, мы видим отчетливое потемнение к краю солнечного диска (рис. 2.1, а), а на снимках в коротковолновом излучении, характерном для верхних слоев солнечной атмосферы (рис. 2.7), увеличение яркости к краю. Чем ближе к краю диска наблюдаемая область, тем выше слои, излучение которых мы видим, так как число атомов на луче зрения становится все больше. Как было упомянуто выше, механизм, ответственный за дополнительный приток энергии в верхние слои атмосферы, — это генерация волн в нижележащей конвективной зоне. Небольшое, но играющее заметную роль количество нелучистой энергии переносится волнами через фотосферу и диссипирует в хромосфере и короне, повышая их температуру.

Однако этим соображениям противоречат потемнение к краю (рис. 2.1, б) и поглощение (рис. 2.6) в линии $H\alpha$. Если в хромосфере, где образуются ядра сильных линий, подобных $H\alpha$, температура увеличивается с высотой, почему мы не наблюдаем

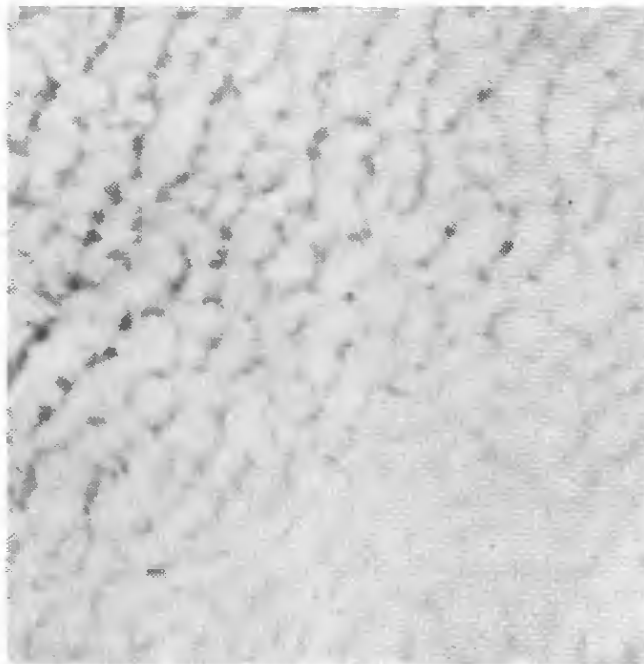


РИС 2.10. Образование кучевых облаков, обусловленное ячейками конвекции в неустойчивой земной атмосфере.

Заметно сходство с солнечной грануляцией. Снимок получен астронавтами Купером и Конрадом с космического корабля «Джемини-5» над берегом Калифорнийского залива.

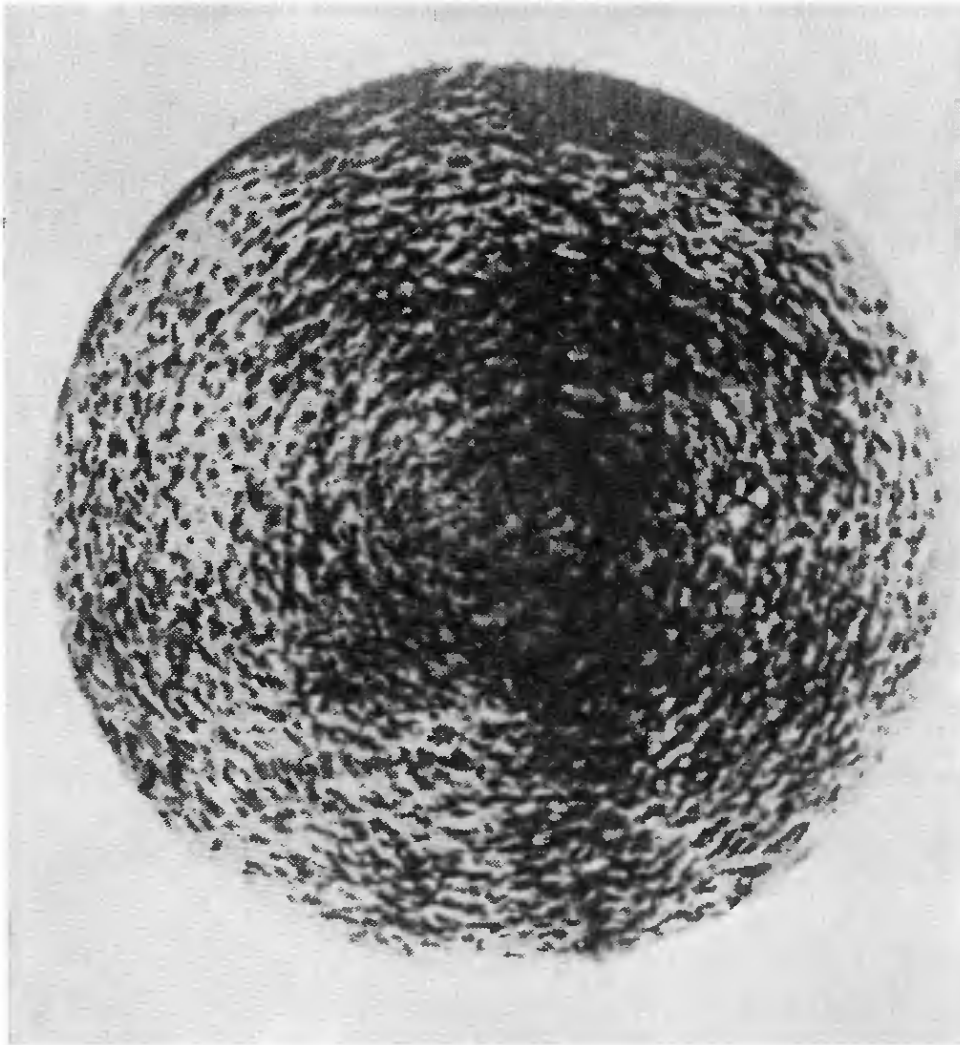


РИС 2.11. Картина распределения скоростей на диске Солнца, полученная по методу Лейтона.

Спектрогелнограммы получают при помощи спектрогелиографа, в котором входная щель движется по изображению Солнца, а выходная — перед неподвижной фотопленкой. Таким путем получают снимки Солнца в свете очень узкого участка длин волн. Этот рисунок — результат фотографического вычитания двух спектрогелнограмм, одна из которых получена с красной стороны от центра линии $H\alpha$ ($H\alpha + \Delta\lambda$), а другая — на таком же расстоянии с синей стороны ($H\alpha - \Delta\lambda$). На спектрогелнограмме, которая получена в красном крыле линии, области, движущиеся от наблюдателя, должны казаться темнее, так как излучение этих областей сдвинуто вследствие эффекта Доплера в красную сторону. На снимке в свете $H\alpha - \Delta\lambda$ то же самое произойдет с областями, движущимися к наблюдателю. Если наложить негатив спектрогелнограммы в $H\alpha - \Delta\lambda$ на позитив спектрогелиограммы в $H\alpha + \Delta\lambda$ (или наоборот), то фотографический контраст между удаляющимися и приближающимися областями будет усилен. Области, неподвижные по отношению к наблюдателю, будут серыми, удаляющиеся — темными, а приближающиеся — светлыми. Метод Лейтона оказался настолько чувствительным, что пришлось вводить специальную поправку, чтобы исключить эффект вращения Солнца (скорости ≈ 2 км/с соответствует сдвиг $0,04 \text{ \AA}$).

На нашем рисунке приведен результат применения этого метода к снимкам, полученным на обсерватории Маунт Вилсон. Центр Солнца серый, т. е. там нет крупномасштабных вертикальных движений. Однако ближе к краю диска ясно видны пары светлых и темных элементов. Они имеют тот же размер, что и хромосферная сетка. Темный элемент каждой пары всегда находится ближе к краю диска, т. е. основное горизонтальное течение направлено от центра каждой пары (конвективной ячейки). (По Лейтону, обсерватории Маунт Вилсон и Маунт Паломар.)

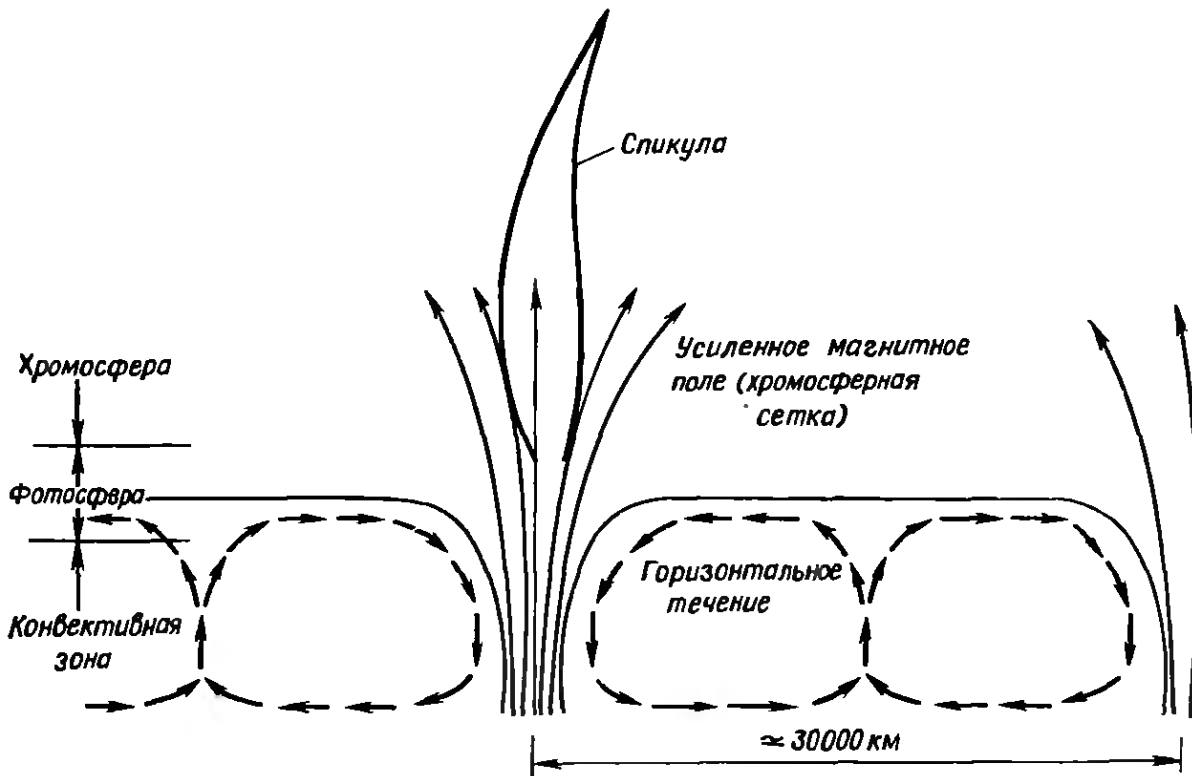


РИС. 2.12. Супергрануляция.

Поток ионизованного газа от центра к краям в ячейках супергрануляции переносит магнитные поля к границам ячеек, и в результате образуется сетка усиленных полей. На этой сетке возникают спикулы.

в них увеличения яркости на краю диска и излучения вместо поглощения? Ответ на этот вопрос заключен в основной трудности, с которой мы часто сталкиваемся при исследовании солнечной атмосферы, — отсутствии термодинамического равновесия. Горячий хромосферный газ пронизан относительно холодным излучением фотосферы, и представление об единой температуре, определяющей свойства как газа, так и излучения, здесь уже неприменимо, — горячему газу не обязательно соответствует высокотемпературное излучение. Населенность энергетических уровней атомов и ионов отличается от той, которая соответствует данной температуре при термодинамическом равновесии. Анализ показывает, что для многих линий отношение концентраций излучающих и поглощающих атомов значительно ниже, чем было бы при данной температуре в состоянии термодинамического равновесия. Поэтому в ядрах линий, образующихся в хромосфере, может наблюдаться сильное поглощение.

Явным указанием на существование ниже лежащей водородной конвективной зоны служит самая заметная особенность фотосферы — грануляция. Грануляция хорошо видна на снимках в белом свете, полученных с достаточным разрешением, и напоминает пшеничные зерна (рис. 2.8). Фотосфера — это верхний слой бурлящей конвективной зоны. Крупные ячейки (элементы) конвекции поднимаются к поверхности и излучают там избыточное



РИС. 2.13. Структура солнечной атмосферы.

тепло, потом остывший газ стекает обратно вдоль их внешних краев, и ячейки распадаются. Средний угловой размер конвективных ячеек несколько превосходит $2''$ (1800 км), характерная продолжительность жизни составляет 10 мин, а разность температуры между центром и краем — по меньшей мере 100 К. Сходные картины конвекции могут быть созданы, например, в тонком слое масла (рис. 2.9) и наблюдаются в земной атмосфере (рис. 2.10).

Несколько труднее наблюдать более крупномасштабную картину фотосферных движений — супергрануляцию; предполагают, что она также порождается конвекцией. Используя эффект Доплера, можно обнаружить в ячейках супергрануляции движения, преимущественно горизонтальные, направленные от центра к краю (рис. 2.11 и 2.12). Ячейки супергрануляции примерно в 18 раз больше ячеек грануляции (2,5 диаметра Земли) и существуют примерно в 120 раз дольше. Масштаб супергрануляционных движений указывает на то, что они связаны со значительно более глубокими слоями, чем грануляция. Супергрануляцию могут порождать более крупные, имеющие большую толщину ячейки конвекции, возникающие в зоне рекомбинации ионов гелия, которая расположена намного глубже, чем зона рекомбинации водорода.

Возмущения, создаваемые конвективной зоной, ответственны также за ритмичные подъемы и опускания всей солнечной атмосферы, имеющие период около 5 мин. Как показывают наблюдения, эти гармонические колебания распространяются также и вдоль солнечной поверхности с длиной волны 5000 км или меньше. Наблюдаемые изменения фазы в вертикальном направлении пренебрежимо малы, что позволяет считать эти колебания стоячими волнами, захваченными в фотосфере и хромосфере

около области минимума температуры. Основной причиной их возникновения можно считать как распространяющиеся вверх низкочастотные звуковые волны, возникающие в конвективной зоне, так и гравитационные волны, возбуждаемые турбулентностью в фотосфере. Схематическое изображение структуры солнечной атмосферы можно видеть на рис. 2.13.

2.5. ХРОМОСФЕРА

Во время солнечного затмения за несколько секунд до полной фазы и через несколько секунд после нее на краю солнечного диска появляется яркая алая вспышка. В эти короткие промежутки времени мы видим хромосферу, т. е. «сферу цвета», — прозрачный слой, расположенный над фотосферой. Цвет хромосферы определяется тем, что в спектре ее излучения преобладает красная линия $H\alpha$. Поскольку хромосфера находится непосредственно над областью минимума температуры, плотность в ее нижних слоях продолжает очень быстро уменьшаться с высотой. Поэтому велико и общее падение плотности в хромосфере (в 10^{-4} раз), что, как и в случае фотосферы, объясняет многие ее свойства. Хромосферу можно считать пеной на поверхности турбулентной и относительно плотной фотосферы, пеной, которая тесно привязана магнитными полями к движущемуся под ней веществу.

Когда низкочастотные звуковые волны, возникшие в турбулентной конвективной зоне, проникают в хромосферу, с ними происходят существенные изменения двоякого рода. Во-первых, вследствие быстрого падения плотности они ускоряются и превращаются в ударные волны. Если поток энергии $\rho V_{\text{вещ}}^2 V_{\text{волны}}/2$ остается примерно постоянным, то амплитуда скорости вещества на фронте волны должна возрасти, как возрастает при щелканье кнутом скорость его конца. Импульсы повышенной скорости вещества приводят к более энергичным столкновениям между его частицами и, следовательно, к более сильному нагреванию при прохождении волн. Во-вторых, уменьшение плотности вещества в присутствии магнитного поля способствует переносу энергии магнитогидродинамическими волнами. Эти волны, распространяясь вдоль поля, индуцируют колебания заряженных частиц — электронов и ионов, при столкновениях которых друг с другом и с нейтральными частицами энергия волн превращается в тепловую энергию вещества. Совместное действие этих двух механизмов нагревает хромосферу на протяжении около 3000 км от температуры 4300 К у ее основания до почти корональных значений. Гравитационные волны, возбуждаемые в фотосфере проникающими туда конвективными движениями, также могут взаимодействовать с магнитными полями

и служить дополнительным источником нагревания атмосферы. Таким образом, независимо от свойств источника кинетическая энергия когерентного и направленного волнового движения (либо всего вещества, либо только заряженных частиц) превращается вследствие столкновений в кинетическую энергию хаотического движения частиц, которую мы называем теплом.

Уменьшение плотности в хромосфере приводит также к тому, что кинетическая энергия движения вещества становится малой по сравнению с энергией магнитного поля; последняя не должна быстро убывать с высотой. Способность магнитного поля запасать энергию наглядно объясняется следующим образом. Когда

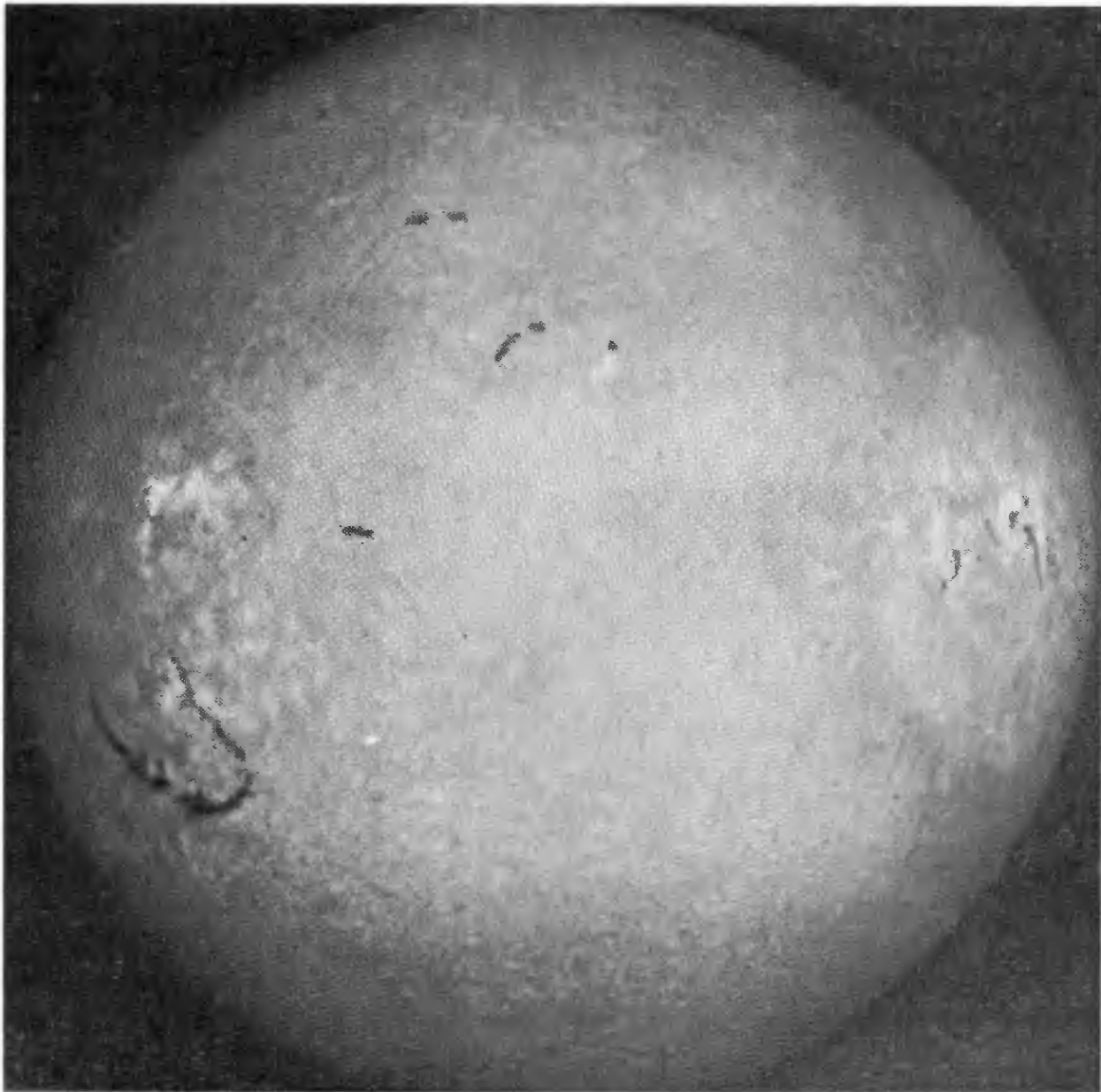


РИС. 2.14. Спектрогелнограмма в свете центра линии $H\alpha$, полученная 27 авг. 1963 г.

Можно различить сетку ярких эмиссионных образований в спокойных областях, но она гораздо заметнее на рис. 2.15. Снимок получен на обсерватории Маунт Вилсон.

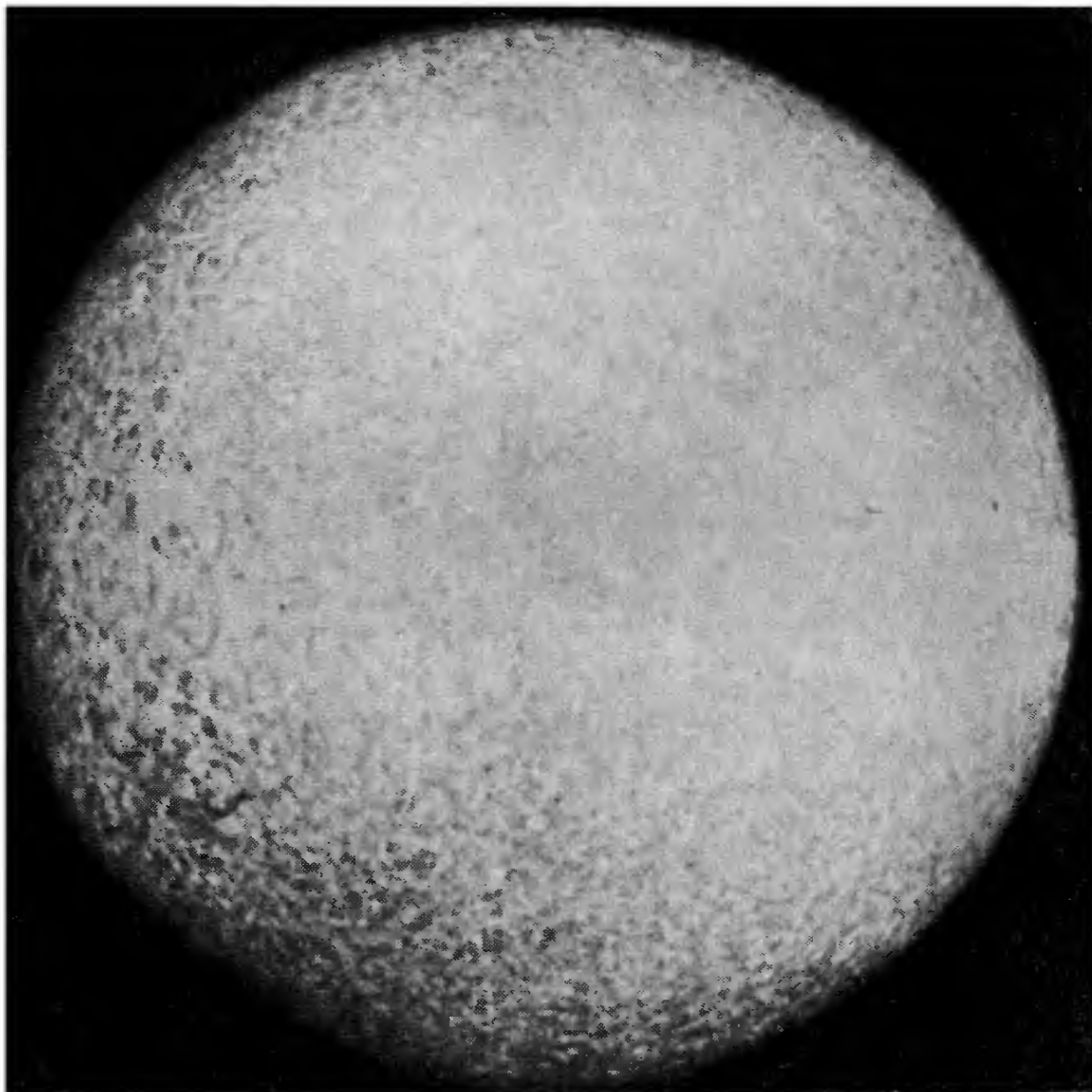


РИС. 2.15а Спектрогелнограмма в свете CaII (фиолетовая сторона линии $\lambda 3934 \text{ \AA}$), полученная 27 авг. 1963 г.

Спектрогелнограмма снята в свете фиолетовой стороны (K2V) недалеко от центра линии поглощения CaII (однократно ионизованного кальция) $\lambda 3934 \text{ \AA}$ (обозначаемой обычно как «линия CaK»). Сетка ярких эмиссионных образований видна на ней значительно отчетливее, чем в свете центра линии. Снимок получен на обсерватории Маунт Вилсон.

напряженность магнитного поля растет вследствие усиления тока, создающего поле, на преодоление индуктивности, препятствующей изменению тока, затрачивается электрическая энергия. Эту энергию можно считать запасенной в магнитном поле, ее плотность пропорциональна квадрату напряженности магнитного поля. Запасенная энергия проявляется в индуцированных токах и силах, препятствующих солнечному веществу (которое обладает высокой электропроводностью) двигаться пер-

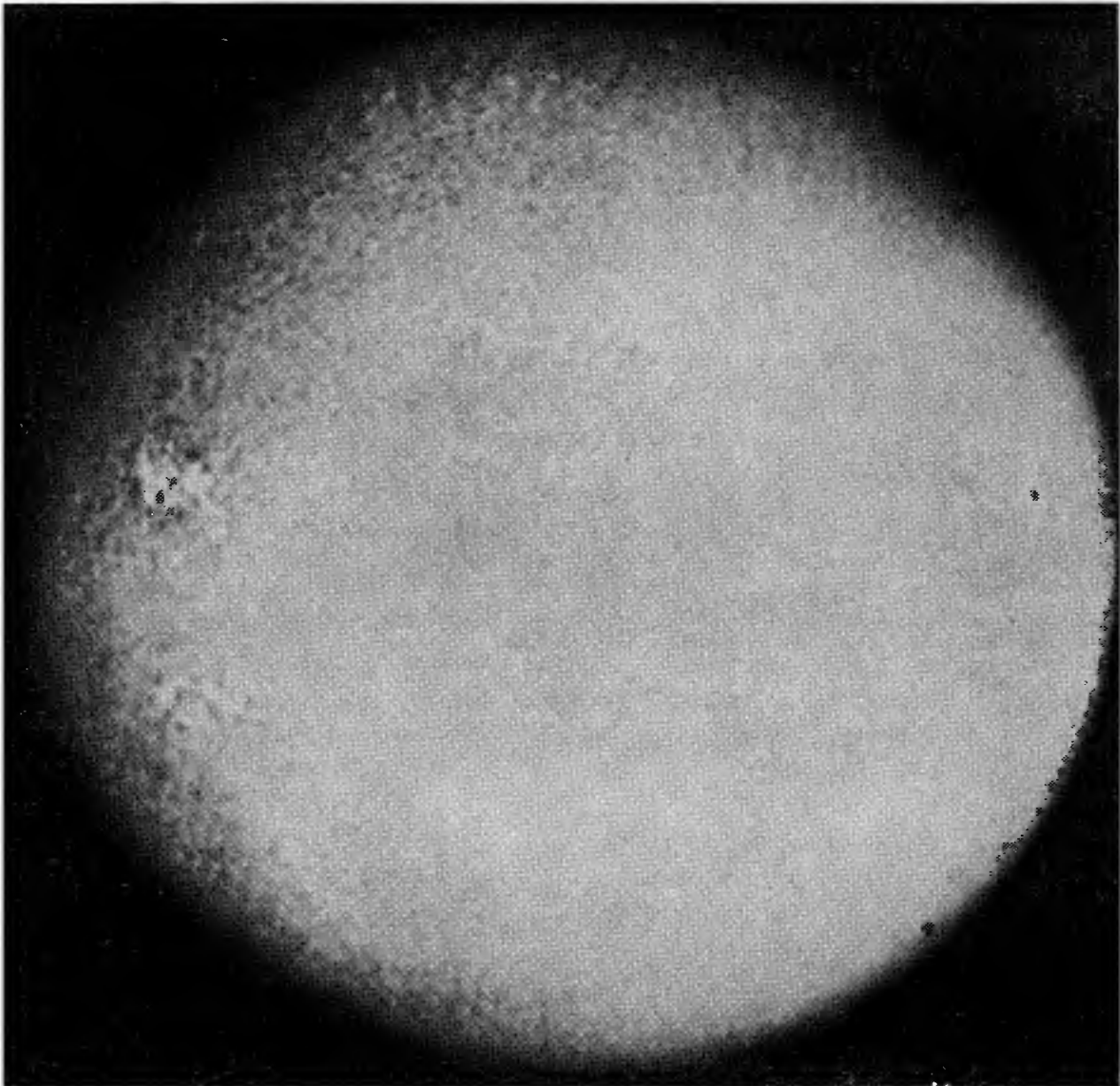


РИС. 2.156. Спектрогелиограмма в свете CaII (фиолетовая сторона линии $\lambda 8498 \text{ \AA}$), полученная 27 авг. 1963 г.

Спектрогелиограмма снята в свете фиолетовой стороны ($-0,36 \text{ \AA}$) линии поглощения $\lambda 8498 \text{ \AA}$. Сетка тоже видна, но хуже, чем в свете K2V. Снимок получен на обсерватории Маунт Вилсон.

пендикулярно магнитным силовым линиям. Вследствие убывания плотности ситуация сильно меняется при переходе от фотосферы, где кинетическая энергия вещества больше энергии магнитного поля и движущийся газ увлекает поле за собой, к верхней хромосфере, где движение полностью ионизованного газа управляется магнитным полем. В частности, горизонтальное движение газа, направленное к краям ячеек супергрануляции, выносит магнитные поля к краям ячеек, где столкновение встречных потоков вещества приводит к увеличению напряженности поля. Таким путем возникает сетка усиленных магнитных полей,

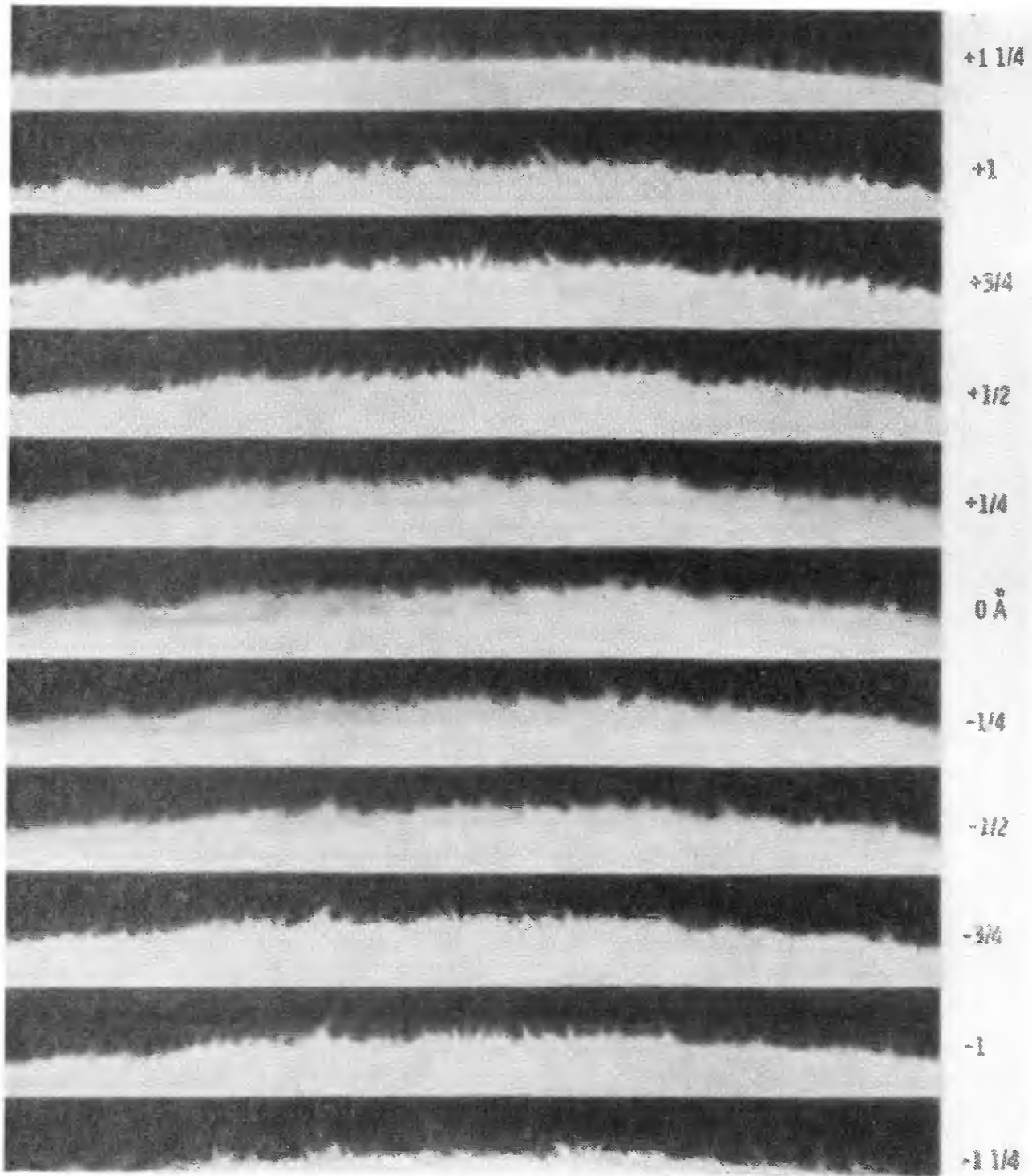


РИС. 2.16. Спикулы на краю солнечного диска, сфотографированные в свете линии $H\alpha$.

Этот замечательный ряд снимков получен Данном на обсерватории Сакраменто Пик с помощью вакуумного телескопа (чтобы уменьшить влияние турбулентности в земной атмосфере на качество изображения и тем самым достичь большей разрешающей способности). Легко различаются отдельные спикулы. В свете центра линии из-за наложения многочисленных спикул создается впечатление диффузного края хромосферы над внутренним резким краем фотосферы. Если бы можно было отфильтровать весь свет за пределами узкой полосы пропускания, центрированной на $H\alpha$, был бы виден только этот внешний диффузный край. Детали, видимые в красном и фиолетовом крыльях $H\alpha$ ($\pm 1, \text{Å}$), совпадают не полностью, что объясняется эффектом Доплера, возникающим от движения спикул вдоль луча зрения. (По Данну, обсерватория Сакраменто Пик.)

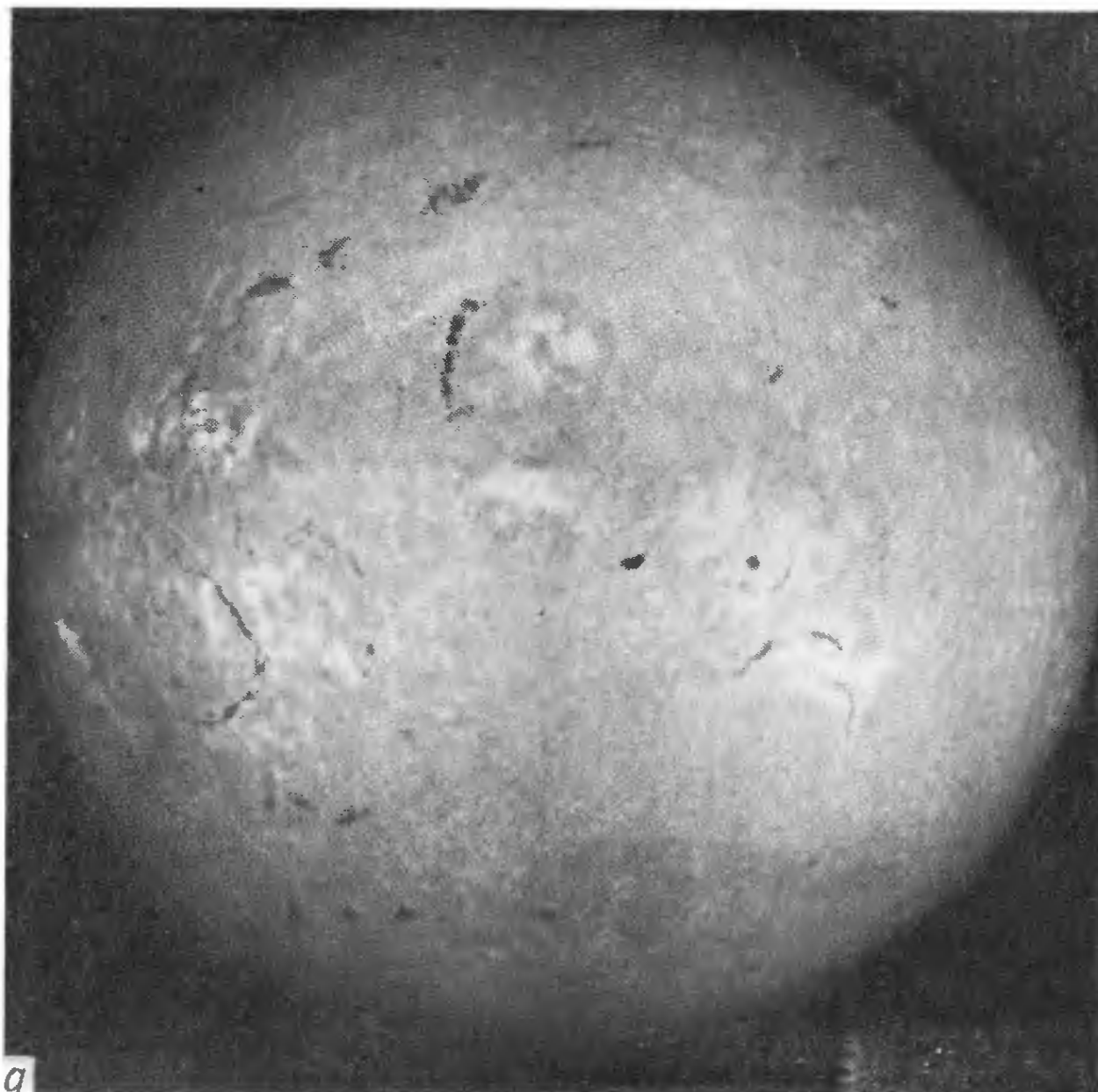


РИС. 2.17а. Спектрогелиограмма в свете центра линии $H\alpha$, полученная 23 июля 1961 г.

Снимки 2.17а, 2.17б и 2.17в иллюстрируют соответствие между хромосферной сеткой и расположением спикул. Хотя установить точное соответствие при визуальном изучении снимков нельзя, все же совпадение масштабов хромосферной сетки и картины расположения спикул очевидно. Вполне согласуются также локализации хорошо развитой сетки (рис. 2.17б) и хорошо упорядоченной картины расположения спикул (рис. 2.17в). Хромосферная сетка видна также в свете центра линии $H\alpha$ (рис. 2.17а) в спокойных областях, где она имеет вид слабых светлых пятнышек у оснований спикул. Снимки 2.17а, б, в получены на обсерватории Маунт Вилсон.

распространяющихся в хромосферу (рис. 2.12). Установлено, что эта сетка усиленных магнитных полей, или хромосферная сетка, совпадает с сеткой более горячего вещества, а также с яркими эмиссионными и темными абсорбционными образованиями, которые видны в свете многих фраунгоферовых линий, характерных для спектра хромосферы (рис. 2.14 и 2.15). Высокая температура вещества в хромосферной сетке является следствием

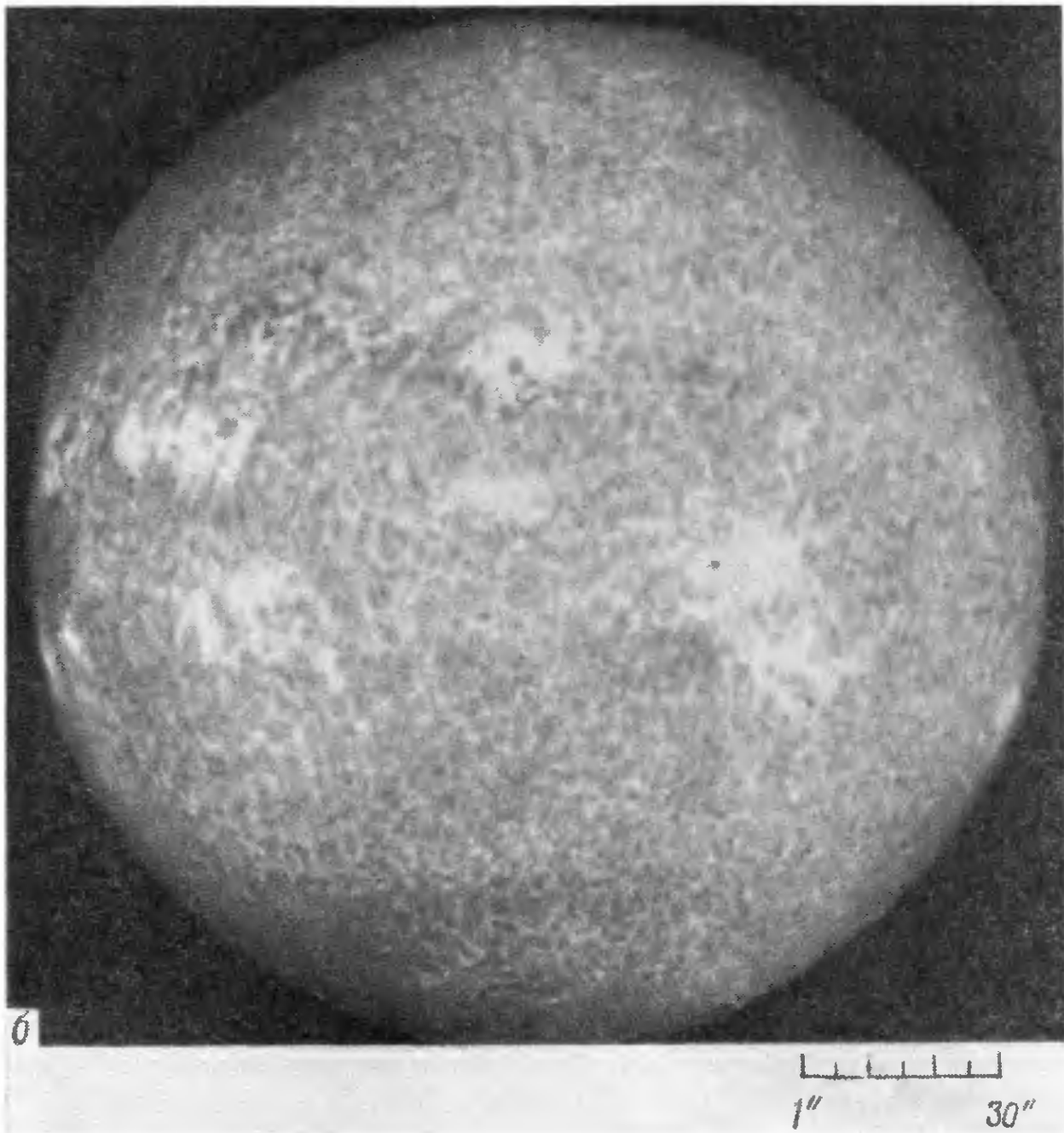


РИС. 2.176. Спектрогелнограмма в свете фиолетовой стороны (K2V) линии CaK, полученная 23 июля 1961 г.

присутствия усиленных магнитных полей, которые облегчают перенос механической энергии вверх и способствуют диссипации магнитогидродинамических волн, о чем говорилось выше.

В хромосферной сетке берут начало яркие струи светящегося газа, поднимающиеся почти до 10 000 км, чтобы угаснуть там через 2—5 мин. Эти языки пламени, или спикулы (копья), видны на снимках края солнечного диска, где они кажутся расположенными очень тесно из-за наложения вдоль луча зрения. Поэтому хромосферу называли «горящей прерией» (рис. 2.16). Если наблюдать диск Солнца в свете линии H α недалеко от ее

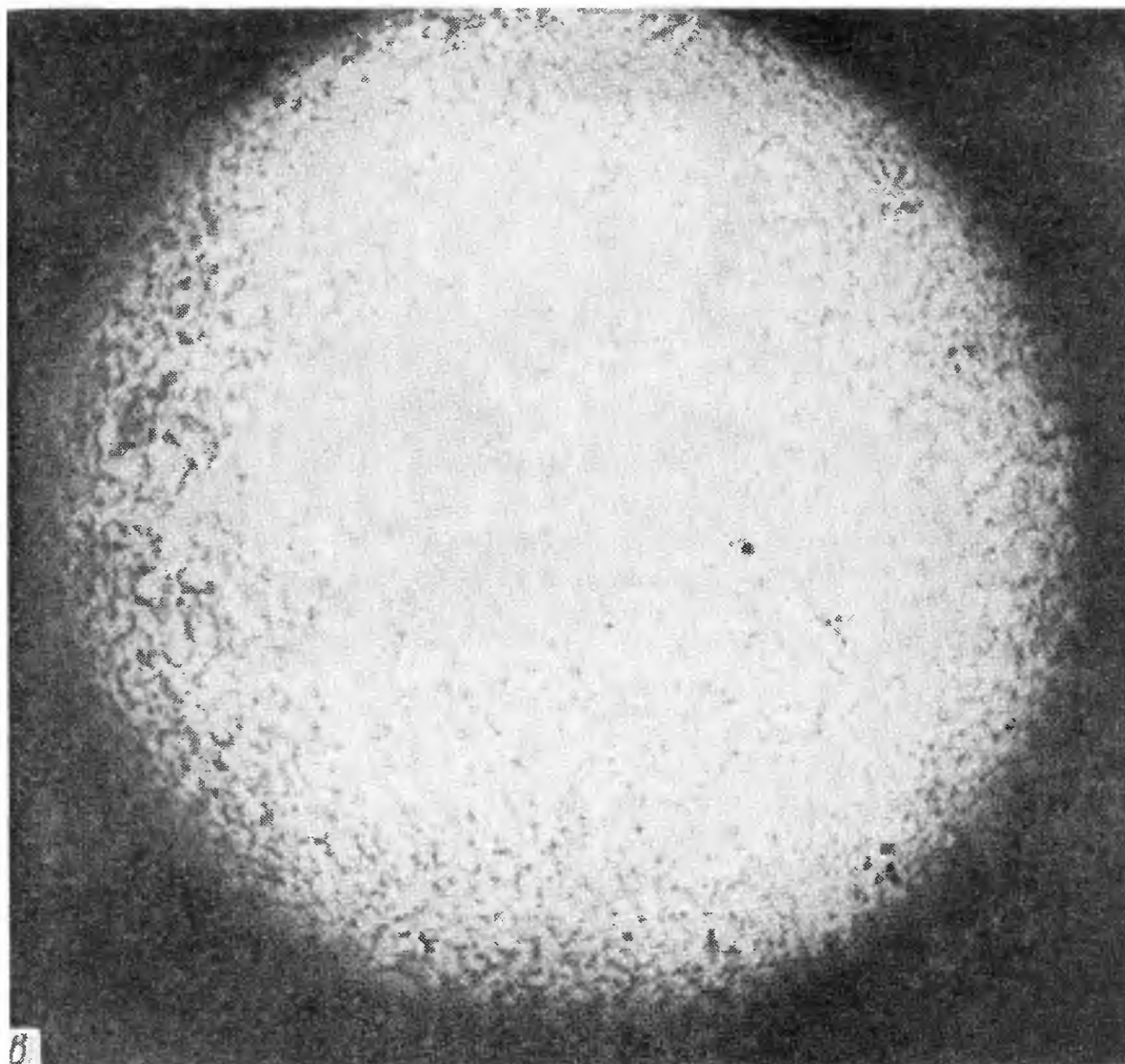


РИС. 2.17в Спектрогелиограмма в свете красной стороны ($0,7 \text{ \AA}$ от центра) линии $H\alpha$, полученная 23 июля 1961 г.

центра с красной стороны, то нетрудно увидеть спикулы в поглощении на относительно более ярком фоне; на такой спектрогелиограмме хорошо видно их распределение и стремление располагаться вдоль хромосферной сетки (рис. 2.17). Следовательно, спикулы тоже возникают в хромосферной сетке и их происхождение, несомненно, тесно связано с магнитными полями. Возможно, что спикулы служат основным путем в корону для вещества и потоков энергии, но они могут также быть ни с чем не связанным побочным динамическим эффектом.

2.6. КОРОНА

Над хромосферой мы встречаемся с областью крайне низких плотностей, очень трудной для наблюдения. Интенсивность излучения солнечной короны в белом свете — «белой короны» —

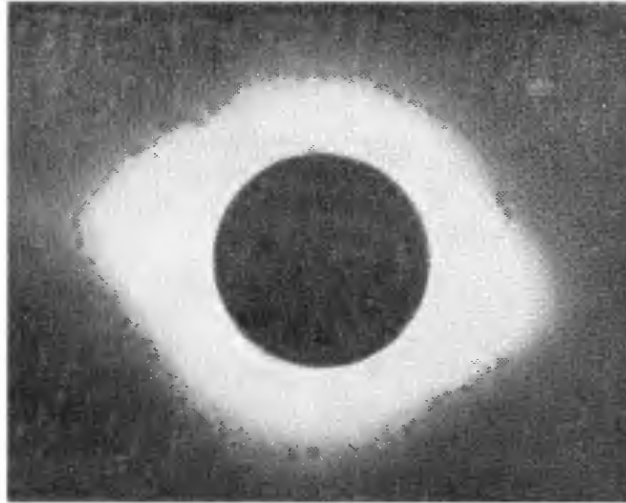


РИС. 2.18 Солнечная корона в эпоху минимума солнечных пятен.

Этот снимок был сделан во время солнечного затмения 30 июня 1954 г. Корона обладает почти полной сферической симметрией, за исключением полосы повышенной электронной концентрации у экватора, объясняющейся присутствием небольшого числа активных областей. Экспозиция 50 с. Снимок получен Валленквистом, обсерватория Уппсала.

по крайней мере в 10^6 раз меньше интенсивности излучения диска, ее яркость, грубо говоря, равняется яркости полной Луны. Наблюдения с поверхности Земли с помощью коронографов (телескопов, в которых устраняется изображение диска Солнца) могут дать лишь неполную информацию об излучении белой короны на расстояниях до нескольких радиусов Солнца, так как фон неба, т. е. свет фотосферы, рассеянный в земной атмосфере, преобладает над слабым свечением короны. Есть несколько способов преодоления этой трудности.

Общепринятый и проверенный временем способ наблюдения короны состоит в том, чтобы дожидаться полного солнечного затмения, которое происходит примерно два раза в каждые три года, и воспользоваться экранирующим действием Луны. По счастью, Луна имеет почти такой же угловой размер, как и Солнце. Преимущество затменных наблюдений в том, что прямое излучение диска уже не рассеивается земной атмосферой, т. е. отсутствует яркий фон. Поэтому во время затмений белую корону можно наблюдать на значительно больших расстояниях от Солнца (рис. 2.18). Однако жизнь наблюдателя короны, пользующегося этим методом, нелегка. Чтобы наблюдать полное солнечное затмение, экспедициям, везущим с собой многотонное оборудование, приходится добираться до самых отдаленных мест земного шара. Когда же наступает полная фаза затмения, в распоряжении наблюдателя оказывается самое большее несколько минут, и то если позволяет погода.

Второй способ наблюдения белой короны на расстоянии многих радиусов от Солнца, который стали применять в последнее время, — это подъем коронографа над основной толщей нашей атмосферы на зондирующей ракете. На больших высотах фон, создаваемый рассеянным светом, существенно ослаблен, а излучение фотосферы и хромосферы может быть эффективно устранено в инструменте. Этот метод, конечно, полезен, а его естественное развитие — наблюдения с коронографом, установленным на орбитальном космическом корабле, — очень скоро перевесит те несколько сотен минут полных солнечных затмений, которыми располагали наблюдатели в течение последнего столетия.

Излучение белой короны возникает тремя различными путями. Первая составляющая излучения короны — корона K (от немецкого слова *kontinuierlich* — непрерывный) — ответственна за большую часть света, который мы наблюдаем в пределах $1,3 R_{\odot}$ от поверхности Солнца (рис. 2.19). Это излучение имеет

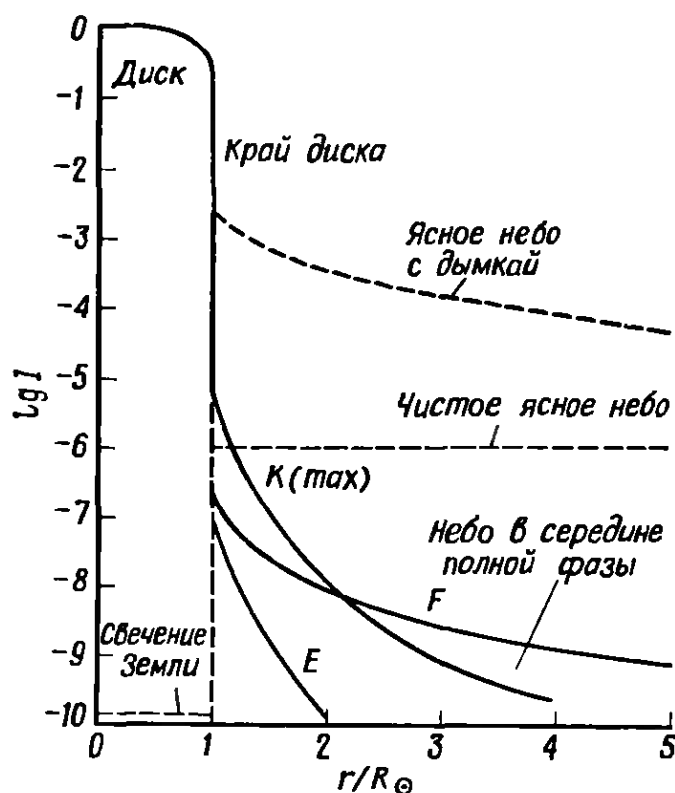


РИС. 2.19. Три составляющие излучения короны

Преобладающая составляющая от $1,0$ до $2,3 R_{\odot}$ — корона K (здесь она представлена для эпохи максимума солнечной активности). Начиная с $2,3 R_{\odot}$, преобладает корона F . Вклад короны E относительно мал, если рассматривать всю энергию, излучаемую в видимой области спектра (как на этом рисунке). Однако в линиях излучения, в узких интервалах длин волн, корона E может быть интенсивнее двух других составляющих. Как следует из этого рисунка, чтобы наблюдать корону хотя бы только до $1,2-1,3 R_{\odot}$, требуются оптимальные условия видимости (чистое голубое небо). Даже во время затмений светлый фон неба, если его яркость достигает приведенного здесь верхнего предела, не дает возможности наблюдать корону F дальше $4 R_{\odot}$. Нижний предел свечения неба в середине полной фазы затмения равен $3 \cdot 10^{-10} B_{\odot}$, на таком фоне корону можно наблюдать значительно дальше $4 R_{\odot}$. (По ван де Хюлсту [5].)

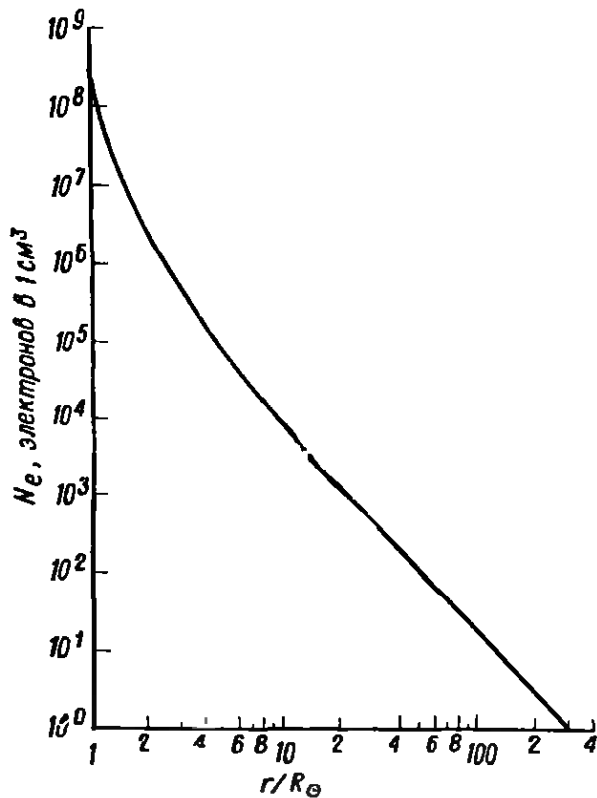


РИС. 2.20. Типичный ход электронной концентрации у солнечного экватора в эпоху минимума солнечной активности

Значения для расстояний, превосходящих $30 R_{\odot}$, ненадежны. В эпоху максимума солнечной активности электронные концентрации приблизительно в 2 раза больше. Данные, по которым построен этот график, заимствованы у Ньюкирка [11].

непрерывный спектр и представляет собой излучение фотосферы, рассеянное по направлению к наблюдателю свободными электронами короны (рис. 2.20). В его спектре нет фраунгоферовых линий, так как доплеровские смещения, сообщаемые каждому фотону при рассеянии на быстро движущихся электронах, значительно превышают ширину этих линий. Поэтому фраунгоферовы линии сильно расширяются, размываются и становятся неразличимыми. Вторая составляющая короны — корона F , которая возникает от рассеяния на относительно тяжелых твердых частицах, медленно движущихся между Землей и Солнцем в плоскости эклиптики, в противоположность короне K имеет спектр с фраунгоферовыми линиями. Корона F возникает так же, как и зодиакальный свет, поэтому ее иногда называют «внутренним зодиакальным светом». Третья составляющая — корона E — представляет собой излучение в спектральных линиях, испускаемое ионами коронального газа. Тепловые скорости ионов малы по сравнению со скоростями электронов, и излучаемые линии не размываются доплеровским расширением в отличие от фраунгоферовых линий короны K .

Использовать понятие температуры для оценки энергетического состояния коронального газа было бы не совсем правильно. Поскольку корональный газ прозрачен почти ко всему собственному излучению и потому не является изолированной системой, он не находится в состоянии термодинамического равновесия. Существует несколько способов определения температуры коронального газа. Большинство этих способов дает при-

мерно одно и то же значение, и все они приводят к заключению, что средняя тепловая энергия частиц короны очень велика.

Один из способов — определение температуры по гидростатической шкале высот; температура (средняя энергия частиц) пропорциональна этой величине. Другой способ использует для оценки температуры наблюдаемую интенсивность излучения в радиодиапазоне. Корона, прозрачная для видимого излучения, непрозрачна для радиоизлучения с длинами волн, превосходящими ~ 2 м. Плотность электронного газа достаточна для того, чтобы он хорошо поглощал и излучал радиоволны в этом диапазоне. Следовательно, можно считать, что электронный газ и радиоизлучение имеют одну и ту же температуру. Третий способ состоит в том, что для наблюдаемой высокой степени ионизации корональных атомов вычисляют температуру (среднюю энергию электронов), которая необходима для достижения баланса между процессами ионизации и рекомбинации.

Наглядным свидетельством высокой степени ионизации короны может служить присутствие ионов железа FeXVII, у которых оторвано 16 электронов из 26, — им принадлежат многие из высокоэнергичных линий короны E. И, наконец, температуру (среднюю скорость ионов) можно найти по измеренным доплеровским ширинам линий излучения корональных ионов. Все перечисленные методы подтверждают, что температура короны имеет порядок 10^6 К; для внутренней короны принято значение $1,5 \cdot 10^6$ К. Однако, несмотря на столь высокую температуру, общее количество энергии, заключенной в короне, невелико. Средняя энергия, приходящаяся на частицу, велика, но плотность энергии мала вследствие исключительно низкой концентрации частиц: на расстоянии $4 R_{\odot}$ в 1 см^3 коронального газа содержится 10^5 частиц, а в земной атмосфере на уровне моря 10^{19} см^{-3} . Из-за низкой плотности корона излучает в 10^3 раз меньше энергии, чем хромосфера.

Вследствие высокой температуры короны и высокой степени ионизации ее вещества большая часть ее излучения приходится на высокоэнергичные области спектра — рентгеновскую и далекую ультрафиолетовую, где излучение фотосферы и хромосферы слабо, поэтому для наблюдения короны в свете этих спектральных областей не требуется коронографа. Локальные повышения плотности во внутренней короне хорошо видны на фоне относительно темного диска Солнца (рис. 2.7).

Корона не статична, как считали еще недавно, — она расширяется под действием собственного градиента давления в направлении, противоположном действию солнечной гравитации, в вакуум межпланетного пространства. Поток солнечных частиц, называемый «солнечным ветром», достигает Земли со сверхзвуковой скоростью около 400 км/с, его концентрация составляет

всего несколько частиц в 1 см^3 , а температура — примерно 10^5 К . Расстояние между Солнцем и Землей, равное $215 R_{\odot}$, поток проходит приблизительно за 5 сут (свету требуется для этого 8 минут).

Вблизи Солнца (в пределах около $3 R_{\odot}$) геометрия потока определяется структурой магнитного поля. Однако на больших расстояниях от Солнца магнитное давление становится меньше газового, и солнечный ветер искажает там магнитные поля, вытягивая их из окрестности Солнца далеко в межпланетное пространство. Следовательно, Земля погружена, по сути дела, во внешние слои солнечной атмосферы, только плотность этих слоев исключительно мала.

Итак, мы узнали, что солнечная энергия генерируется в ядре Солнца и почти вся излучается в пространство относительно тонкой фотосферой. Кроме того, в конвективной зоне небольшое количество лучистой энергии, перенесенной из ядра, превращается в механическую энергию, которая совместно с резким падением плотности обеспечивает очень высокую температуру внешних слоев солнечной атмосферы. Как мы убедились, каждый слой Солнца имеет свои отличительные характерные черты, хотя переход между соседними слоями происходит постепенно, и они часто проникают друг в друга. Введем теперь в эту модель динамические явления солнечной активности.

2.7. ИСТОЧНИКИ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Источник солнечной энергии — термоядерный синтез в центральной области Солнца. Поскольку энергия освобождается с постоянной скоростью, можно было бы ожидать, что Солнце излучает всегда и повсюду одинаково на всех длинах волн. Однако временами на некоторых участках солнечной поверхности наблюдаются быстрые колебания интенсивности, причем особенно сильные всплески происходят в коротковолновой области спектра. Следовательно, существуют какие-то физические факторы, непрерывно возмущающие Солнце, нарушающие нашу сферически симметричную равновесную модель и приводящие к локализации выхода энергии в пространстве, времени и длинах волн. Из-за предательской запутанности физической картины здесь трудно отличить причины от следствий. И все же, рискуя попасть под влияние теорий, кажущихся сейчас такими убедительными, мы сделаем упрощающее допущение: будем считать, что основные возмущающие факторы — это крупномасштабные солнечные магнитные поля и дифференциальное вращение Солнца.

Как известно из наблюдений, Солнце обладает общим магнитным полем, подобным крупномасштабному дипольному полю

Земли. Слабое поле с напряженностью около 1 Гс (земное имеет напряженность 0,6 Гс) преобладает в северной полярной области выше гелиографической широты 50° ; приблизительно такое же поле противоположной полярности преобладает в соответствующей области южного полушария. Однако общее магнитное поле Солнца не имеет вполне определенной оси и не симметрично. Следовательно, нельзя считать, что его создает какой-то диполь, находящийся в Солнце. Оно скорее представляет собой результат наложения многочисленных небольших поверхностных полей.

Солнце имеет то же направление вращения, что и Земля. В самом деле, вращение Солнца и почти всех планет, так же как и обращение планет вокруг Солнца, происходит в одном и том же направлении. В отличие от Земли Солнце вращается не как твердое тело. Его экваториальная область вращается быстрее, чем полярные области. На уровне фотосферы сидерическая скорость вращения ω определяется приближенно выражением (Говард и Харвей [4])

$$\omega = \frac{1}{26} \left(1 - \frac{1}{8} \sin^2 \theta - \frac{1}{6} \sin^4 \theta \right) \text{ оборота в сутки,} \quad (2.1)$$

где θ — гелиографическая широта (рис. 2.21, а). Следовательно, период вращения изменяется от 26 сут на экваторе до почти 37 сут на полюсах. Соответствующие синодические периоды вращения, наблюдаемые с Земли, составляют 27 сут на экваторе и около 41 сут на полюсах. Эти скорости вращения найдены по наблюдаемым доплеровским смещениям фотосферных линий и приблизительно на 4—5% меньше скорости, определяемой по солнечным пятнам. Пятна в свою очередь вращаются несколько медленнее, чем наблюдаемые магнитные поля, волокна и корона К; исключение составляет экваториальная область, где все эти скорости примерно одинаковы.

Нетвердое вращение, возможно, объясняется тем, что недра Солнца вращаются значительно быстрее, чем наружные слои, отчего на экваторе внешним слоям передается особенно большой момент количества движения. Это утверждение основывается на следующих соображениях: если солнечная система сконденсировалась из вращающегося газового облака, то Солнце должно иметь момент количества движения, в 200 раз больший того, который оно имело бы, если бы вращалось только с наблюдаемой угловой скоростью. Кроме того, как показывают очень тщательные измерения Дикке [2], Солнце обладает сплюснутостью $5 \cdot 10^{-5}$, которую можно было бы приписать действию центробежных сил, возникающих от быстрого вращения солнечного ядра. Если действительно существует быстро вращающееся ядро, оно может быть также основным источником мо-

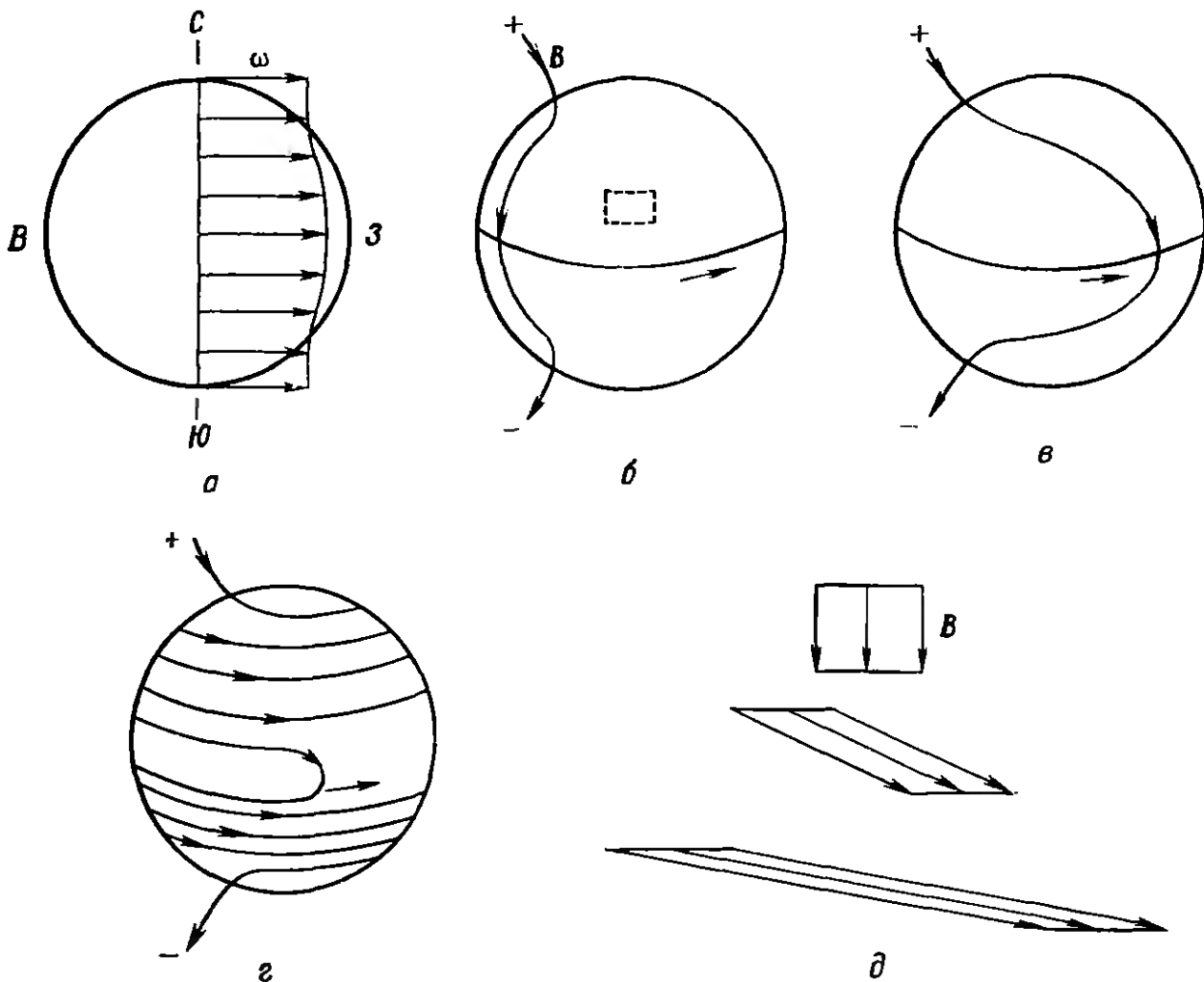


РИС. 2.21. Усиление магнитных полей на Солнце вследствие дифференциального вращения.

a — общее изменение угловой скорости с широтой. *б* — начальное положение вмороженной вдоль меридиана магнитной силовой линии, *в*, *г* — дифференциальное вращение наматывает силовую линию на Солнце *д* — воздействие на элемент вещества, отмеченный на рис. 2.21. *б*. Дифференциальное вращение растягивает магнитные силовые линии, они сближаются, и напряженность поля увеличивается. Рис. 2.21, *б–г* заимствованы у Ливингстона [10].

мента количества движения, уносимого от Солнца солнечным ветром.

Дифференциальное вращение связывают также с почти горизонтальными волнами, образующими вихревое течение на солнечной поверхности. Эти волны, называемые волнами Россби, переносят к экватору элементы жидкости, момент количества движения которых больше среднего момента окружающего вещества, и тем самым могут поддерживать дифференциальное вращение. Полагают, что именно волны Россби порождают в земной атмосфере струйные течения, наблюдаемые в средних широтах. Возможным источником энергии волн Россби на Солнце является конвективная зона. Мелкие вихри конвективных движений могут передавать кинетическую энергию более крупным вихрям волн Россби с помощью какого-то нелинейного механизма. Действие последнего противоположно фрикционной

диссипации, при которой крупные вихри распадаются на все более и более мелкие и, наконец, превращаются в тепловое движение. Вторая возможность состоит в том, что крупномасштабные вихри приводятся в движение различием в температуре между экватором и полюсами. Поскольку на характеристики солнечной конвекции и сопутствующего ей потока тепла влияет «эффективная» сила тяготения (сила тяготения + центробежная сила), а она различна на полюсах и на экваторе, может возникнуть и соответствующее различие в температуре. Независимо от своего происхождения дифференциальное вращение во взаимодействии с общим магнитным полем Солнца является, по всей вероятности, тем двигателем, который приводит в действие солнечную активность.

Термин «взаимодействие», который мы употребляли также при описании хромосферной сетки, требует пояснения. Магнитные силовые линии — мысленный образ, помогающий наглядному описанию физической ситуации. Они создаются движением электрического тока и изображаются в виде петель, замыкающихся на себя, вдоль которых расположилась бы стрелка компаса. Напряженность магнитного поля пропорциональна числу силовых линий, проходящих через элемент жидкости. Если магнитные силовые линии «вморожены» в элемент, который расширяется, скручивается или еще каким-то образом изменяет площадь своего поперечного сечения, то соответственно изменяются плотность расположения линий и напряженность магнитного поля. На Солнце вещество и магнитное поле связаны друг с другом настолько тесно, что почти всегда можно считать поле «вмороженным». Такая тесная связь объясняется высокой концентрацией носителей зарядов (электронов и ионов). Обусловленная этим высокая электропроводность заключена между проводимостями морской воды и ртути, различающимися примерно в 10^4 раз. Газ, в котором концентрация носителей зарядов достаточно велика для того, чтобы экранировать его от внешних электрических полей и предотвращать накопление крупномасштабных эффективных зарядов, мы будем именовать «плазмой». Когда элемент солнечной плазмы движется перпендикулярно магнитному полю, индуцируются ток, вторичное магнитное поле и сила, которая препятствует изменению формы магнитных силовых линий, в системе координат, связанной с этим элементом. Индуцированный ток пропорционален проводимости и относительной скорости поля и плазмы. Следовательно, при высокой проводимости вещество может двигаться перпендикулярно магнитному полю лишь с небольшой относительной скоростью: поле и плазма ведут себя так, как будто они примерзли друг к другу. Если плотность кинетической энергии плазмы намного больше, чем плотность энергии магнитного

поля, плазма будет двигаться и неограниченно искажать поле. Если же справедливо обратное, то плазма будет вынуждена двигаться параллельно магнитным силовым линиям, которые будут теперь определять линии тока жидкости. Как можно видеть на примере супергрануляции и хромосферной сетки, в атмосфере Солнца осуществляются оба эти случая.

Общее магнитное поле, вмороженное в поверхность Солнца и вначале направленное от полюса к полюсу, искажается дифференциальным вращением, как показано на рис. 2.21. Вытягивание поля из-за дифференциального вращения может заметно увеличить плотность расположения силовых линий поля. Такие усиленные поля и их градиенты тесно связаны с возникновением явлений солнечной активности. Пределы, в которых заключены шкалы времени этих явлений, очень широки; наибольшей продолжительностью обладает, насколько нам известно, 11-летний цикл солнечной активности.

2.8. ЦИКЛ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Чтобы непосредственно проследить за развитием цикла солнечной активности, удобнее всего наблюдать, как изменяется со временем число пятен, появляющихся на Солнце. Солнечные пятна холоднее окружающей фотосферы и на снимках в белом свете выглядят как темные четко ограниченные образования (рис. 2.1, *a*). Число пятен на диске подсчитывается несколько условно по формуле

$$ZS = CF (IS + 10 NG), \quad (2.2)$$

где ZS — цюрихское число солнечных пятен, IS — число отдельных пятен, NG — число групп пятен (множитель 10 выбран отчасти произвольно), а CF — корректирующий множитель, определяемый индивидуально для каждого наблюдателя, чтобы учесть различия в оборудовании, атмосферных условиях и его личные особенности. Периодичность числа солнечных пятен с очевидностью следует из рис. 2.22; средний период составляет 11,0 лет. Для последних четырех циклов усредненный период равнялся 10,4 года (рис. 2.23). Имеются определенные указания на существование долгопериодического цикла длительностью около 80 лет, налагающегося на 11-летние циклы. Очевидно также, что подъем от минимума к максимуму происходит быстрее, чем спад, — в последних четырех циклах подъем продолжался всего около 4 лет. Следовательно, после максимума 1968 г. следует ожидать минимум в 1975 г., а следующий максимум будет в 1979 г.

Графики ежедневных цюрихских чисел солнечных пятен выявляют и более кратковременные изменения которые нельзя

обнаружить по годовым средним (рис. 2.24). Из них с очевидностью следует 27-дневная периодичность, связанная с вращением Солнца. Некоторые большие группы пятен существуют дольше, чем длится оборот Солнца вокруг его оси, и к тому же пятна предпочитают появляться на одних и тех же долготах. Помимо этого, число пятен, по-видимому, подвержено значительным случайным кратковременным колебаниям.

Другой ключ к пониманию физической природы цикла солнечной активности дают изменения со временем широты областей, в которых появляются пятна. В начале цикла эти области находятся обычно на широтах $\pm 40^\circ$, а затем перемещаются к экватору; когда они доходят до широт $\pm 5^\circ$, начинается новый цикл. Диаграмма, изображающая это перемещение («бабочки» Маундера), приведена на рис. 2.25.

Однако главный ключ к пониманию периодичности солнечной активности следует искать в периодических симметричных изменениях магнитных полей солнечных пятен и полярных областей. Тени — самые темные центральные области солнечных пятен — являются, как показывают наблюдения, носителями

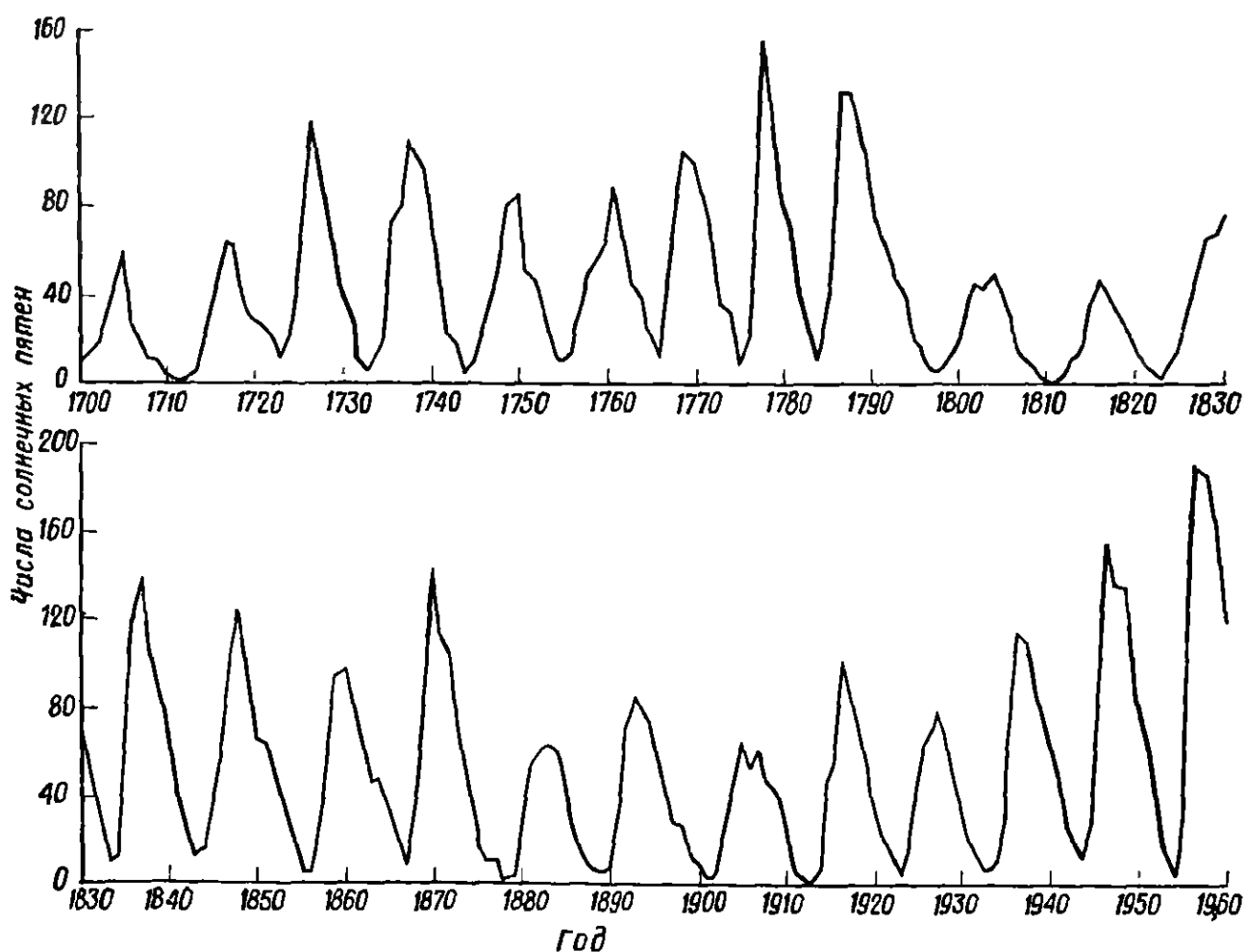


РИС. 2.22. Изменение числа солнечных пятен со временем. (По Вальдмайеру, Швейцарская федеральная обсерватория).

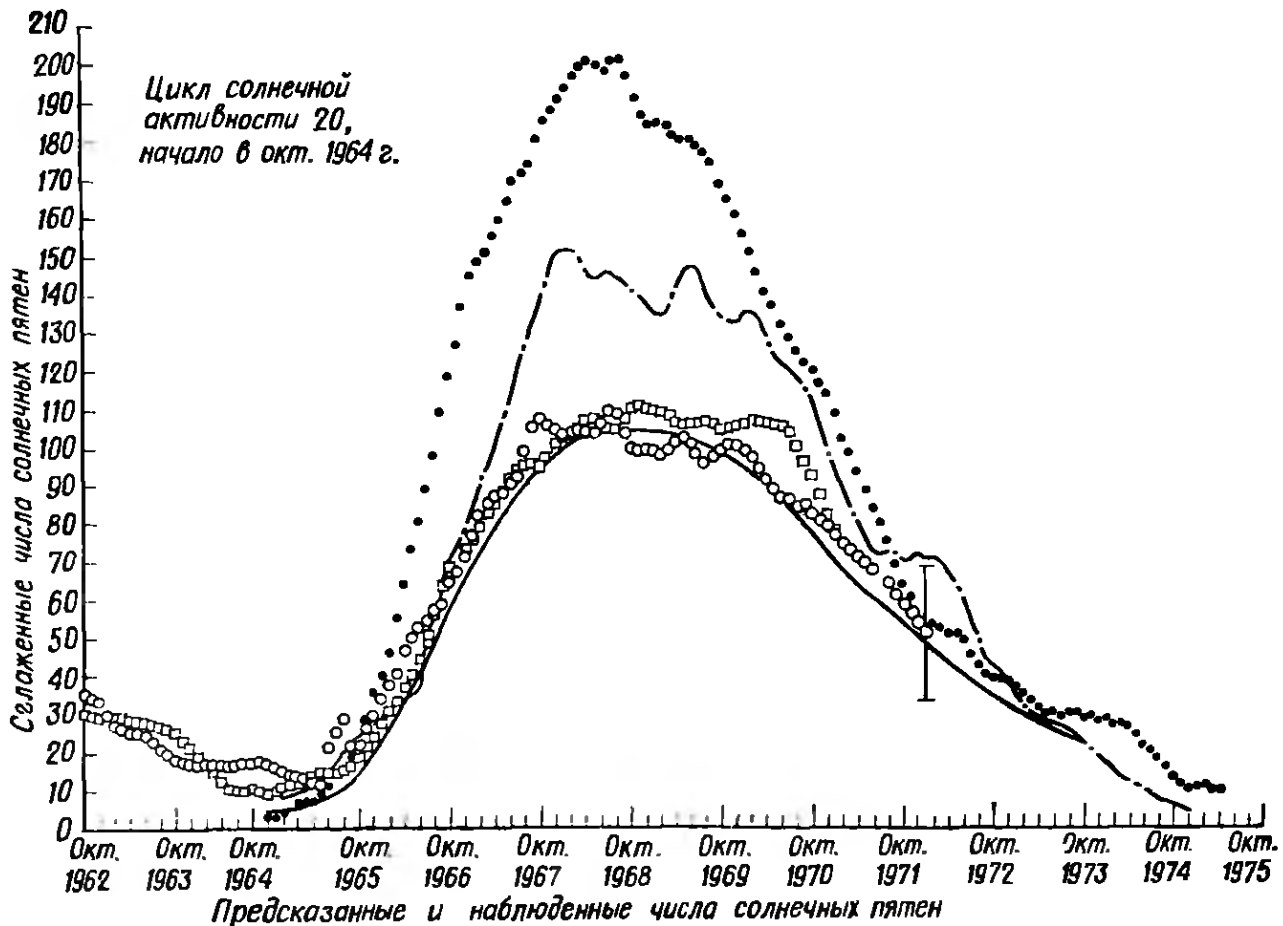


РИС. 2.23. Циклы солнечной активности от 8-го до 20-го. Из Solar-Geophysical Data, № 324-1 (июль 1971).

- наблюдения (включая последние числа 1970 г.),
- предсказанный цикл 20,
- цикл 19 (начало в апр. 1954 г., на рисунке совмещено с началом цикла 20),
- цикл 18 (начало в февр. 1944 г., на рисунке совмещено с началом цикла 20),
- среднее из циклов 8—19.

сильных магнитных полей, направленных приблизительно вертикально. Большинство пятен объединено в биполярные группы, где предшествующее (по отношению к направлению вращения Солнца) пятно p или группа пятен имеют полярность, противоположную полярности последующего пятна f или группы пятен (рис. 2.26). В течение цикла почти все предшествующие пятна северного полушария Солнца имеют одну и ту же полярность; в южном полушарии распределение полярностей обычно бывает противоположным (рис. 2.27). Слабые магнитные поля у полюсов обладают той же полярностью, что и предшествующие пятна данного полушария. Поистине замечательной особенностью является то, что с каждым новым циклом полярности пятен меняются на противоположные. Кроме того, иногда (не всегда) за этим следует обращение знака полярных магнитных полей, происходящее в эпоху максимума цикла. Когда в начале цикла появляются новые высокоширотные группы пятен, распределение их полярностей оказывается противоположным тому,

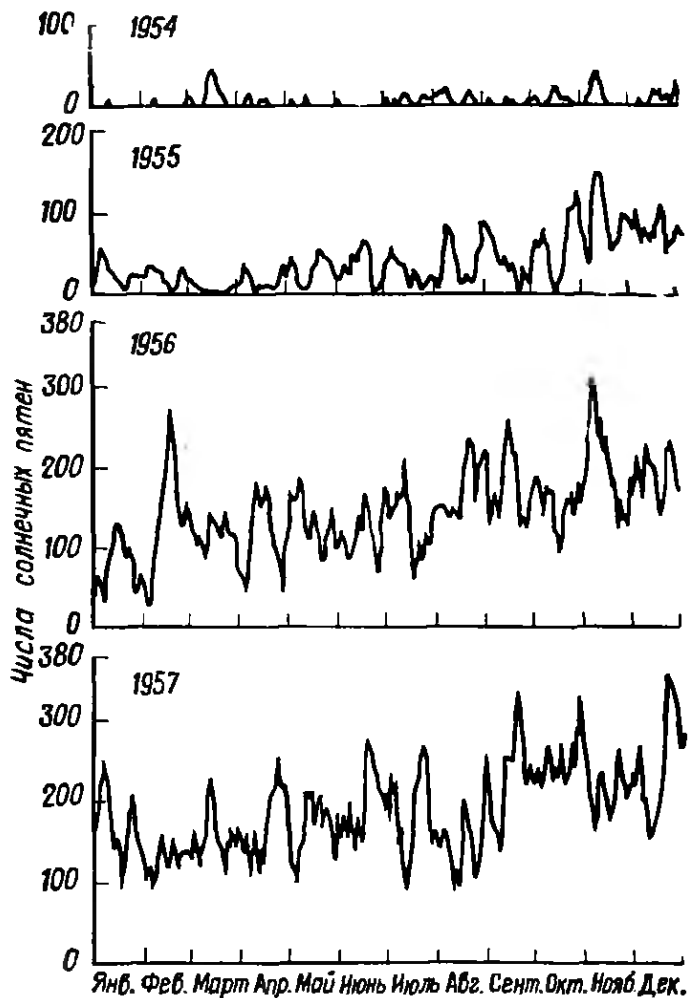


РИС. 2.24. Суточные колебания числа солнечных пятен. (По Вальдмайеру, Швейцарская федеральная обсерватория).

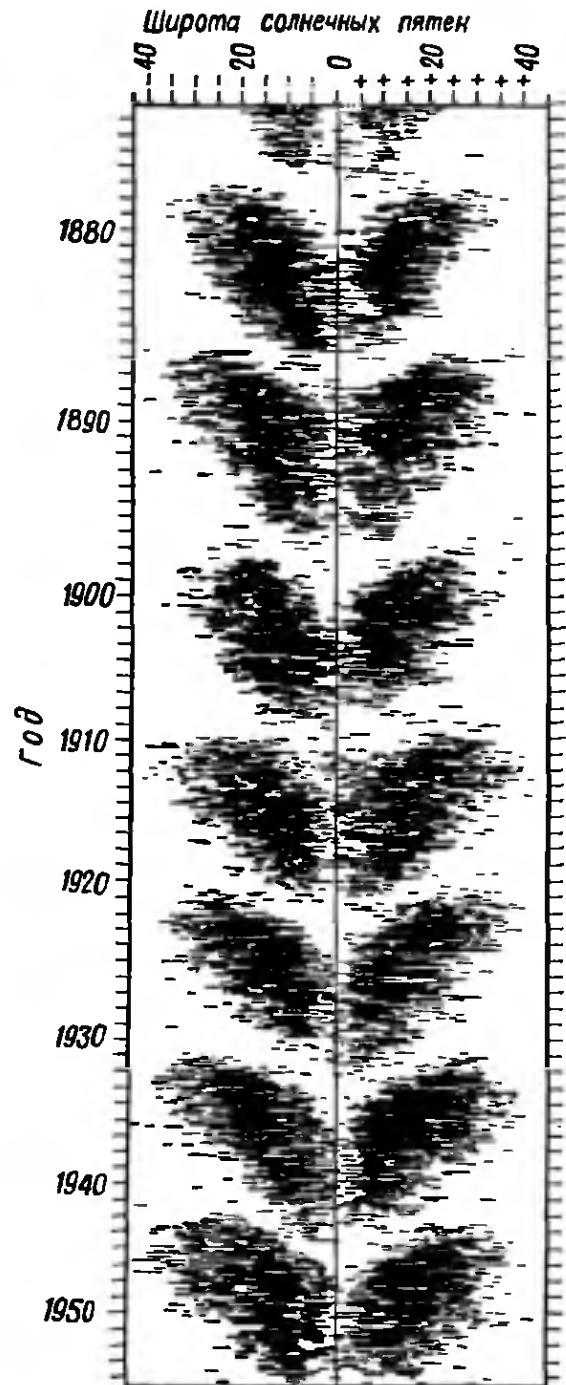


РИС. 2.25. «Бабочки» Маундера. По вертикальной оси отложено время, по горизонтальной — широта областей появления солнечных пятен. Очевидно, что области пятнообразования перемещаются в ходе цикла активности от высоких широт к низким. Можно также убедиться, что при появлении на высоких широтах пятен нового цикла вблизи экватора еще сохраняются пятна предыдущего цикла. Эта диаграмма прекрасно иллюстрирует периодичность и повторяемость распределения солнечных пятен. (По Кнпенхойеру [7].)

которое имеют немногочисленные группы, оставшиеся от предыдущего цикла вблизи экватора. Таким образом, для возвращения Солнца к той же самой общей конфигурации магнитных полярностей пятен и слабых полей у полюсов требуется два цикла, т. е. 22 года.

Хорошая модель, всесторонне объясняющая цикл солнечной активности, была предложена Бэбкоком [1] и развита Лейтоном [8, 9]. Чтобы понять связь между многочисленными явлениями солнечной активности, очень полезно хотя бы бегло познакомиться с этой моделью.

За столь короткое время, как 11 лет, изменения в магнитных полях, вмороженных в солнечную плазму, не могут проникнуть далеко под поверхность Солнца. Поэтому приходится отказаться от классического представления об общем магнитном поле Солнца как поле стержнеобразного диполя, находящегося в центре Солнца, — правильное считать, что общее поле существует только во внешней оболочке Солнца (рис. 2.21, б). Как уже было отмечено, дифференциальное вращение должно растягивать магнитные силовые линии, первоначально направленные вдоль меридиана. Кроме того, внутренняя часть Солнца может вращаться с иной скоростью, нежели поверхность, что также должно увеличивать напряженность поля. Конвективные движения под фотосферой скручивают трубки силовых линий уже усиленного магнитного поля наподобие канатов и тем самым еще больше сближают силовые линии (рис. 2.28, а). Петли на таких скрученных магнитных трубках, образующиеся из-за мелкомасштабной турбулентности, создают очень большие напряженности поля на маленьких площадках. Когда напряженность поля (и, следовательно, магнитное давление) становится достаточно большой, поле обретает плавучесть, пробивается к поверхности, создает там солнечные пятна и образует предшествующее и последующее поля петлеобразной конфигурации (рис. 2.28, б). Такие критические напряженности достигаются прежде всего на широтах $\pm 40^\circ$, где скорость вытягивания полей имеет наибольшее значение. Лейтон показал, что если недра Солнца вращаются быстрее, чем поверхность (это согласуется с гипотезой Дикке, объясняющей сплюснутость Солнца), то напряженность поля на широтах ниже места всплывания увеличивается, а выше убывает. Поэтому зона всплывания продвигается к экватору. Эта модель цикла солнечной активности подтверждается наблюдениями, с ней согласуются «бабочки» Маундера, распределение полярностей солнечных пятен и существование слабых полей в полярных областях. Она объясняет также, почему последующие пятна появляются на несколько большей широте, чем предшествующие. И, наконец, из нее следует, что распределение полярности должно изменяться на обратное

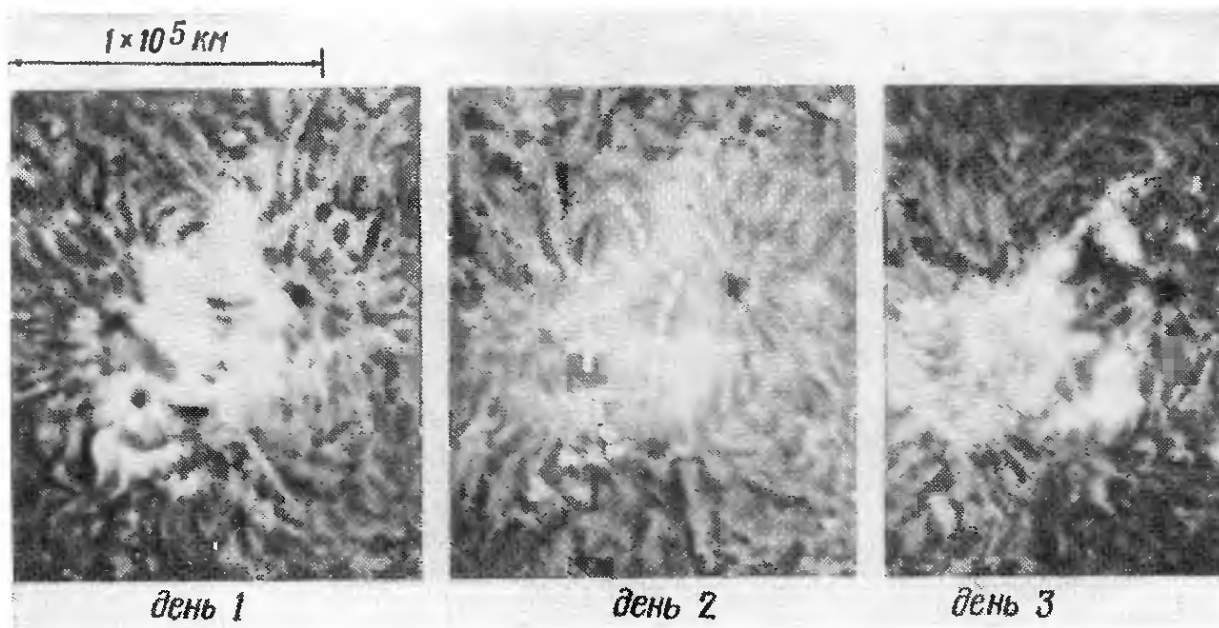


РИС. 2.26. Полярность магнитных полей солнечных пятен.

Предшествующее пятно в правой части этой молодой биполярной группы имеет полярность, противоположную полярности последующего пятна, расположенного слева. Полярности указаны на среднем снимке. При распаде активной области последующее пятно обычно заменяется флоккулом, что хорошо видно на этих трех снимках. (По Смитту и Нолану, Солнечная обсерватория Локхнд.)

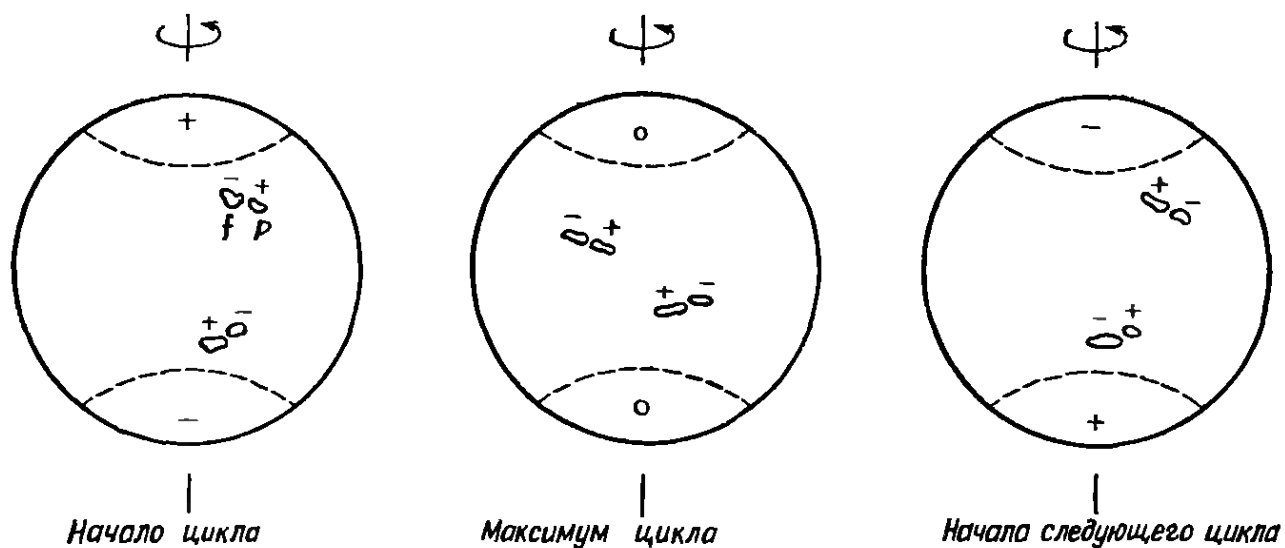


РИС. 2.27. Схема обращения знака полярных магнитных полей и полей пятен в ходе цикла солнечной активности.

каждые 22 года (см. ниже). Модель Бэбкока — Лейтона правильно предсказывает и многие другие явления, которые не были здесь рассмотрены.

Спад солнечной активности и обращение полярности объясняются хаотическими горизонтальными движениями в относительно толстых ячейках супергрануляции, в которые, по-видимому, вморожены глубокие корни магнитных полей. Если мы проследим за элементом жидкости и вмороженным в него маг-

нитным полем, то увидим, что он движется в некотором случайном направлении как часть потока в ячейке супергрануляции. Через день ячейка распадается, и наш элемент жидкости движется уже в другом случайном направлении как часть новой ячейки. После нескольких таких случайно-упорядоченных перемещений он может вообще рассеяться по солнечной поверхности. Такие движения постепенно размывают сильные магнитные поля в группах пятен, и без того растягиваемые дифференциальным вращением (рис. 2.28, *в*). Поскольку последующее пятно несколько ближе к полюсу, последующая область магнитного поля диффундирует преимущественно в полярную область. К тому времени, когда цикл активности достигает примерно середины, в полярную область успевает проникнуть магнитный поток противоположного знака, достаточный для того, чтобы обратить знак ее поля. Это влечет за собой обращение наклона магнитных силовых линий вблизи полярной области (рис. 2.29). Поскольку напряженность полярного магнитного поля вследствие непрерывной диффузии увеличивается, обращение наклона силовых линий распространяется по направлению к экватору. В тех точках, где это обращение уже произошло, дифференциальное вращение больше не увеличивает напряженности магнитного поля, а начинает разматывать силовые линии.

Через 11 лет магнитные поля полностью изменяют свою полярность повсюду. С этой точки зрения солнечная активность представляет собой непрерывно повторяющийся релаксационный процесс. Магнитная энергия, создающаяся и накапливаю-

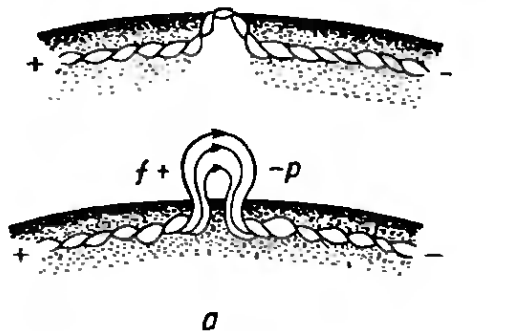
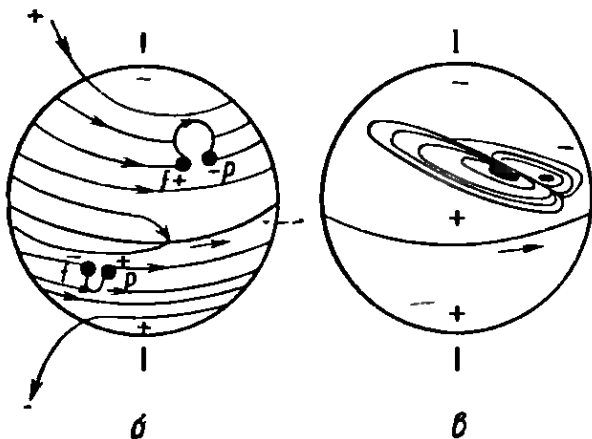


РИС. 2.28. Образование магнитного поля биполярной группы солнечных пятен.

a — магнитные силовые линии усиленного поля, скрученные конвективными движениями под фотосферой. *б* — пятна, образованные всплывшим магнитным полем. *в* — вытянутые и размываемые магнитные поля групп пятен (*p* — предшествующее пятно, *f* — последующее пятно). (По Ливингстону [10].)



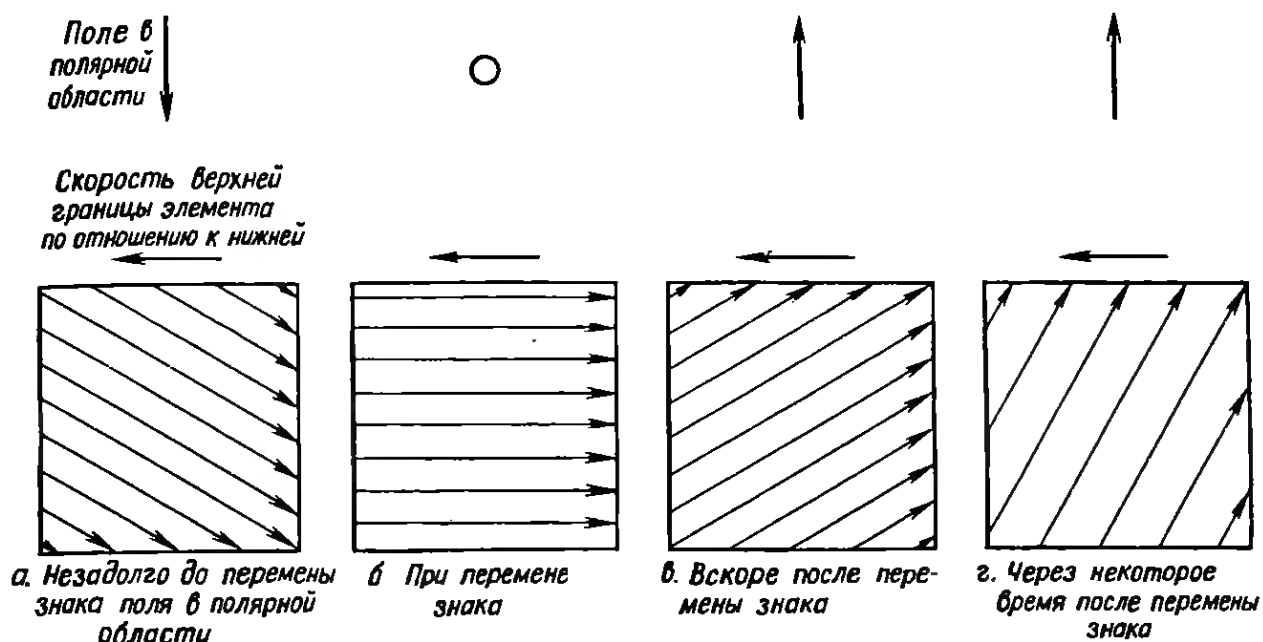


РИС. 2.29. Обращение наклона магнитных силовых линий и последующее убывание напряженности магнитного поля, вмороженного в элемент солнечной плазмы, который находится вблизи северной полярной области.

а — в — изменение знака полярного магнитного поля обращает наклон силовых линий поля, *г — с* этого момента и до начала следующего цикла дифференциальное вращение не увеличивает, а уменьшает напряженность поля.

щаяся при наматывании магнитных силовых линий, освобождается затем в ходе процессов солнечной активности, особенно бурно и обильно во время вспышек. Этим солнечная активность отличается от резонансных процессов, в которых энергия непрерывно переходит из одной формы в другую, но никогда не освобождается, как, например, при колебании маятника. Кроме того, тонкая структура генерируемых магнитных полей почти не зависит от вида полей прошедших циклов. Следовательно, поля, которые мы наблюдаем сегодня, складываются под воздействием условий, существовавших в течение прошлого или позапрошлого цикла; память о более ранних полях уже полностью стерта.

Обратимся теперь к различным проявлениям солнечной активности, наблюдающимся в возмущенной области, помня, что каждое из них имеет магнитное происхождение.

2.9. АКТИВНАЯ ОБЛАСТЬ

Активная область, иногда называемая центром активности, или, более выразительно, солнечной бурей, включает в себе много разнообразных, но связанных между собой явлений: пятна, флоккулы, протуберанцы, активные образования в короне и вспышки. Активная область в период «максимума бури» показана на рис. 2.30 и 2.31. Первичное, если не самое существенное, явление при образовании активной области — это возник-

новение магнитного возмущения. Это явление входит как составная часть во все перечисленные выше процессы.

Самые сильные магнитные поля наблюдаются в наиболее темных, грубо говоря, круглых тенях солнечных пятен (рис. 2.32). Эти приблизительно вертикальные поля с напряженностью до 4000 Гс, т. е. почти такой же большой, как у сильного магнита, сделанного из стали алнико, охватывают области, сравнимые по размеру с Землей. Их более низкая эффективная температура (≥ 4000 К) и соответственно меньшая яркость по сравнению с окружающей фотосферой объясняются тем, что сильные магнитные поля частично подавляют конвективный перенос тепловой энергии через верхние слои конвективной зоны.

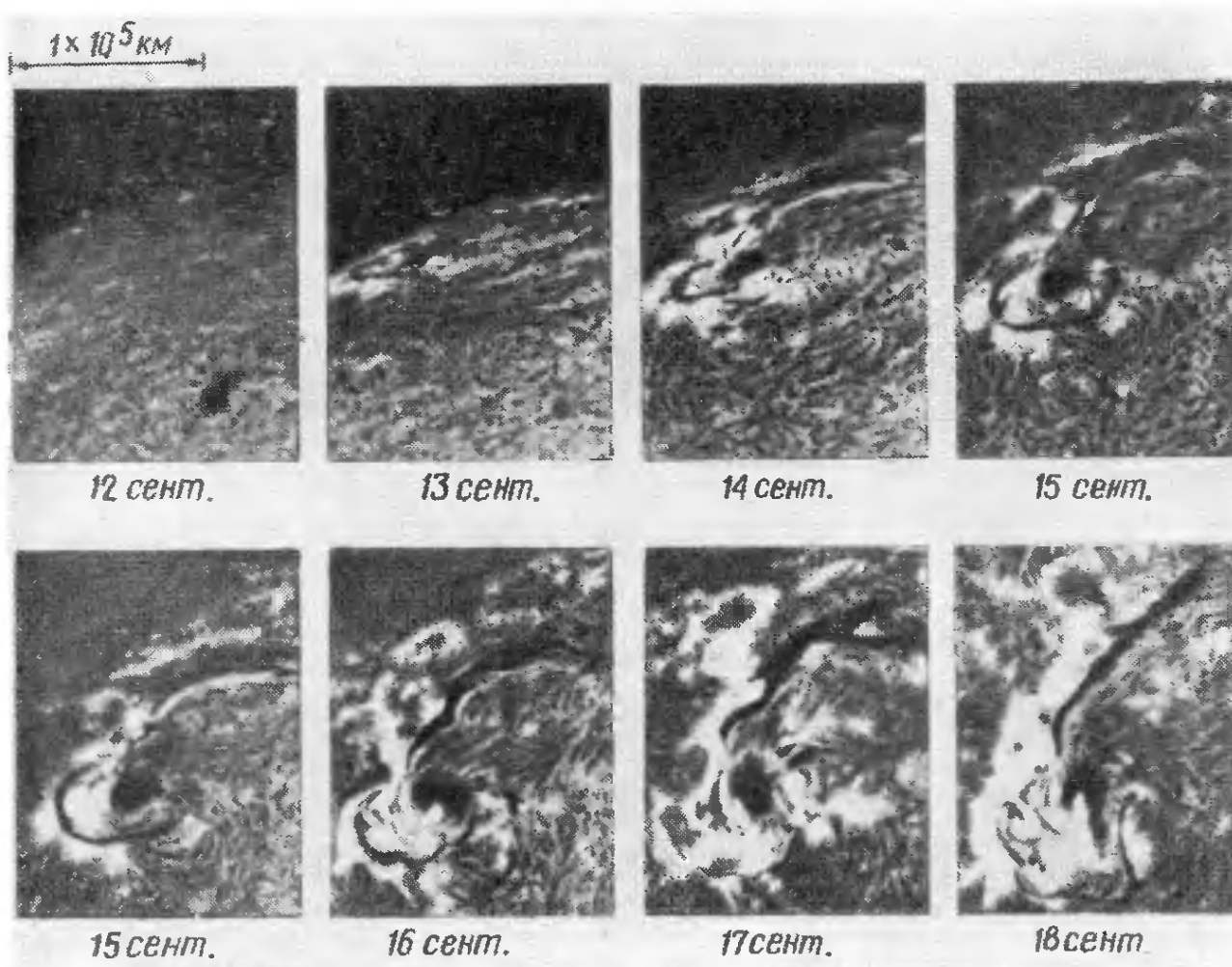


РИС. 2.30. Развитие активной области.

Ряд снимков, показывающий изменения, происходившие в активной области в течение 8 сут после ее появления на краю солнечного диска. Эти снимки — не спектрогелиограммы, они получены со светофильтром, имеющим полосу пропускания шириной $0,5 \text{ \AA}$, центрированную на линию $H\alpha$, который, как и спектрограф, исключает возможность попадания на пленку постороннего света. Снимки, полученные таким способом, называются фильтраграммами. Яркие полосы, которые находились 12 сент. на краю диска, — протуберанцы; в дальнейшем они имеют вид волокон. Предшествующее пятно можно видеть даже на этих узкополосных снимках в $H\alpha$. Более яркая область — флоккул. 16 и 20 сент. произошли сильные вспышки. (По Смитту и Нолану, Солнечная обсерватория Локхид.)

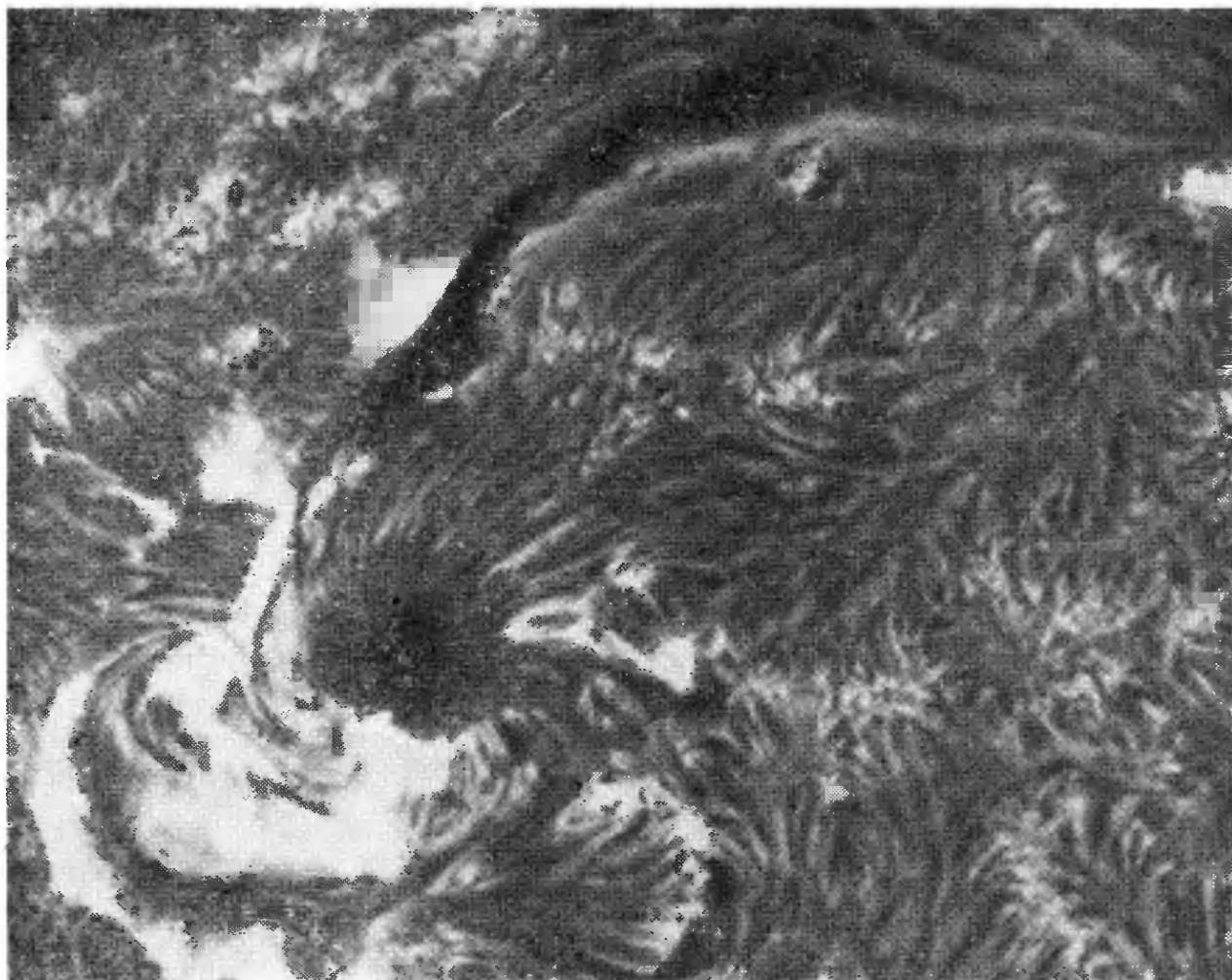


РИС. 231. Активная область 17 сент. 1966 г.

Хорошо видны волокна, флоккул, пятно и волокнистая структура хромосферы. Можно различить слабо заметную циклоническую картину в расположении волоконца около пятна, направленную против часовой стрелки. (По Смигу и Полану, Солнечная обсерватория Локхид.)

Кроме того, поскольку магнитное давление составляет значительную часть общего давления, газ в тени пятна менее плотен и более прозрачен, чем окружающая фотосфера. Меньшая температура также способствует увеличению прозрачности. Таким образом, в пятне мы видим более глубокие слои, поэтому при наблюдении вблизи края диска создается впечатление, что тень — это выемка в фотосфере (эффект Вилсона). Полутень, диаметр которой в 2,5 раза превосходит диаметр тени, окружает тень менее темным кольцом, состоящим из многочисленных волокон; магнитное поле в полутени направлено почти горизонтально. Было высказано предположение, что более светлые области между темными волокнами — это конвективные ячейки, т. е. трубки, в которых относительно более горячий газ переносится конвекцией вдоль радиально направленного горизонтального магнитного поля. Поле испытывает при этом лишь

минимальное искажение, так как эти трубки параллельны магнитным силовым линиям. Как показывают наблюдения, из тени пятна выходит направленный наружу поток газа, протяженность которого вдвое превосходит радиус полутени. Этот поток, называемый «течением Эвершеда», движется со скоростью, достигающей до 2 км/с.

На поверхности Солнца встречаются также сильные локализованные вертикальные магнитные поля, не связанные с полнотью развитыми солнечными пятнами. Они наблюдаются в порах — небольших темных областях, похожих на тени маленьких пятен без полутени. Наблюдаются также магнитные узелки — небольшие области сгущения магнитных силовых линий. В таких узелках, расположенных в промежутках между гранулами, как правило, внутри активной области, магнитные поля направлены вертикально, имеют напряженность около 1000 Гс и размеры 1—2". В излучении узелков иногда бывает несколько ослаблен непрерывный спектр и усилены некоторые фраунгоферовы линии.

Другим указанием на магнитную активность могут служить флоккулы и факелы, которые обычно появляются раньше пятен, а исчезают позже. Флоккулы — это обширные площадки, кажущиеся более яркими, чем окружающий фон, при наблюдении в свете $H\alpha$ и многих других линий. Они приблизительно совпадают с окружающими пятнами более яркими областями фотосферы — факелами, в которых усилена вертикальная составляющая магнитного поля (рис. 2.33). При описании областей усиленной эмиссии, наблюдаемых на разных длинах волн, используется несколько терминов. Относительно более яркие области,

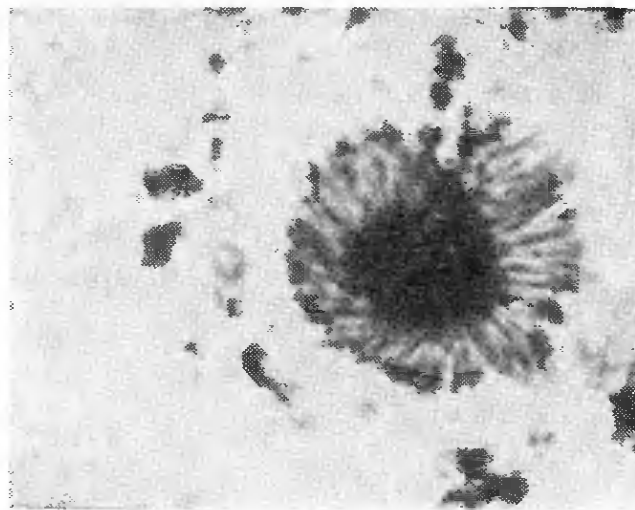


РИС. 2.32а. Солнечные пятна.

Предшествующее пятно и окружающая его грануляция в белом свете. Тень и полутень почти симметричны, (По Даниелсону, снимок получен с помощью телескопа, поднятого на аэростате.)

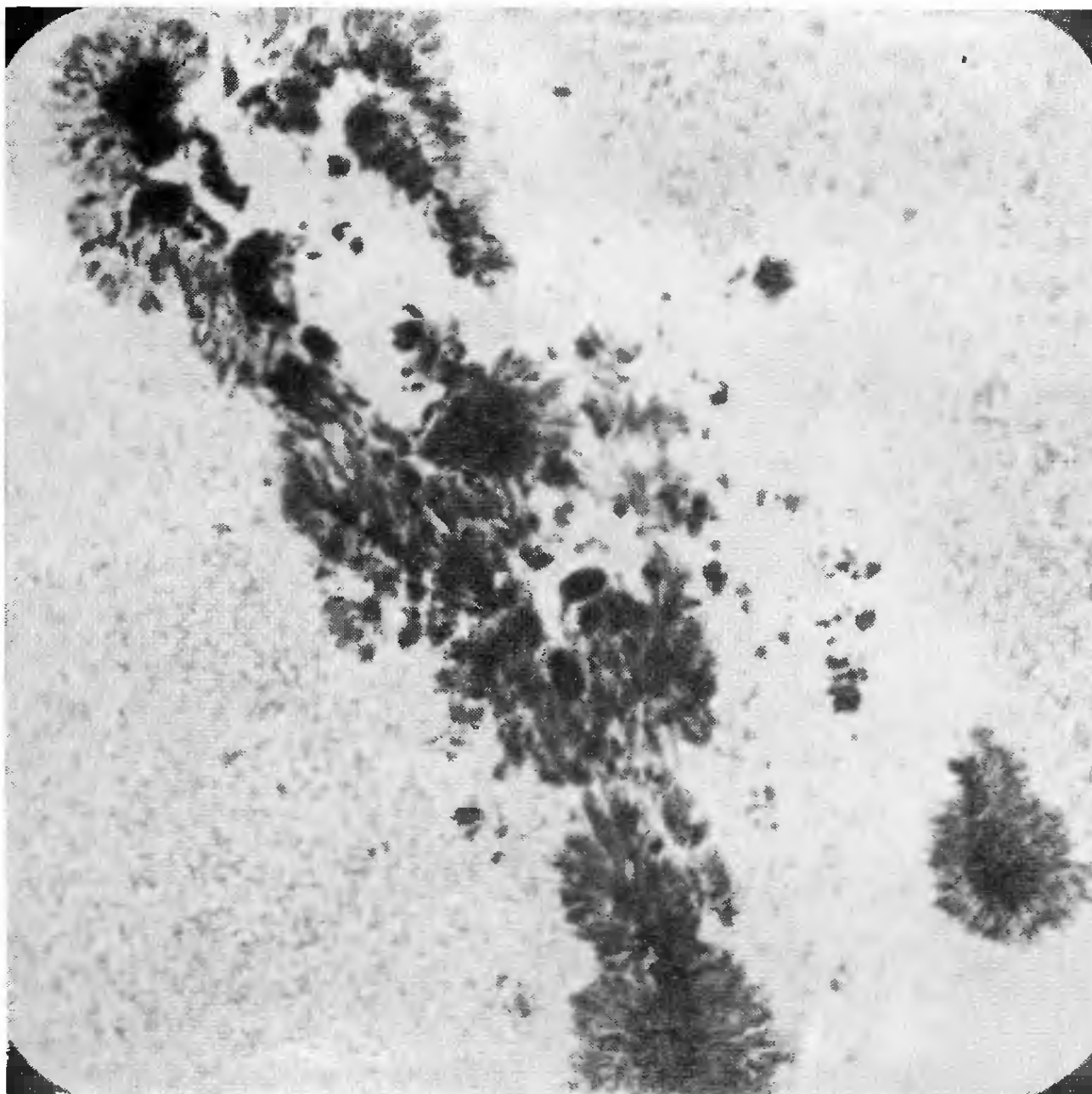
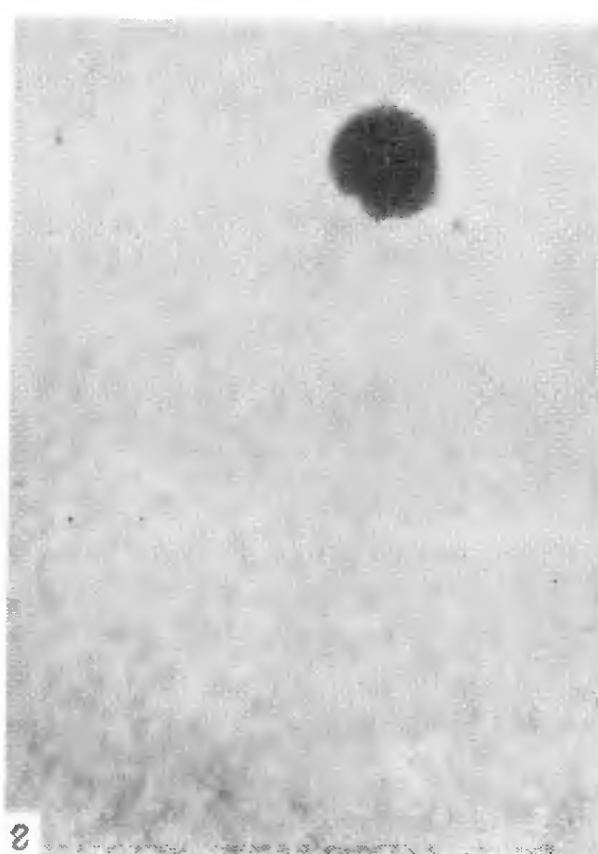
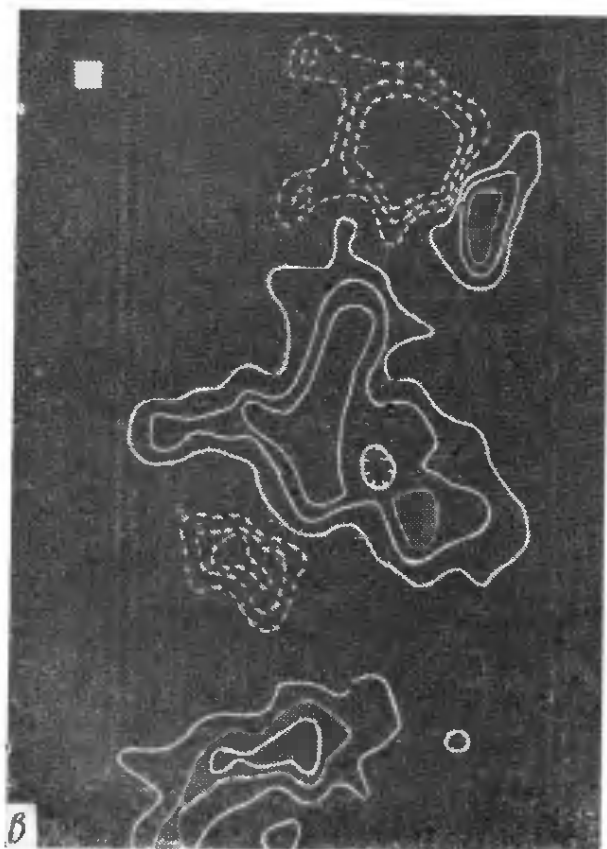
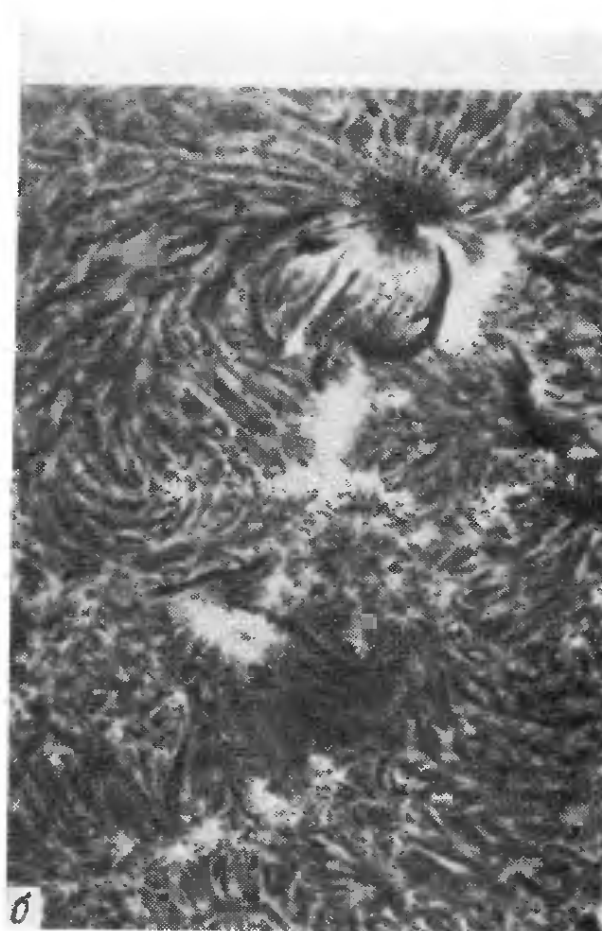
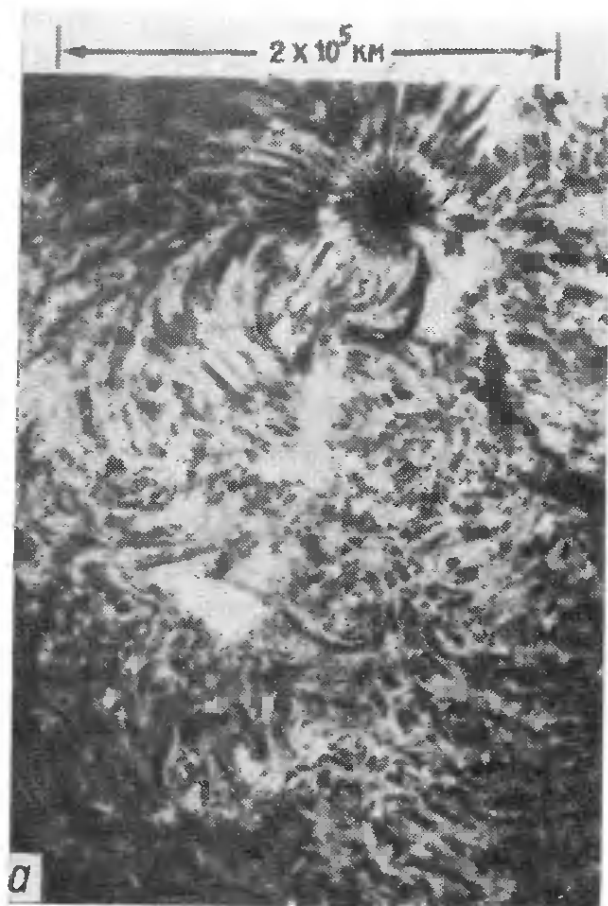


Рис. 2.326. Солнечные пятна.

Сложная группа пятен 15 нояб. 1970 г. Этот снимок, полученный с высоким разрешением, позволяет убедиться, насколько сложной может быть группа солнечных пятен. Отметим, что грануляция видна вплоть до самых границ пятен. (По Данну, обсерватория Сакраменто Пнк.)

наблюдаемые в белом свете (континууме) и находящиеся в фотосфере, называются факелами. Они видны лучше всего вблизи края солнечного диска и, грубо говоря, совпадают с лежащими над ними флоккулами, наблюдаемыми в свете сильных фраунгоферовых линий (рис. 2.35). Флоккул, или хромосферный факел (синонимы), обычно рассматривается как видимое проявление активной области и используется для определения ее протяженности. Иногда для уточнения длины волны, в которой наблюдалась яркая область, ее обозначают, например, так: флок-



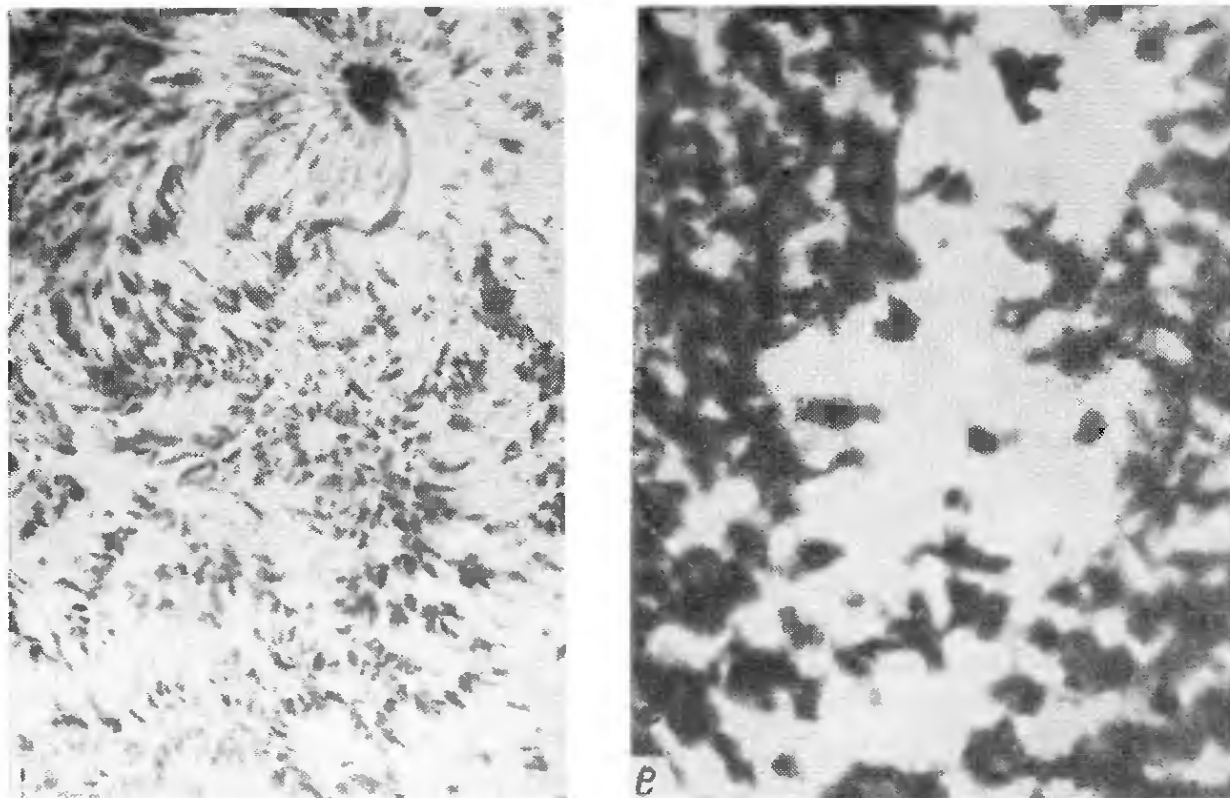


РИС. 2.33. Активная область, сфотографированная 6 сент. 1966 г. в разных длинах волн.

a — фильтограмма в $H\alpha - 0,25 \text{ \AA}$ (на расстоянии $0,25 \text{ \AA}$ в фиолетовую сторону от центра линии $H\alpha$).

б — фильтограмма в центре линии $H\alpha$. В свете центра линии лучше всего виден флоккул. В области последующего магнитного поля (крест в центре снимка) флоккул обычно выражен резче, чем в области предшествующего.

в — изогауссы магнитного поля активной области. Эти кривые, соответствующие одинаковым значениям продольной, т. е. направленной вдоль луча зрения составляющей магнитного поля, были получены на магнитографе обсерватории Маунт Вилсон в линии $\lambda 5250 \text{ \AA}$. Сплошные и пунктирные кривые относятся к разным полярностям. Окружная структура поля соответствует пятну. Области с большой напряженностью продольного магнитного поля имеют на двух предыдущих снимках относительно большую яркость, причем увеличенне яркости тем больше, чем больше градиент магнитного поля (снизу и справа от пятна). *г* — снимок в белом свете. Отметим, что пятно есть только в предшествующем магнитном поле.

д — фильтограмма в $H\alpha + 0,5 \text{ \AA}$. Здесь особенно хорошо видна структура, образуемая темными волоконцами. Сетка темных волоконцев обычно очерчивает магнитное поле активной области.

е — широкополосная спектрогелнограмма в свете линии $CaK (K232)$, полученная на обсерватории Маунт Вилсон. Контуры ярких областей на этом снимке прекрасно соответствуют изогауссам на рис. 2.34, *в*. (По Смиту и Нолану, Солнечная обсерватория Локхнд.)

кул CaK , флоккул $H\alpha$. Некоторые авторы применяют термин «флоккул» к ярким образованиям на хромосферной сетке, лежащим в основаниях спикул (рис. 2.17, *a*).

Флоккулы представляют собой по существу области, в которых газ горячее и плотнее, чем в окружающей атмосфере. Это может показаться парадоксальным, но солнечные пятна темнее, а флоккулы ярче окружающей среды по одной и той же причине — в них усилены магнитные поля. Различие состоит в том, что поля пятен достаточно сильны, чтобы существенным

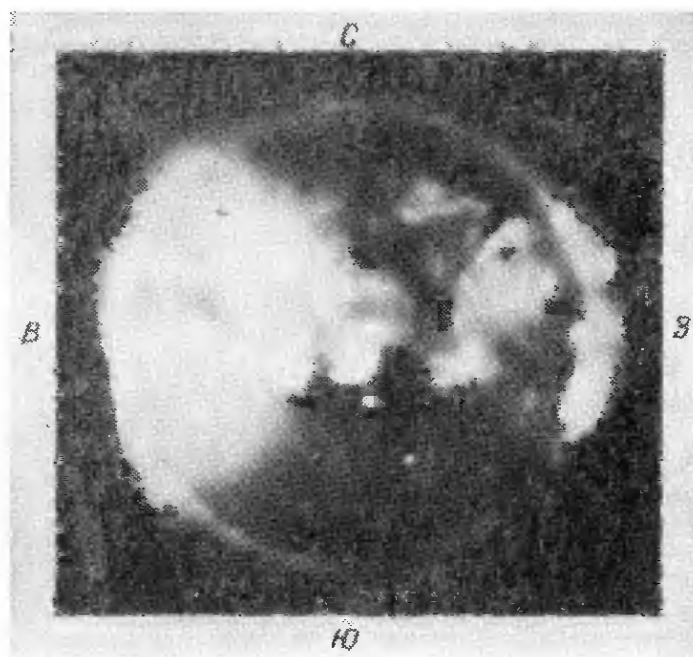


РИС 2.34. Структура флоккулов в рентгеновских лучах сразу после полного солнечного затмения 7 марта 1970 г.

Снимок получен с зондирующей ракеты. На нем превосходит для снимка в рентгеновских лучах видны детали флоккулов в активных областях (увеличение яркости нижних слоев атмосферы) и их взаимосвязь (арки, соединяющие флоккулы). Разрешение особенно хорошее в центре диска. Снимок сделан с парниевым фильтром, экспозиция 11 с. На восточном краю видна Луна. Следует обратить внимание на петлеобразные структуры над активными областями. При внимательном рассмотрении можно заметить соединения между предшествующими магнитными областями северного и южного полушарий, расположенными друг против друга по разные стороны экватора; эти соединения могут служить еще одним подтверждением теории Бэбкока — Лейтона. (Группа солнечной физики American Science et Engineering, Inc.)

образом воспрепятствовать притоку энергии, переносимой конвекцией снизу вверх, а слабые поля флоккулов не могут затормозить конвективные движения. Однако поля флоккулов должны усиливать относительно более слабый поток механической энергии, переносимый из конвективной зоны звуковыми волнами, и способствовать диссипации этой энергии. В этом смысле флоккулы аналогичны хромосферной сетке. Действительно, в флоккулах хромосферная сетка обычно контрастнее и, кроме того, имеет большие характерные размеры. Усиленная диссипация механической энергии и обусловленное ею различие в яркости флоккула и его окружения становятся тем заметнее, чем короче длина волны, в которой ведутся наблюдения, т. е. чем выше расположен слой, который мы видим.

Сильные крупномасштабные магнитные поля в активной области являются также основной причиной возникновения протуберанцев. Один из типов протуберанцев — долгоживущий спокойный протуберанец изображен на рис. 2.36. Не все вещество, поступающее в корону через хромосферу (его особенно много в периоды усиленной активности, когда вспышечные выбросы —

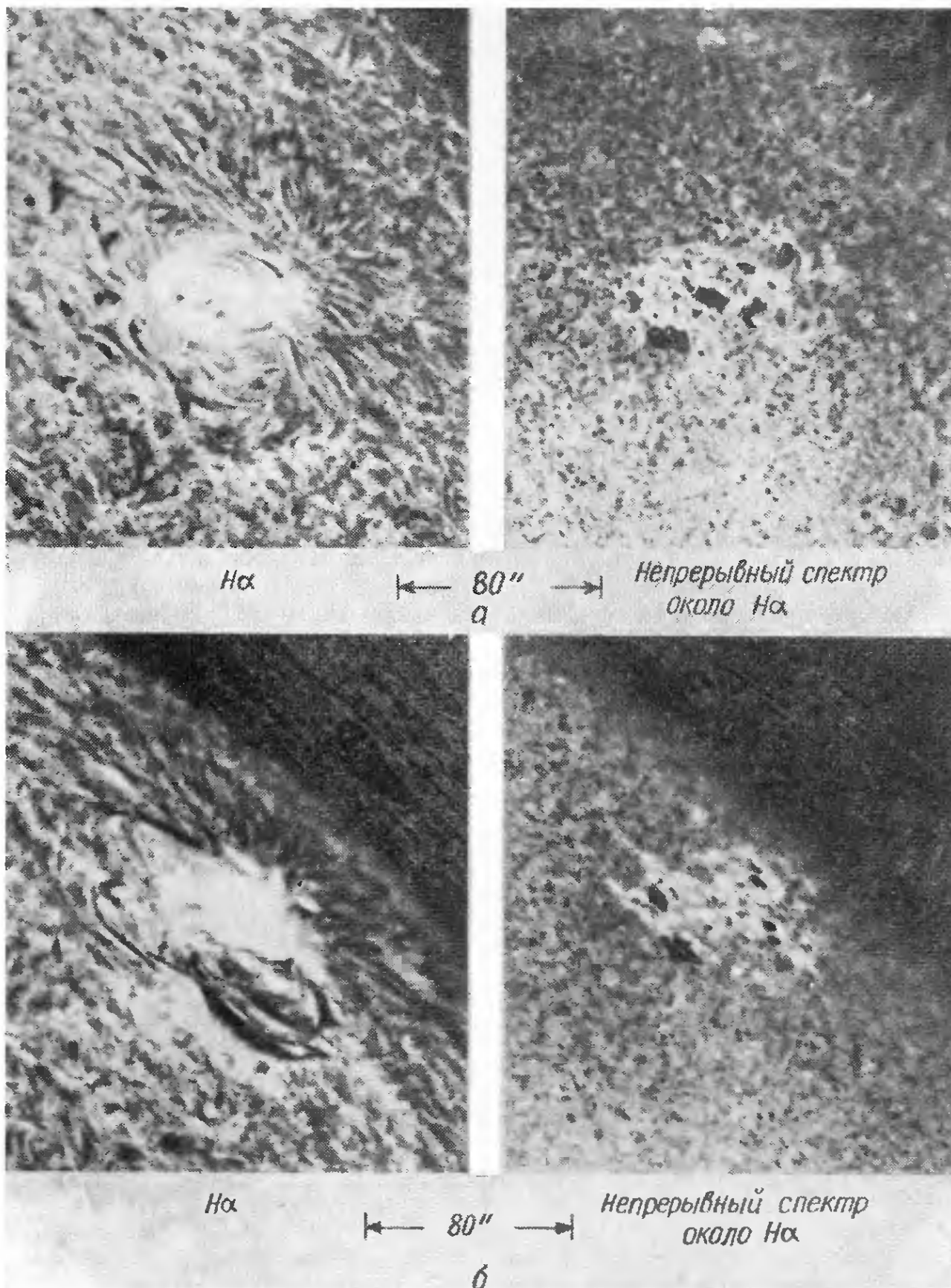
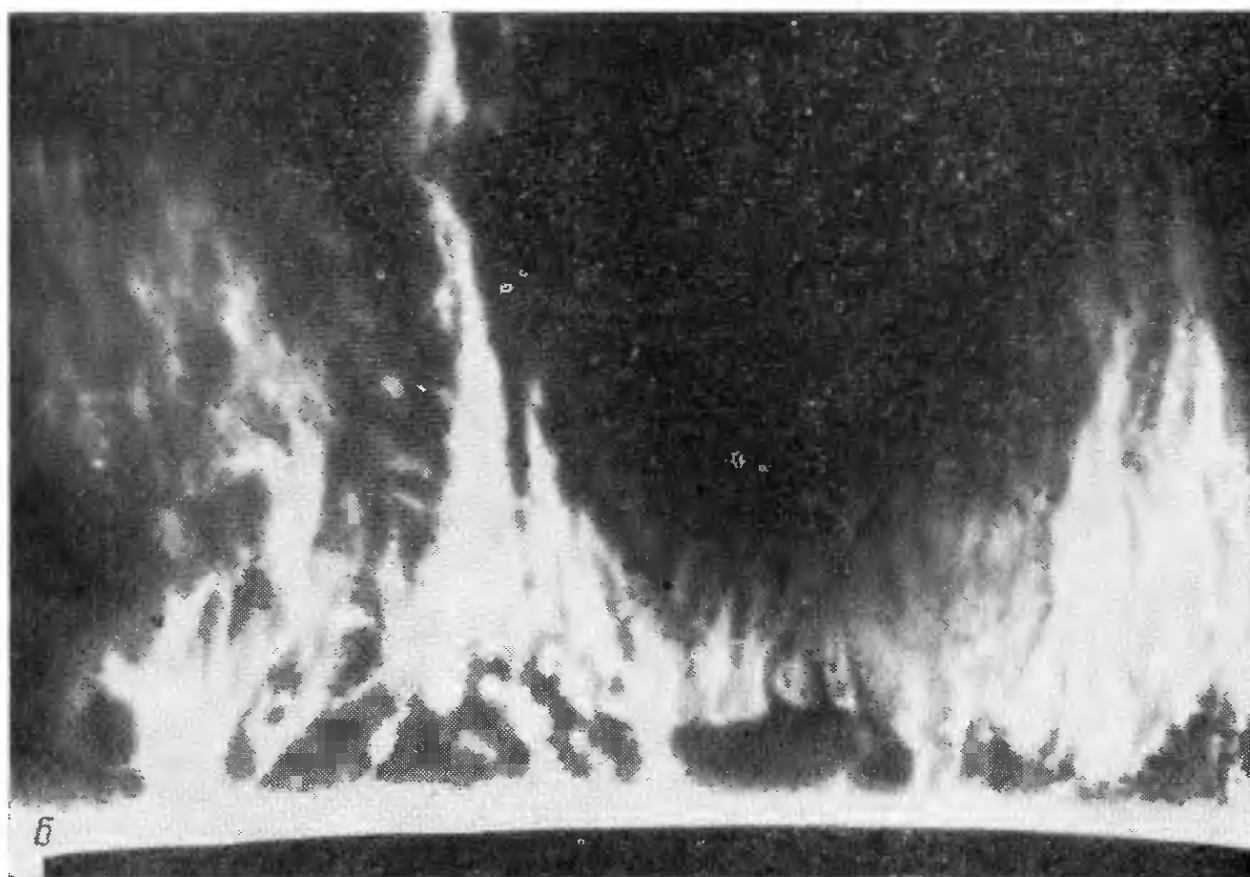
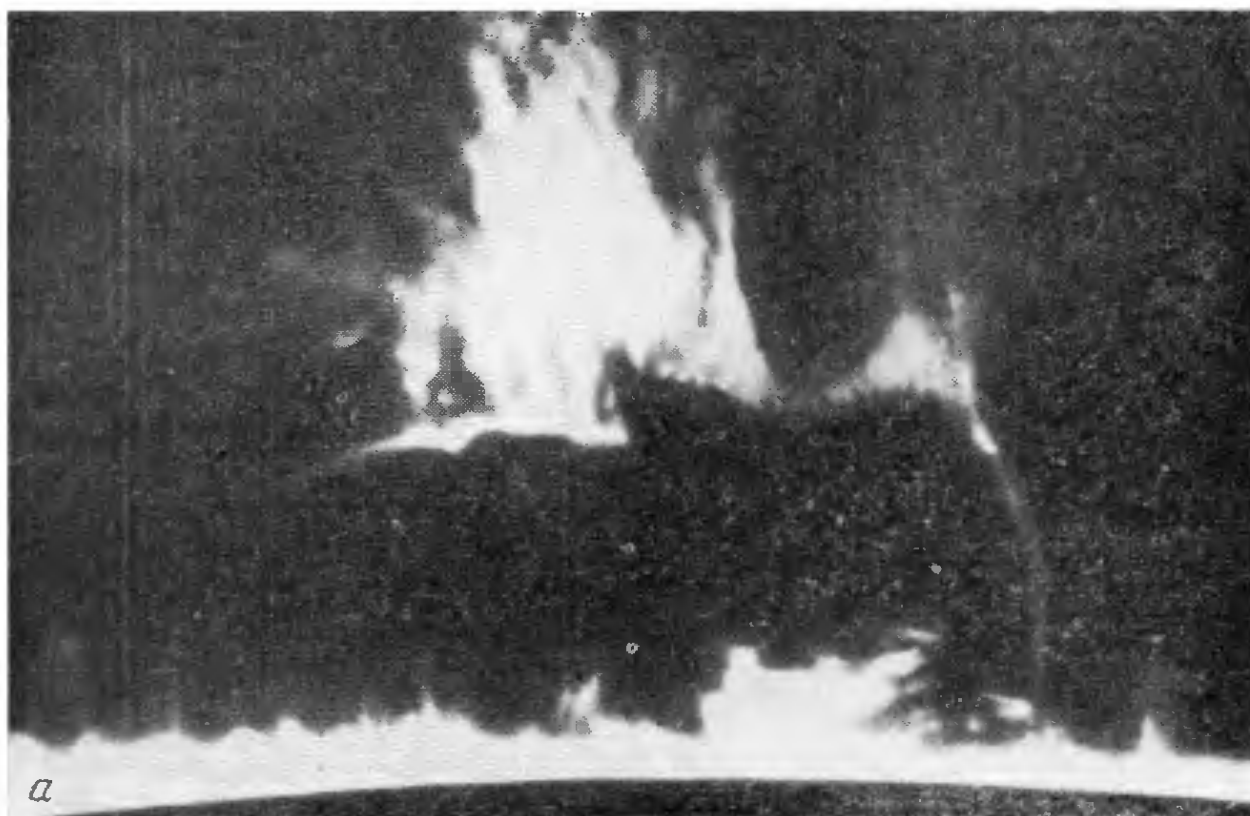


РИС. 2.35. Флоккулы и факелы.

Слева (в свете линии $H\alpha$) — флоккулы. Справа (в непрерывном спектре около линии $H\alpha$) — факелы, т. е. усиленное излучение в активной области на уровне фотосферы, наблюдаемое вблизи края солнечного диска. Сравнение снимков а (7 окт. 1964 г.) и б (8 окт. 1964 г.) показывает, что факелы лучше всего видны тогда, когда активная область находится совсем близко к краю диска. (По Смигу и Нолану, Солнечная обсерватория Локхид.)



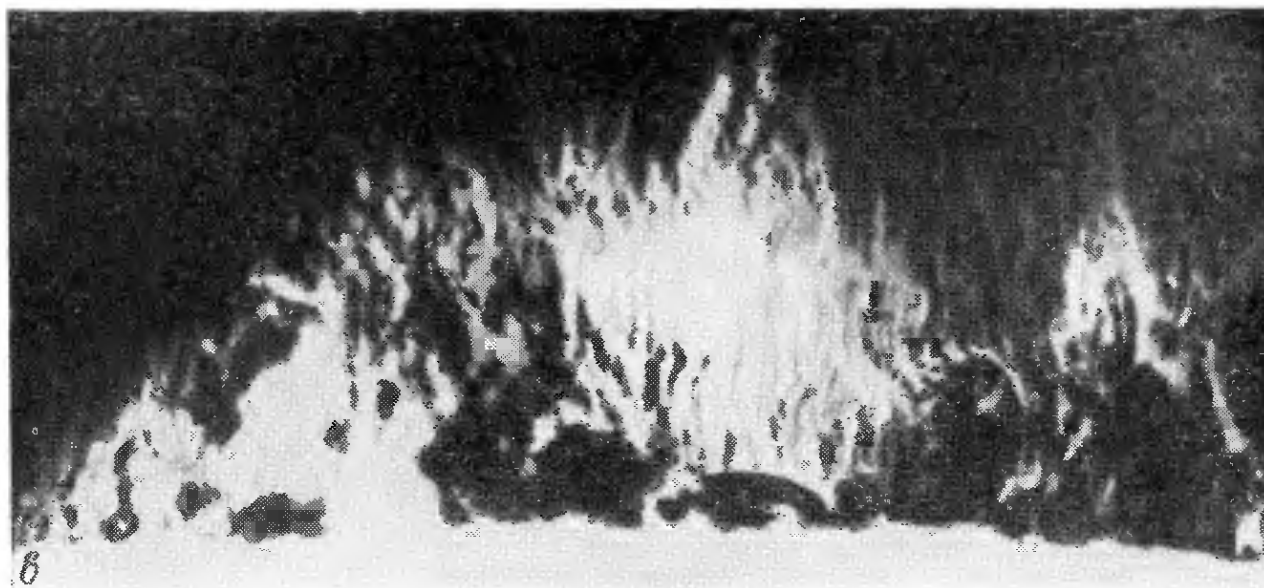


РИС. 2.36. Спокойные солнечные протуберанцы типа «частокол», снятые с фильтром в линии $H\alpha$.

Вещество, стекающее из короны, замедляется и поддерживается, горизонтальными магнитными полями. На снимках *a*, *b* и *в* хорошо видно, что протуберанцы имеют неоднородную структуру, состоящую из многочисленных тонких волокон. Над самым краем затемненного диска Солнца видна хромосфера. (По Данну, обсерватория Сакраменто Пнк)

возвратные, диффузные и веерообразные, — о которых будет идти речь ниже, спорадически поставляют вещество из нижних слоев атмосферы), действительно покидает Солнце в виде солнечного ветра. Иногда это вещество конденсируется, образуя области с повышенной плотностью и более низкой температурой, и стекает обратно по направлению к фотосфере. Поскольку стекающая плазма сильно ионизована, она движется вдоль магнитных силовых линий, очерчивая их и создавая изящные ажурные сооружения (рис. 2.37). Там, где магнитные силовые линии параллельны поверхности Солнца, они могут поддерживать эту более плотную плазму, противодействуя силе солнечного тяготения. Под действием веса уплотненного вещества силовые линии прогибаются и устойчиво поддерживают протуберанец (рис. 2.38). Спокойные протуберанцы такого типа часто существуют очень подолгу — в течение 6—10 оборотов Солнца — и намного переживают все остальные проявления активной области. Структура солнечных магнитных полей очень разнообразна, различны также и источники конденсирующегося вещества, поэтому столь велики различия в формах, размерах и продолжительности жизни наблюдаемых протуберанцев.

Волокно — это не что иное, как протуберанец, видимый на фоне солнечного диска. На краю диска протуберанец виден в свете $H\alpha$ благодаря своей более высокой плотности (примерно

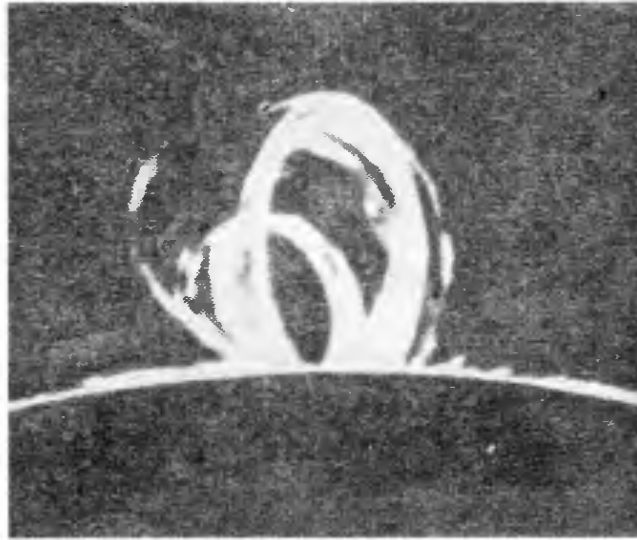


РИС. 2.37. Петлеобразный протуберанец.

Плазма, перетекающая из короны в хромосферу, очерчивает структуру магнитного поля. (По Данну, обсерватория Сакраменто Пик.)

в 10^2 раз больше плотности соседнего коронального вещества) и более низкой температуре (примерно в 10^2 раз меньше корональной), при которых число неионизованных излучающих линию $H\alpha$ атомов водорода на луче зрения относительно больше. Однако наблюдаемый на фоне солнечного диска, излучение которого в линии $H\alpha$ относительно интенсивнее, протуберанец поглощает излучение, идущее снизу, и имеет вид темного волокна (рис. 2.39).

Говоря о хромосфере, мы отметили, что она напоминает легкую пену на поверхности фотосферы и неоднородность ее структуры вследствие относительно малой плотности газа определяется магнитным полем. Это особенно справедливо для активных областей, где по структуре, наблюдаемой в свете $H\alpha$, можно судить об общей конфигурации магнитного поля. Иначе говоря, обычно можно установить с достаточной степенью точности расположение нейтральных линий, знак поля, локализацию больших градиентов вертикального поля и общее направление горизонтального поля (рис. 2.40). Такого рода визуальный анализ хромосферной структуры помогает наблюдателю развить «чутье» к тонким деталям активной области.

Рассмотрим теперь идеализированную картину связи между особенностями активной области и нейтральными линиями магнитного поля. Наиболее очевидным указателем нейтральной линии может служить расположение спокойного протуберанца или волокна. Поскольку в волокне магнитное поле направлено горизонтально и, проходя через него, меняет знак своей вертикальной составляющей (рис. 2.38), волокно вытягивается вдоль

линии, разделяющей области с противоположной полярностью. Многочисленные мелкие, похожие на примятую траву волокна, из которых слагается структура хромосферы в свете $H\alpha$, имеют тенденцию укладываться вдоль горизонтальной составляющей поля и, подобно железным опилкам, выявляют структуру поля. Они четко обрисовывают русло волокна. Последнее включает в себе нейтральную линию и является продолжением конфигурации магнитных силовых линий, поддерживающей волокно, но не содержит самого волокна. В русле волокна вблизи нейтральной линии поле горизонтально, но быстро приобретает небольшой угол по отношению к нейтральной линии, как это обычно бывает около волокна. Арочные волокна так же, как и волокна, располагаются вдоль горизонтальной составляющей магнитного поля. Они имеют относительно малую продолжительность жизни и часто бывают переброшены из одной части флоккула в другую, имеющую противоположную полярность. Таким образом, они противоположны по свойствам спокойным протуберанцам. И, наконец, темные дорожки между яркими флоккулами также прочерчивают нейтральную линию магнитного поля. Во флоккулах усилена вертикальная составляющая магнитного поля, что способствует возникновению и распространению волн, нагревающих атмосферу. В относительно менее ярких участках флоккулов, получающих меньшее количество нелучистой энергии, вертикальная составляющая должна быть меньше. Очень узкие темные дорожки между яркими участками флоккулов указывают на большое значение горизонтального градиента вертикальной составляющей.

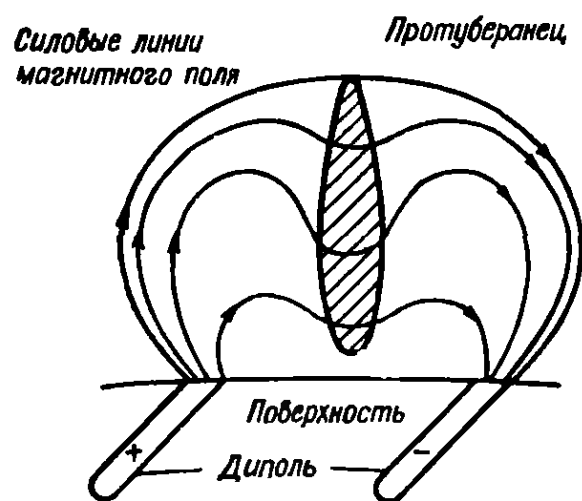


РИС. 2.38. Магнитная поддержка протуберанца.

Поддержку уплывшего вещества протуберанца можно представлять себе как результат деформации магнитных силовых линий. Силовые линии аналогичны резиновым полосам, которые увеличивают поддерживающее усилие при возрастании нагрузки, растягивающей их книзу. Точнее, поддержка осуществляется силой $(\mathbf{J} \times \mathbf{B})$, возникающей под воздействием электрического тока, перпендикулярного к магнитному полю Солнца. Этот ток в свою очередь создает магнитное поле, искажающее первоначальное поле.

После того как установлено расположение нейтральных линий, можно воспользоваться пятнами для определения полярностей выделенных областей. В текущем цикле солнечной активности магнитные поля предшествующих пятен отрицательны, т. е. направлены внутрь, в северном полушарии и положительны в южном. Распознать предшествующее пятно нетрудно — при вращении Солнца оно движется впереди группы (т. е. расположено на западной стороне области), имеет относительно большой размер, более симметрично и существует дольше остальных.

До сих пор мы описывали активную область статически. Однако, подобно всему циклу солнечной активности, это динамический процесс. Характерное время образования активной области, равное 10 сут, является промежуточным между временем подъема к максимуму цикла (4—5 лет) и временем нарастания яркости вспышки (от нескольких минут до нескольких секунд); о вспышках пойдет речь в разд. 2.11. Активная область — по существу релаксационный процесс, ее развитие происходит в определенном порядке и может быть достаточно хорошо предсказано. Схема развития активной области такова. Первым видимым проявлением магнитного возмущения служит упорядочение тонкой структуры хромосферы в свете $H\alpha$ и появление маленького флоккула в промежутке между несколькими суперграну-



РИС. 2.39. Превращение протуберанца, видимого на краю солнечного диска, в волокно на диске.

Снимки получены 24—27 июля 1969 г. в свете $H\alpha$. Когда вращение Солнца перенесет протуберанец через край диска, вещество протуберанца перестает быть более ярким, чем фон, которым ранее служила невидимая корона, а теперь — хромосферная структура в свете линии $H\alpha$. Над хромосферой протуберанец виден уже не в излучении, а в поглощении. (Снимки получены на Медоиской обсерватории.)



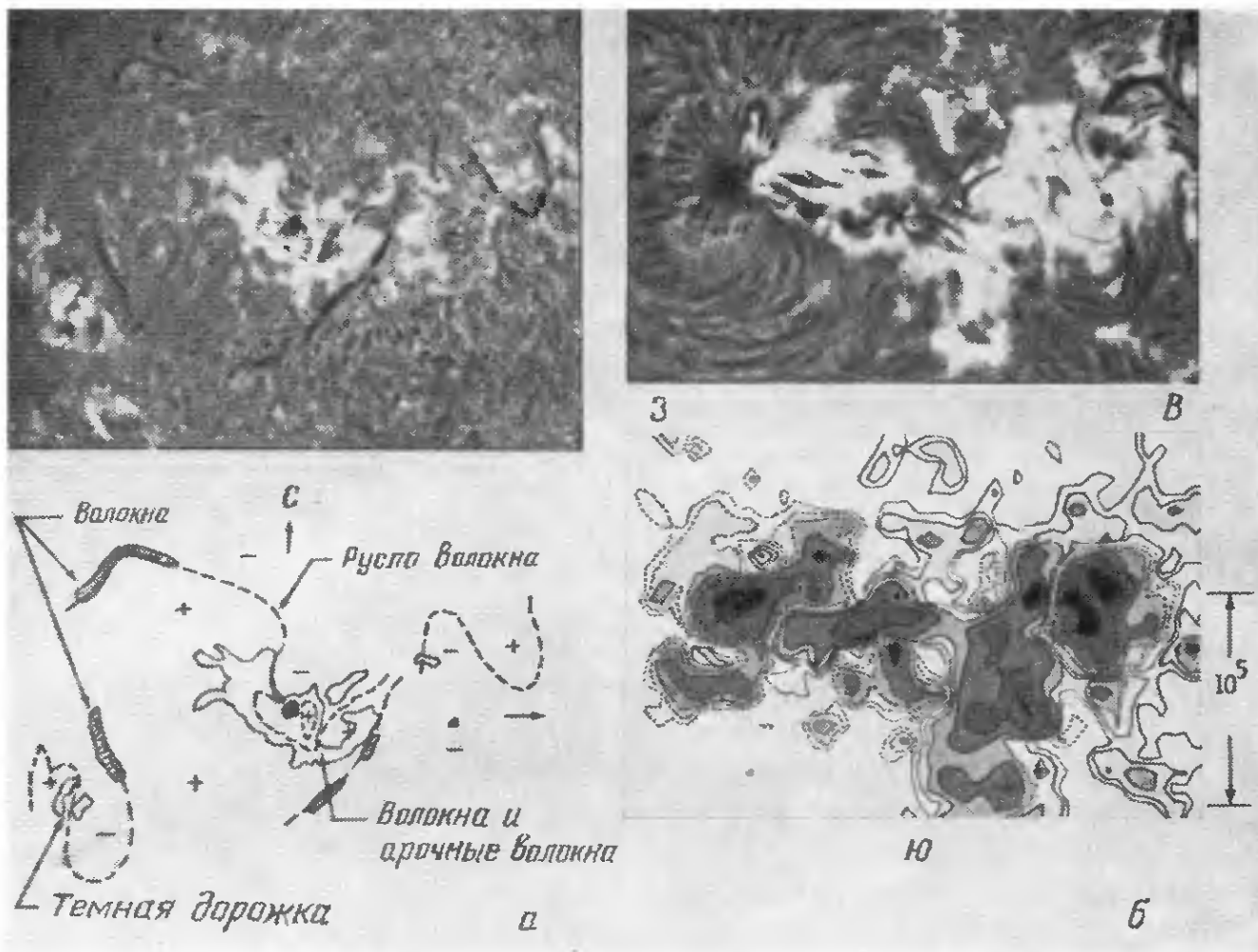


РИС. 2.40. Расположение нейтральной линии и распределение полярностей магнитного поля, определенные по структуре хромосферы в свете линии $H\alpha$.

a — соответствие между расположением нейтральных линий магнитного поля (штриховые линии) и спокойных протуберанцев, арочных волокон, русла волокна, темной дорожки во флоккуле и направлением волоконцев; снимок получен 7 авг. 1968 г. (По Мак Интошу, Лаборатория охраны окружающей среды Национального управления по проблемам океана и атмосферы.)

б — фильтрограмма (полоса шириной $0,5 \text{ \AA}$, центрированная на $H\alpha$) сверху соответствует маунт-вилсоновской магнитограмме внизу; получены 2 июня 1967 г. Пунктирные линии — отрицательные полярности, сплошные линии — положительные. За исключением ближайшей окрестности большого пятна в западной части активной области, волокна расположены приблизительно вдоль линий, разделяющих противоположные полярности. Вблизи пятна и на ярких участках флоккула это общее правило нарушается, и короткие арочные волокна, по-видимому, соединяют, а не разделяют области с противоположной полярностью. Следует обратить внимание на то, что это пятно, видимое здесь в свете линии $H\alpha$, окружено хорошо развитой и упорядоченной волокнистой структурой, продолжающей радиально направленную структуру полутени. (По Смит и Нолану, Солнечная обсерватория Локхид)

лами. За этим обычно следует образование солнечных пятен — сначала предшествующего, а затем последующего. Протуберанцы и вспышки появляются на 10—15-й день развития области. После одного оборота Солнца вокруг оси почти все пятна, за исключением предшествующего, исчезают, флоккул и волокна продолжают увеличивать свои размеры из-за растягивающего воздействия дифференциального вращения и движений в супергранулах, вспышечная деятельность заметно ослабевает. После

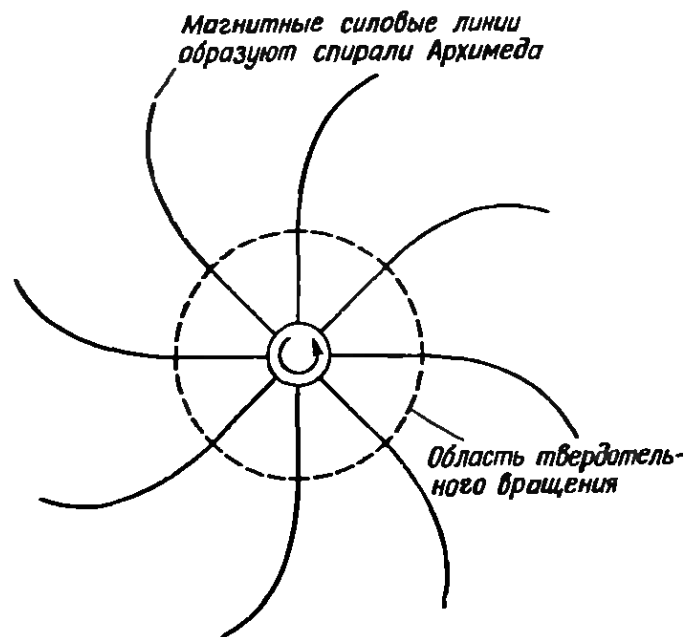
двух оборотов яркость флоккула начинает убывать, а к четвертому обороту он обычно исчезает. К этому времени сохраняется только одно вытянувшееся до максимального размера волокно, расположенное в направлении восток — запад. Волокно перемещается по направлению к полюсу, затем начинает постепенно уменьшать свою длину и рассеивается, но может оставаться различимым в течение 6—10 оборотов Солнца. Таким образом, развитие различных явлений в активной области непосредственно связано с динамикой образования и разрушения биполярной магнитной области.

2.10. КОРОНА АКТИВНОГО СОЛНЦА

Структура внутренней короны, являющаяся продолжением структуры хромосферы, иллюстрируется фотографиями в рентгеновских лучах, приведенными на рис. 2.7 и 2.34. Интенсивность излучения распределена по диску Солнца очень неравномерно, хорошо заметны многочисленные петлеобразные потоки газа. Поскольку структура плазмы управляется магнитным полем, эти петли излучающей плазмы дают нам возможность видеть трехмерную структуру поля — магнитные трубки, соединяющие области с противоположными магнитными полярностями. Как и следовало ожидать, магнитные трубки соединяют участки активной области, имеющие магнитные поля разного знака. Они часто соединяют также последующую полярность одной активной области с предшествующей полярностью соседней области. Наиболее важным обстоятельством, вероятно, является то, что предшествующая полярность активной области может быть соединена трубкой, пересекающей экватор, с предшествующей полярностью активной области в другом полушарии. Следовательно, когда магнитная конфигурация пробивается сквозь поверхность Солнца, происходит разрыв и воссоединение силовых линий. Согласно модели Бэбкока — Лейтона, магнитная трубка, соединяющая предшествующие полярности через экватор, должна возникать тогда, когда последующие полярности диффундируют к полюсам и происходит изменение знака общего магнитного поля Солнца (рис. 2.27 и 2.28).

Вследствие двух возмущающих причин — дифференциального вращения Солнца и присутствия сильных локальных магнитных полей — внешняя корона активного Солнца существенным образом отличается от сферически симметричной спокойной внешней короны, описанной выше. Неразрывная связь между корональными магнитными полями, корни которых уходят в фотосферу, и корональной плазмой заставляет корону вращаться на протяжении нескольких радиусов Солнца с той же угловой скоростью, что и фотосфера, подобно твердому телу. Однако с

РИС. 2.41. Общая структура магнитного поля короны.



увеличением расстояния от фотосферы энергия поля убывает быстрее, чем энергия плазмы. И, наконец, достигается область ($\approx 3R_{\odot}$), где управление динамикой переходит к солнечному ветру. В этой области магнитные поля не в состоянии увеличить момент количества движения текущей наружу плазмы; наоборот, плазма вытягивает их в межпланетное пространство, образуя спиральную структуру, напоминающую вращающийся садовый шланг (рис. 2.41).

В наше описание короны необходимо внести еще два существенных изменения. Первое касается плотности, которая при переходе от минимума солнечного цикла к максимуму, увеличивается на экваторе примерно в 2 раза, а второе — температуры, возрастающей от минимума к максимуму примерно на 20%. Однако самая заметная и интересная особенность короны эпохи максимума — это, по-видимому, асимметричность ее структуры, создаваемая сильными магнитными полями, которые наиболее отчетливо проявляются во внутренней короне. Эти поля не только управляют потоками плазмы на протяжении нескольких R_{\odot} , но в конечном счете ответственны за местные повышения плотности и температуры плазмы. Наиболее характерным проявлением корональной активности такого типа является образование корональных конденсаций — более плотных и более горячих областей в нижней части короны над группами пятен. Корональные конденсации наблюдаются в свете эмиссионных линий, иногда и в белом свете, и имеют вид ярких петель и узлов. Их характерный размер порядка 10^5 км, а продолжительность жизни порядка часов или суток (спорадические) или значительно больше (перманентные).

Снимок короны, на котором можно видеть множество разнообразных деталей корональной структуры, обусловленных неод-

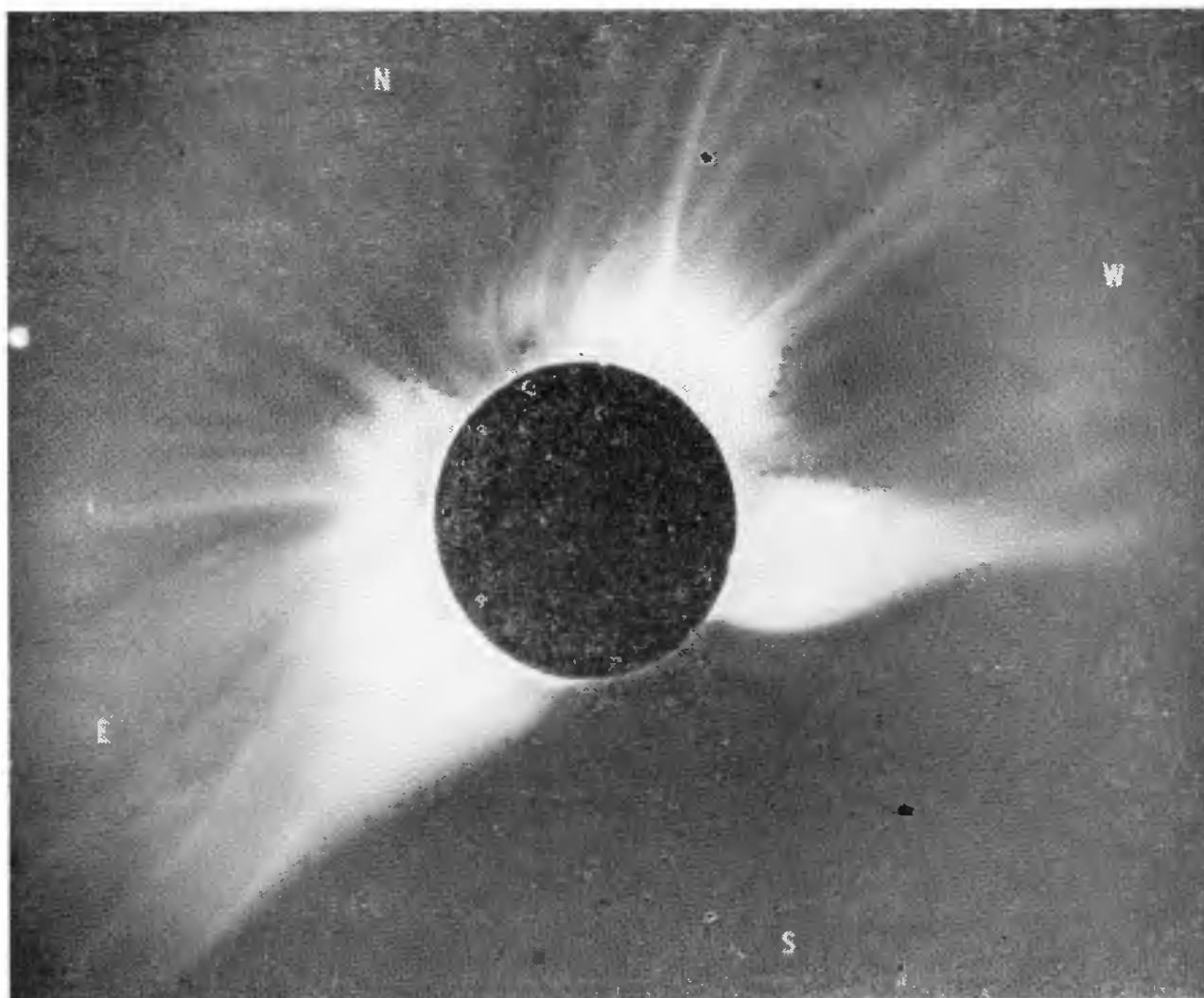


РИС. 2.42. Солнечная корона во время полного солнечного затмения 12 мая 1966 г.

Этот великолепный снимок короны был получен экспедицией Высокогорной обсерватории Боулдер под руководством Ньюкрка в Боливии на высоте около 4000 м над уровнем моря. В фокальной плоскости телескопа был помещен нейтральный фильтр с радиально убывающей плотностью, пропускание фильтра изменялось вдоль радиуса в 10^4 раз. Этот фильтр скомпенсировал быстрое убывание яркости короны с удалением от края Солнца и позволил сфотографировать одновременно слабые детали внешней короны и хромосферу без передержки. Экспозиция 10 с, эффективная длина волны 6400 \AA , пленка 70 мм Kodak Linagraph Shellburst. На северо-восточном краю снимка передержанное изображение Венеры.

нородностями магнитного поля, приведен на рис. 2.42. На нем присутствуют все основные типы корональных образований. Потoki, более яркие, чем остальная корона, простираются обычно дальше $1R_{\odot}$. Потoki типа «шлемов», которые видны на рис. 2.42 в юго-восточном и юго-западном квадрантах, располагаются над протуберанцами. В основаниях шлемов, под сводами, хорошо видны арки и темные полости, — там мало светящегося вещества. Некоторые потоки переходят в очень тонкие лучи, тянущиеся на большие расстояния. Такие лучи видны в северо-западном квадранте. Широкий луч называется «опахалом». Ко-

роткие лучи вблизи полюсов — «полярные щеточки» — очерчивают, как принято считать, силовые линии общего дипольного магнитного поля Солнца. На оригинальном негативе снимка, приведенного на рис. 2.42, можно различить очень слабые полярные щеточки у южного полюса — но при изготовлении диапозитива тонкие детали были потеряны. Таким образом, корона активного Солнца изобилует структурными деталями, которые управляются сложными магнитными полями, и заметно отличается от короны спокойного Солнца, связанной только с хромосферной сеткой.

2.11. ВСПЫШКИ

Все явления солнечной активности, которые мы рассматривали до сих пор, протекают достаточно медленно, и их можно описывать как статические или равновесные процессы. Однако для бурных вспышечных процессов это уже не так. Вспышка представляет собой по существу в высокой степени сконцентрированное взрывообразное освобождение энергии внутри солнечной атмосферы, за которым следует постепенное уменьшение и выравнивание скоростей вещества и температуры. В свете линии $H\alpha$ наблюдаемая картина развивается так: в флоккуле появляется маленькая яркая, как звезда, точка, быстро разливающаяся по определенным направлениям; за время, исчисляемое минутами, свечение захватывает площадь, которая может достигать даже квадратной минуты (рис. 2.43 и 2.44). Это свечение постепенно угасает за время от $\frac{1}{3}$ до 3 ч. В рентгеновских лучах (рис. 2.45) продолжительность возгорания вспышки может составлять всего несколько секунд. Во время вспышки усиливается радиоизлучение Солнца на сантиметровых волнах, причем его начальное возрастание либо немного опережает усиление рентгеновского излучения, либо немного отстает от него (рис. 2.46).

Наблюдаются также всплески радиоизлучения на метровых волнах, обладающие совершенно определенными особенностями; они подразделяются на несколько различных типов. И, наконец, в некоторых случаях из области вспышки выбрасываются со скоростью, близкой к скорости света, электроны и одновременно облака высокоэнергичных протонов.

Энергия, освобождаемая при вспышке, обычно намного меньше суммарной энергии, излучаемой активной областью за время ее существования. Однако для очень сильных вспышек эти две величины приблизительно одинаковы. Мощные вспышки, которые случаются лишь несколько раз за цикл солнечной активности, могут освобождать до 10^{32} эрг, т. е. столько же, сколько взрыв атомной бомбы с тринитротолуоловым эквивалентом 2 млрд. Мт.

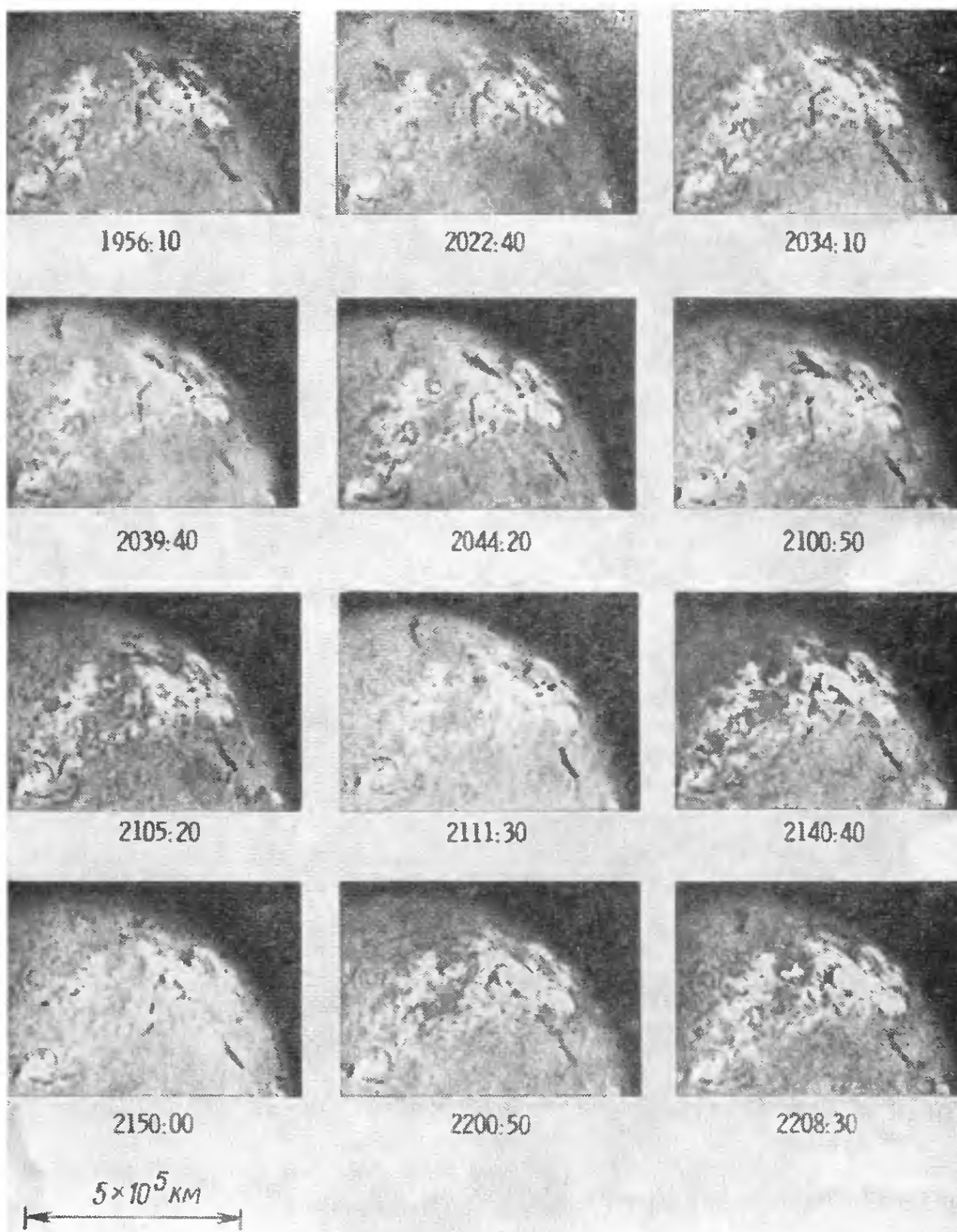


Рис. 2.43. Развитие вспышки на Солнце.

Продолжительный сложный процесс возгорания исключительно сильной вспышки (балл 3+), начавшийся с увеличения яркости на отдельных площадках. Увеличение яркости продолжало распространяться, пока не захватило большую часть сложной структуры активной области. Этот ряд фильтрограмм получен с полосой пропускания $0,5 \text{ \AA}$, центрированной на линию $\text{H}\alpha$, 10 мая 1959 г. Всемирное время указано под каждым кадром. (По Смит и Нолану, Солнечная обсерватория Локхид.)

При попытках найти источник энергии вспышек прежде всего возникает мысль о ядерных процессах, однако плотность солнечной атмосферы слишком низка для того, чтобы там мог происходить синтез ядер, и сейчас очевидно, что эта энергия накапливается в сильных локальных магнитных полях.

Вспышки чаще всего происходят в активных областях, магнитные поля которых обладают большой напряженностью и сложной неустойчивой структурой. На подобные условия могут указывать: распределение полярностей биполярного поля, противоположное нормальному в данном цикле (обращенное, см. рис. 2.27), сильно перекрученная, завязанная узлами, нейтральная линия магнитного поля, возникновение нового магнитного поля в старом или вблизи него. очень большая интенсивность

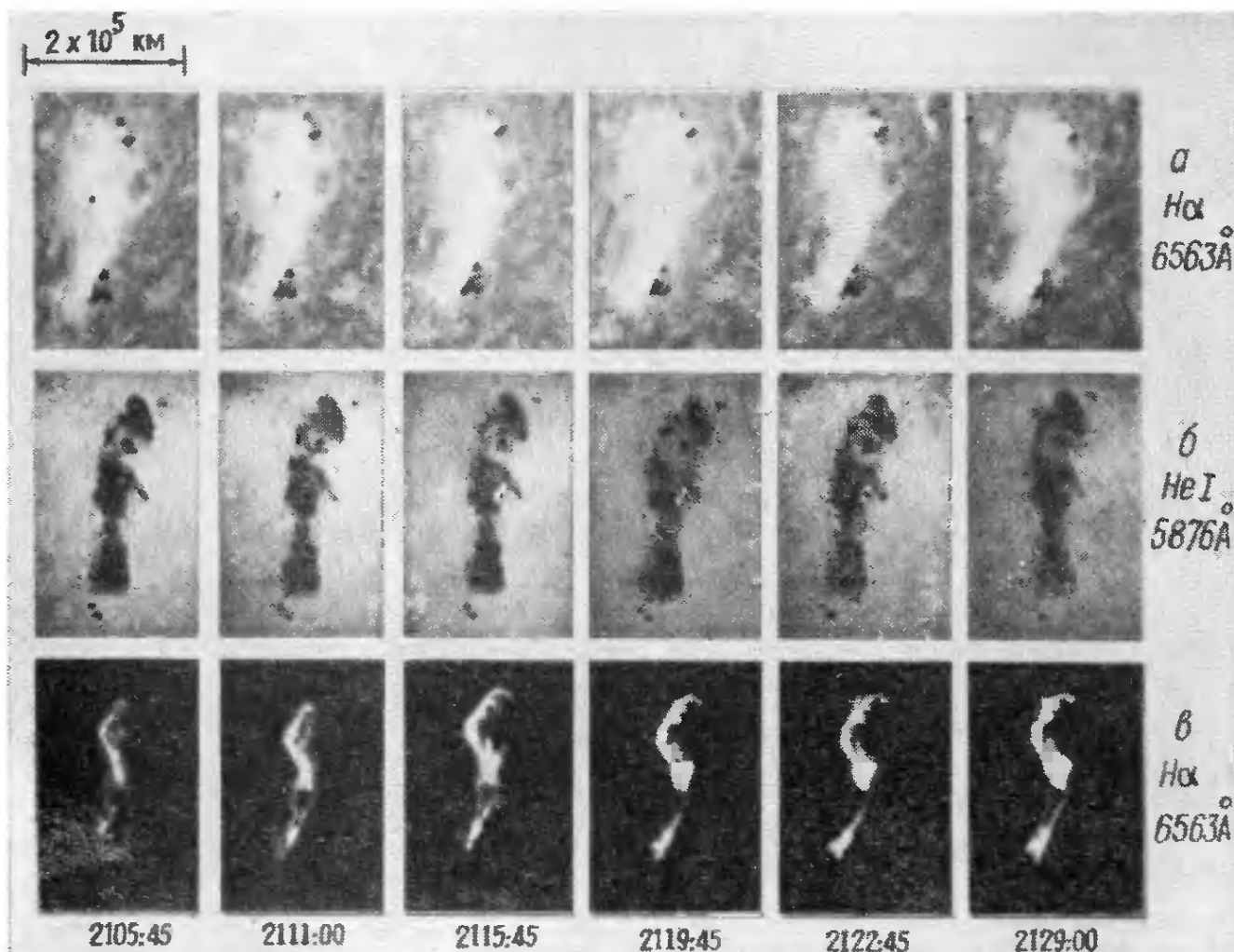


РИС. 2.44. Яркие точки во вспышках (11 февр 1970 г.).

а — развитие вспышки в свете $H\alpha$, в котором его обычно наблюдают *б* — в свете линии $He I$ 5876 Å видны очень небольшие яркие (горячие) пятнышки, *в* — на передержанном снимке в свете линии $H\alpha$ тоже можно различить эти пятнышки, хотя их трудно отделить от окружающего фона. Чтобы наблюдать яркие пятнышки, одновременно с относительно слабыми деталями фона можно использовать телевизионную систему с повышенной чувствительностью, имеющую более широкий динамический диапазон, чем фотопленка (По Смигу и Полаву, Солнечная обсерватория Локхид)



РИС. 2.45. Снимок Солнца в рентгеновских лучах, полученный 8 июня 1968 г. с помощью рентгеновского телескопа, установленного на зондирующей ракете.

Немного левее и выше центра диска видна вспышка. Видны также флоккулы, излучающие в рентгеновской области, в частности очень близко от края диска. (По Рейди, American Science et Engineering, Inc.)

или протяженность флоккулов $H\alpha$, очень большая напряженность или большие градиенты магнитного поля. Вспышке иногда предшествует расширение или разрушение расположенного поблизости волокна, свидетельствующее об изменении структуры магнитного поля. Возникнув, вспышка быстро распространяется в области, примыкающей к нейтральной линии, в то время как магнитное поле перестраивается, стремясь к более простой структуре (рис. 2.47). Однако силы, которые вызвали первоначальное накопление магнитной энергии и неустойчивость, могут продолжать свою деятельность, и вспышки могут происходить много раз в одном и том же месте. В этом смысле вспышку

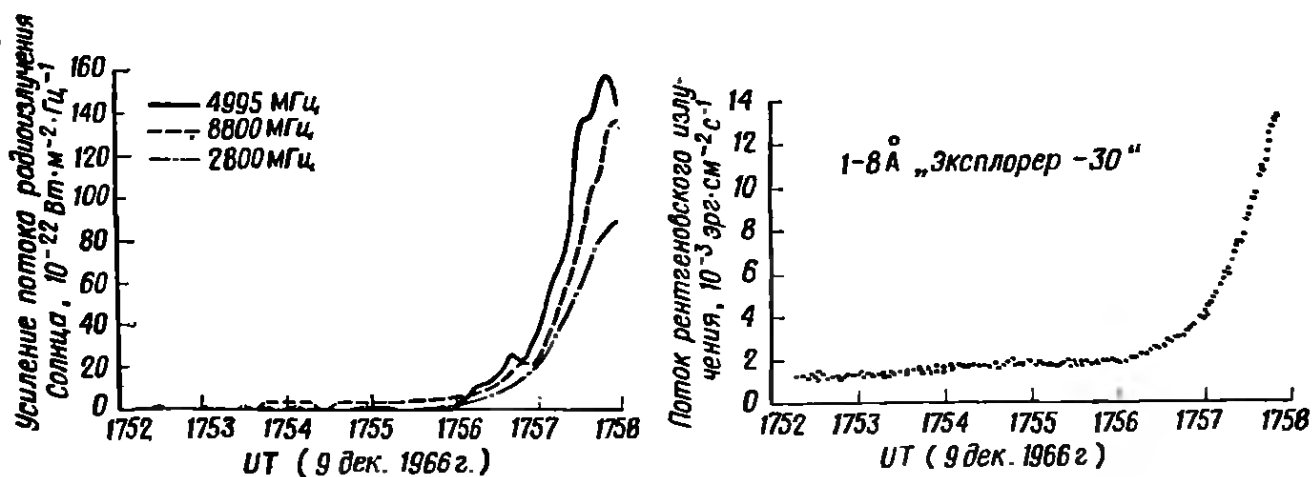


РИС. 2.46. Начальное усиление потока радиоизлучения и рентгеновского излучения Солнца во время вспышки (По Донелли [3].)

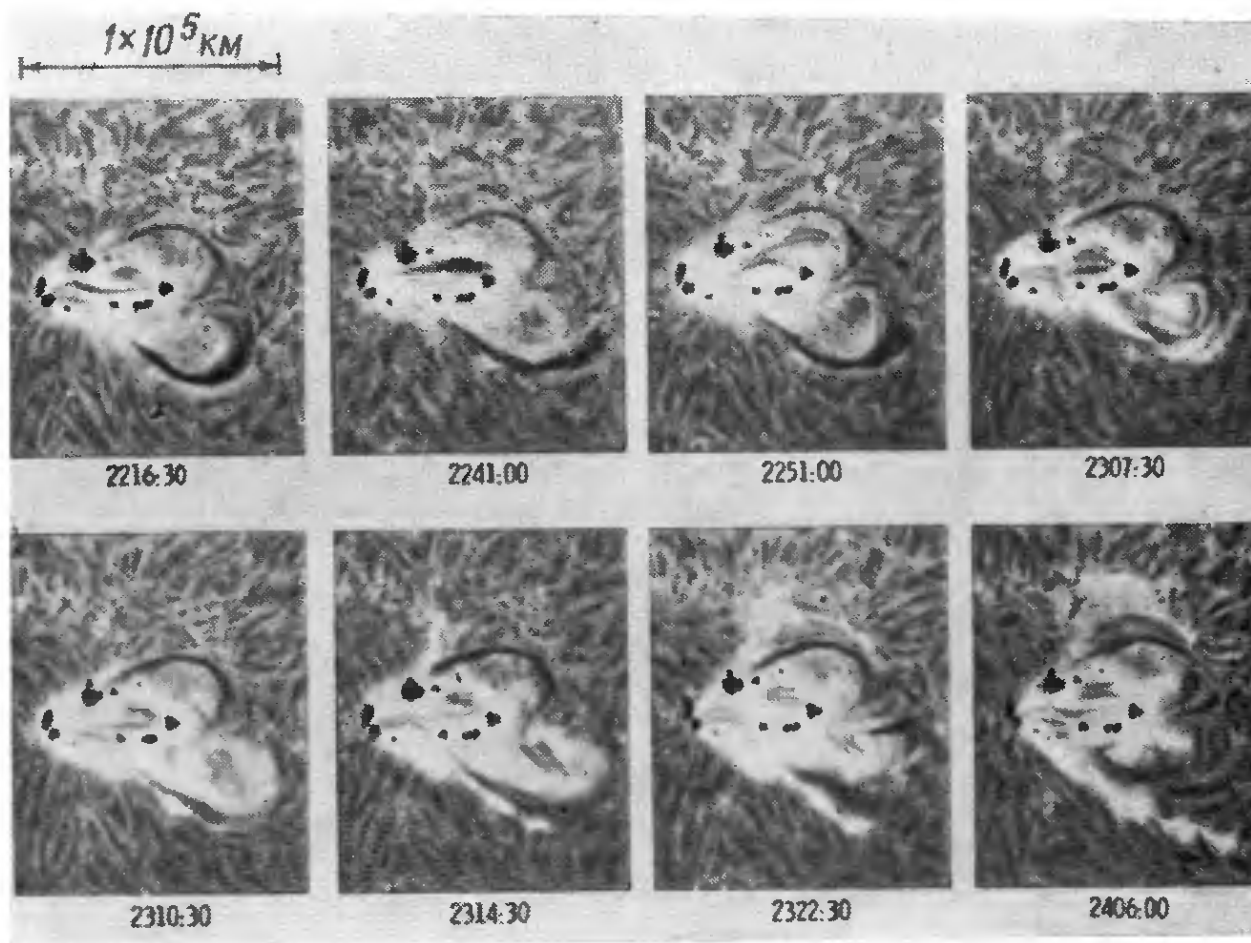


РИС. 2.47. Расположение вспышки по отношению к пятнам.

На этой последовательности фильтрограмм можно видеть развитие вспышки; на снимках нанесены положения пятен (6 июля 1965 г.). Группа пятен сложная, магнитное поле соответственно с большими градиентами. Нетрудно видеть, что яркая область располагается вдоль нижней цепочки пятен. (По Смитсу и Нолану, Солнечная обсерватория Локхнд.)

можно считать релаксационным процессом, как и весь цикл солнечной активности. Создаются поле и его градиент, происходит динамическое освобождение энергии, затем поле строится вновь и т. д., — этот процесс может повторяться несколько раз. Таким образом, вспышки также очень тесно связаны с магнитной активностью Солнца. В самом деле, средняя вспышечная активность Солнца, т. е. число вспышек балла 1 или больше, происходящих в течение суток, приблизительно равняется $ZS/25$, где ZS — цюрихское число солнечных пятен. Согласно этой формуле, можно ожидать, что в максимуме текущего цикла должно наблюдаться 8—9 вспышек в сутки, а в минимуме — в 1975 г. — меньше одной в сутки. Термин «балл» вспышки используется для классификации вспышек в соответствии с их наблюдаемой площадью и яркостью в свете линии $H\alpha$ (табл. 2.1).

Вспышка на Солнце — не только интереснейший динамический процесс, она влечет за собой многочисленные важные последствия, связанные с особенностями процесса освобождения

Таблица 2.1

**Двумерная классификация вспышек на Солнце по наблюдениям
в линии $H\alpha$ (баллы)**

Яркость вспышки			Площадь вспышки, 10^{-4} сол- нечного диска	Площадь вспышки, кз гелиограф. градусы	Характерный угловой размер, минуты дуги	Средняя продолжи- тельность, часы
слабая (faint)	обычная (normal)	яркая (brilliant)				
Sf	Sn	Sb	< 2	< 2,1	< 0,4	< 0,3
1f	1n	1b	2—5	2,1—5,1	0,4—0,6	0,3—0,5
2f	2n	2b	5—12	5,1—12,4	0,6—1,0	1
3f	3n	3b	12—24	12,4—24,7	1,0—1,4	3
4f	4n	4b	> 24	> 24,7	> 1,4	3

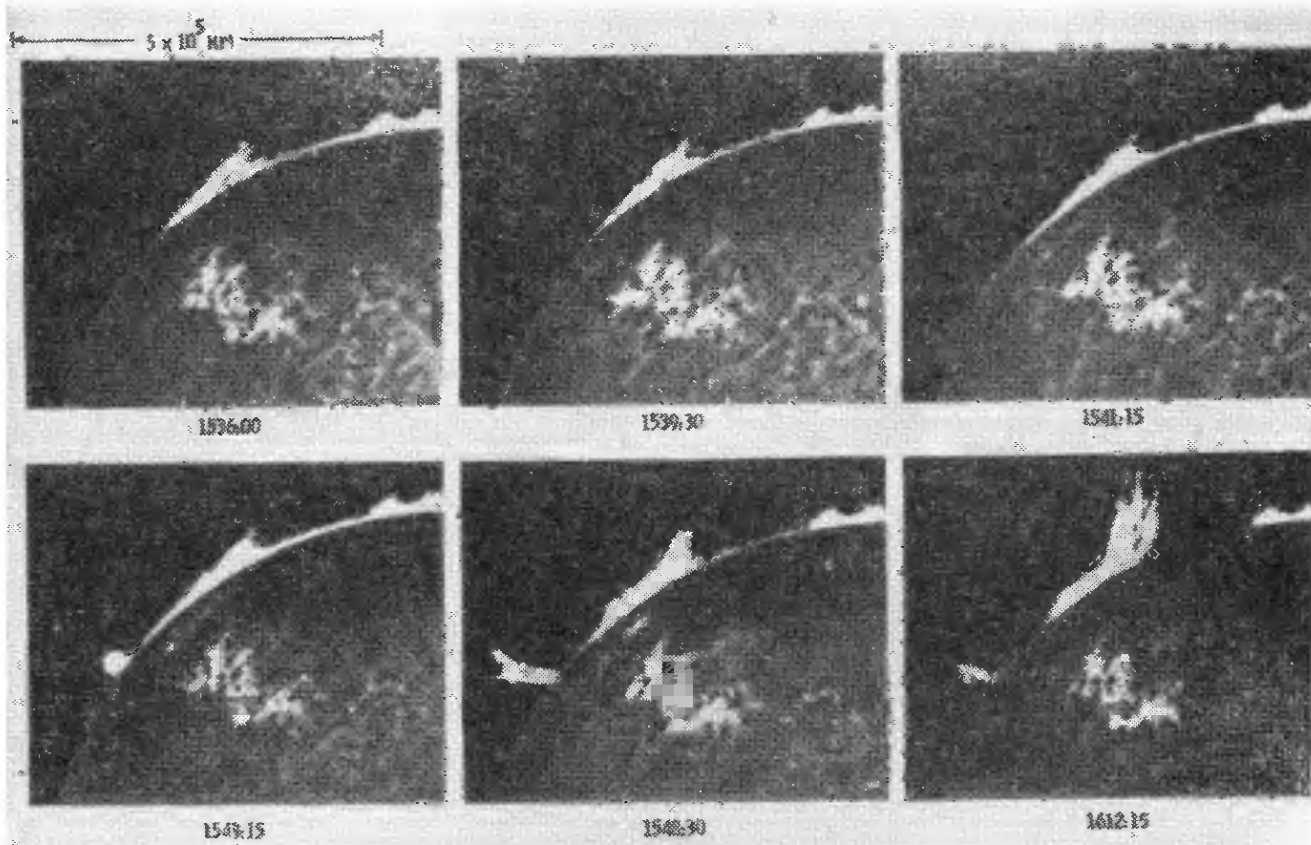


РИС. 2.48. Возвратный выброс и разрушение волокна 21 мая 1967 г.

Рисунок составлен из двух фильмограмм: диск снят в свете линии $H\alpha$ с полосой пропускания $0,5 \text{ \AA}$, а край диска — в $H\alpha$ с полосой пропускания 10 \AA . В 15.39.30 в активной области на диске видна вспышка. В 15.43.15 на краю диска появился возвратный выброс, в 15.48.30 он достиг высоты от $\frac{1}{3} R_{\odot}$ до $\frac{1}{2} R_{\odot}$ (в зависимости от угла между ним и лучом зрения). На снимках в 15.48.30 и 16.12.15 вспышка сильно разрушила существовавший ранее протуберанец (По Смит и Нолану, Солнечная обсерватория Локхид.)



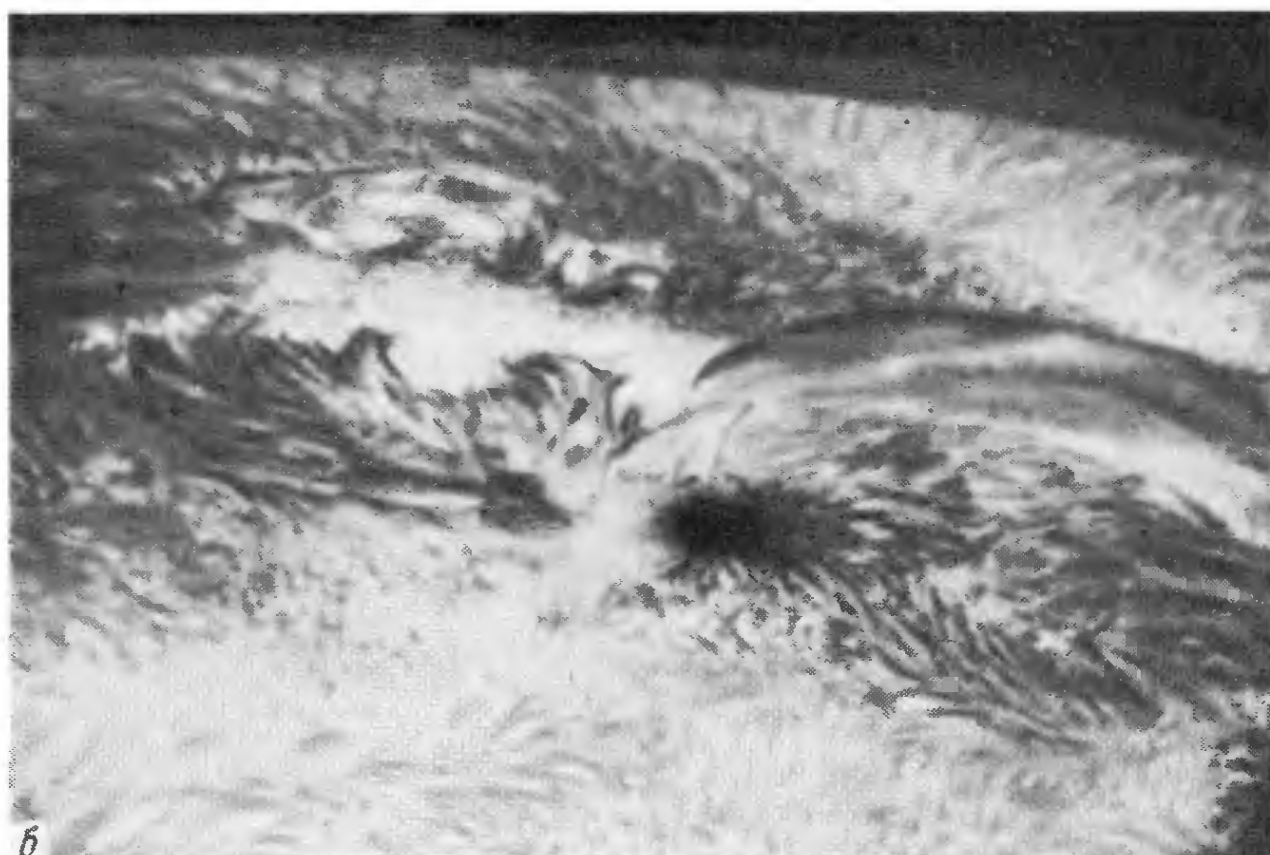
РИС. 2.49. Выброс вещества из активной области.

Этот выброс вблизи края диска сфотографирован в свете линии H α 22 мая 1970 г. в 19.14.12 (По Зирнну, Солнечная обсерватория Бнг Бэр.)



РИС. 2.50. Поднимающееся вещество, сфотографированное в свете линии $H\alpha$. *a* — снимок в свете $H\alpha - 0,9 \text{ \AA}$. *б* — снимок в свете центра линии $H\alpha$. *в* — снимок в свете $H\alpha + 0,9 \text{ \AA}$. Эта последовательность снимков активной области вблизи края солнечного диска, полученных 6 дек. 1970 г., показывает, что скорость поднимающегося вещества имеет составляющую вдоль луча зрения. Оно отчетливо видно в поглощении на снимке в $H\alpha - 0,9 \text{ \AA}$, но не видно совсем в $H\alpha + 0,9 \text{ \AA}$. (По Данну, обсерватория Сакраменто Пик)

энергии. Количество энергии, излучаемой вспышкой в 1 с, составляет лишь 10^{-5} светимости всего Солнца, однако в самой коротковолновой области спектра ($\lambda \leq 10 \text{ \AA}$) оно может быть во много раз больше. В области жесткого рентгеновского излучения ($\lambda < 1 \text{ \AA}$), например, поток излучения может возрасти в 10^2 раз. Когда скорость освобождения энергии во вспышке возрастает, излучение сдвигается в сторону коротких волн. Иногда одновременно с усилением коротковолнового излучения происходит испускание высокоэнергичных частиц. Эти частицы, достигнув Земли, вызывают иногда геомагнитные возмущения, изменения электронной плотности в ионосфере, влияющие на радиосвязь, полярные сияния и другие геофизические эффекты. Не исключено их воздействие на биосферу, которое могло сказаться на нашей собственной эволюции, и, несомненно, они могут причинить вред космонавтам, находящимся в длительном полете. Хорошо, однако, что наше Солнце не похоже на некоторые звезды, светимость которых возрастает в течение нескольких минут во много раз в результате процессов, подобных гигантским вспышкам.



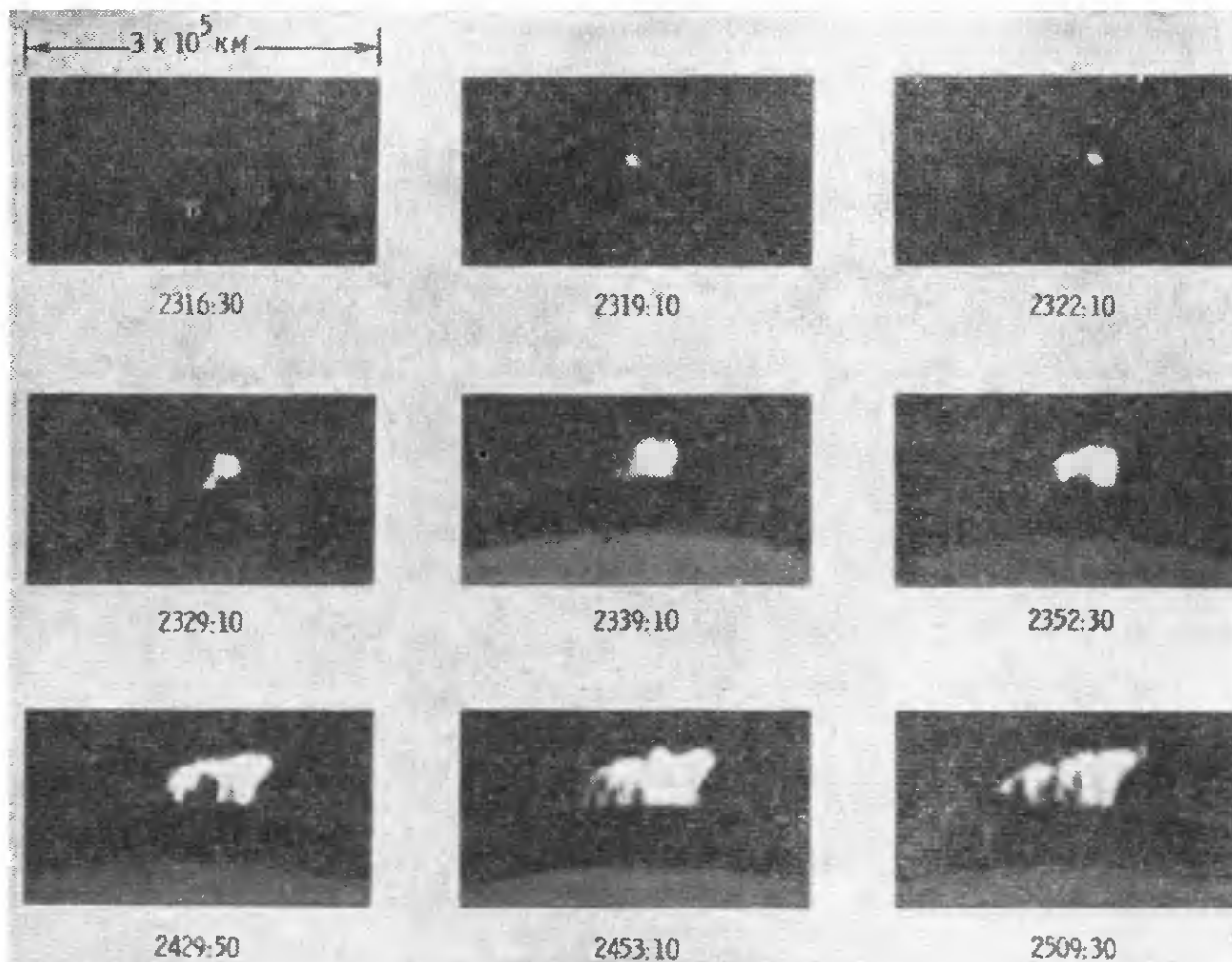


РИС. 2.51. Образование петлеобразных протуберанцев после вспышки 26 мая 1963 г.

Выброс, который появился в 23 19.10, был, вероятно, следствием вспышки, возникшей за краем диска. Вещество короны сконденсировалось, и образовался петлеобразный протуберанец. По мере того как увеличивалось количество вещества, стекающего сверху вниз, свечение захватывало все более высокие уровни. (По Сменту и Нолану, Солнечная обсерватория Локхид.)

Кроме вспышек, на Солнце происходят многие другие быстропротекающие явления, большинство которых непосредственно связано со вспышками и носит столь же взрывоподобный характер, как сами вспышки. Из области вспышки солнечная плазма извергается вверх в форме возвратных выбросов (*surges*), диффузных выбросов (*puffs*) и веерообразных выбросов (*sprays*). Возвратные выбросы наблюдаются несколько раз за время существования вспышки: вещество поднимается с поверхности, скользя вдоль магнитных силовых линий (рис. 2.48—2.50), потом падает обратно, иногда почти по тому же самому пути, иногда по петлеобразной траектории (рис. 2.37 и 2.51). Возвратный выброс может распасться и исчезнуть, не достигнув поверхности. Возвратному выбросу часто предшествует диффузный выброс — быстрое расширение части вспышки; расширившееся облачко постепенно угасает и становится прозрачным

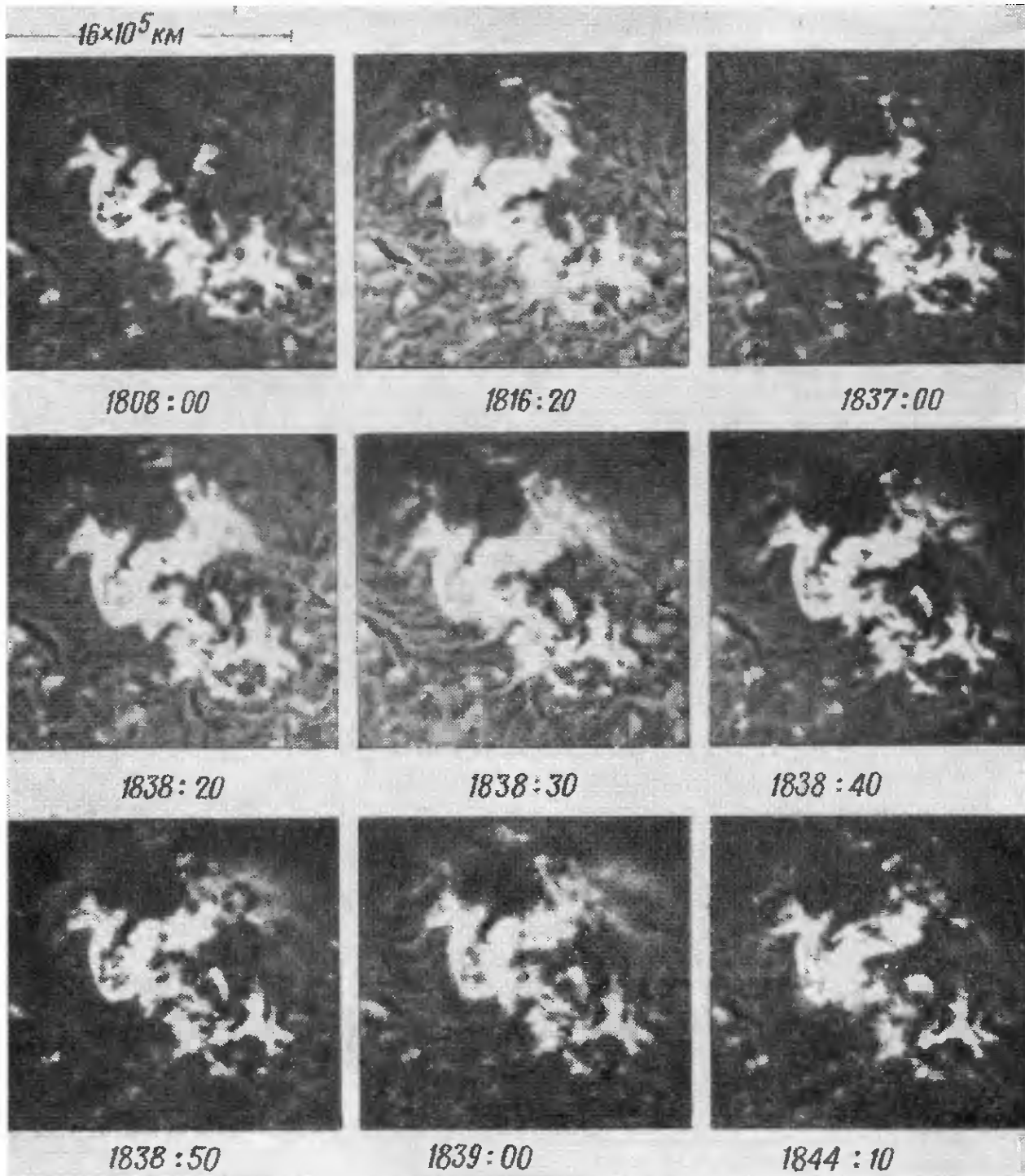


РИС. 2.52. Магнитогидродинамические волны, наблюдавшиеся 23 мая 1967 г.

На этих фильмограммах в линии $H\alpha$ с полосой пропускания $0,5 \text{ \AA}$ можно видеть диффузный фронт волны, движущийся от вспышки. Смит и Херви (Солнечная обсерватория Локхнд) интерпретируют этот фронт как разрушение и восстановление тонкой структуры хромосферы, он виден лучше всего в свете крыльев линии $H\alpha$. Иногда быстрый яркий диффузный фронт излучения, удаляющийся от вспышки, бывает виден и в свете центра линии $H\alpha$. Особенно хорошо эти волны видны при ускоренном просмотре кинофильмов вспышечного патруля в $H\alpha$ (По Смиту и Нолану, Солнечная обсерватория Локхнд)

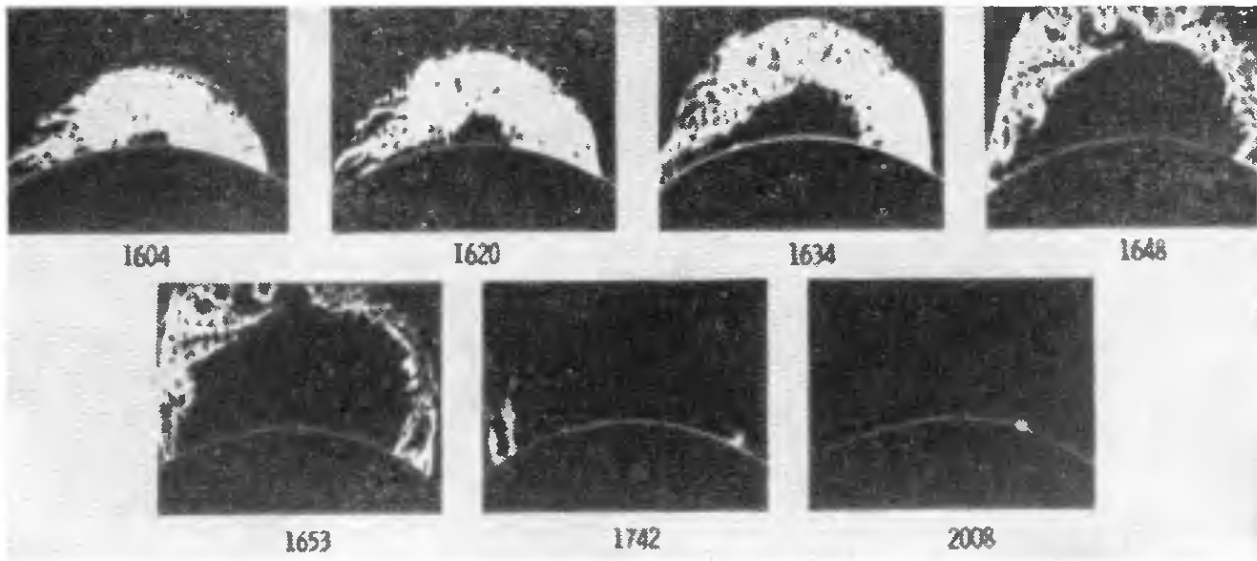


РИС. 2.53. «Дедушка» — самый большой из когда-либо сфотографированных эруптивных протуберанцев.

Снят 4 июня 1946 г. Под каждым снимком указано всемирное время. (По Ньюкирку, Высокогорная обсерватория Боулдер)

именно тогда, когда из него вылетает возвратный выброс. Вее-рообразный выброс — это значительно более энергичный вариант возвратного выброса, он поднимается со скоростью, достаточной для того, чтобы покинуть Солнце совсем.

Вспышки не только выбрасывают вещество, они возбуждают еще и магнитогидродинамические волны, которые хорошо видны при ускоренном просмотре фильмов, снятых в свете $H\alpha$, и обычно распространяются в пределах примерно одного квадранта области, окружающей вспышку (рис. 2.52). Иногда волокно, увлеченное этими волнами, совершает три-четыре вертикальных колебания, иногда оно даже исчезает совсем либо перед вспышкой, либо после нее без видимых проявлений магнитогидродинамических волн. В большинстве случаев через несколько часов или дней образуется другое волокно, имеющее примерно ту же форму и расположенное на том же месте, что и исчезнувшее. Бывает также, что протуберанцы взрываются; на рис. 2.53 приведены снимки эруптивного протуберанца, самого крупного из когда-либо сфотографированных. Диск Солнца затемнен, протуберанец наблюдался в свете линии $H\alpha$. До взрыва этот протуберанец был спокойным и наблюдался в течение нескольких месяцев. Обычно эруптивные протуберанцы имеют примерно такую же форму, как изображенный на рис. 2.53: растущая арка, средняя часть которой расширяется наружу и становится невидимой, а концы остаются фиксированными.

Некоторые структурные детали короны также подвергаются быстрым изменениям, самое быстрое из таких явлений — это ко-

рональный «хлыст». Иногда один из концов диффузной корональной петли, расположенной над областью солнечных пятен, внезапно освобождается и стремительно взлетает вверх. Наблюдаемая при этом скорость в противоположность случаю эруптивного протуберанца считается скоростью распространения возмущения, а не скоростью движения вещества.

ЛИТЕРАТУРА

1. Babcock H. W., Topology of Sun's Magnetic Field and the 22-Year Cycle, *Astrophys. J.*, 133, 572—587 (1961).
2. Dicke R. H., Internal Rotation of the Sun, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 8, 297—328 (1970).
3. Donnelly R. F., Fearly Detection of a Solar Flare: A Study of X-Ray, Extreme Ultraviolet, H-Alpha, and Solar Radio Emission From Flares, ESSA Tech. Rep. ERL 81-SD12, 1968, p. 34 (Also available as NASA CR-105729, 1968.)
4. Howard R., Harvey J., Spectroscopic Determinations of Solar Rotation, *Solar Phys.*, 12, 23—51 (1970).
5. van de Hulst H. C., The Chromosphere and the Corona. The Sun, ed. G. P. Kuiper, Chicago, Univ. of Chicago Press, 1953. (Русский перевод: Г. ван де Хюлст, Хромосфера и корона, в кн. «Солнце», под ред. Дж. Койпера, ИЛ, М., 1957.)
6. Huxley J. A., *Astrophysics*, McGraw-Hill, New York, 1951.
7. Kiepenheuer K., The Sun, Univ. of Michigan Press, Ann Arbor, 1959.
8. Leighton R. B., Transport of Magnetic Fields on the Sun, *Astrophys. J.*, 140, 1547—1562 (1964).
9. Leighton R. B., A Magneto-Kinematic Model of the Solar Cycle, *Astrophys. J.*, 156, 1—26 (1969).
10. Livingston W. C., Magnetic Fields on the Quiet Sun, *Sci. Amer.*, 215 (5), 107—116 (1966).
11. Newkirk G., Jr., Structure of the Solar Corona, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 5, 213—266 (1967).

В отличие от предыдущих работ, в большинстве которых подробно рассмотрены отдельные вопросы, книги, перечисленные ниже, полезны для ознакомления с основами физики Солнца.

12. Aller L. H., *Astrophysics — The Atmosphere of the Sun and Stars*, Ronald Press, New York, 1963. (Русский перевод: Л. Аллер, Атмосферы Солнца и звезд. ИЛ, М., 1957.)
13. Billings D. E., *A Guide to the Solar Corona*, Academic Press, New York, 1966.
14. Brandt J. C., Hodge P. W., *Solar System Astrophysics*, McGraw-Hill, New York, 1964. (Русский перевод: Дж. Брандт, П. Ходж, Астрофизика солнечной системы, изд-во «Мир», М., 1967.)
15. Kuiper G. P. (ed.), *The Sun*, Univ. of Chicago Press, Chicago, 1953. (Русский перевод: Солнце, под ред. Дж. Койпера, ИЛ, М., 1957.)
16. Smith H. J., Smith E. P., *Solar Flares*, Macmillan, New York, 1953. (Русский перевод: Г. Смит, Э. Смит, Солнечные вспышки, изд-во «Мир», М., 1966.)
17. Tandberg-Hanssen E., *Solar Activity*, Blaisdell, Waltham, Mass., 1967.
18. Zirin H., *The Solar Atmosphere*, Blaisdell, Waltham, Mass., 1966. (Русский перевод: Г. Зирин, Солнечная атмосфера, изд-во «Мир», М., 1969.)

НЕДРА СОЛНЦА

Мы начнем изучение спокойного Солнца с солнечных недр — той части Солнца, которая недоступна непосредственным наблюдениям. Эта часть включает в себя все вещество, находящееся внутри видимого слоя атмосферы — фотосферы, начиная от ядра — центральной области Солнца — вплоть до конвективной зоны, расположенной непосредственно под фотосферой. Недра Солнца представляют собой естественную отправную точку наших исследований, так как энергия, обеспечивающая излучение Солнца, генерируется в его ядре, а поток нелучистой энергии, в значительной степени определяющий структуру внешних слоев солнечной атмосферы, возникает в конвективной зоне. Без понимания механизма генерации энергии и природы солнечной конвекции невозможно изучение фотосферы, хромосферы и короны. Термин «спокойное» употреблен здесь, чтобы подчеркнуть, что мы пренебрегаем солнечной активностью, вращением Солнца и его общим магнитным полем. Солнце, которое мы рассматриваем, не имеет преимущественных направлений, оно сферически симметрично.

Рассматривая Солнце как звезду, мы убеждаемся, что оно ни в каком смысле не является пекулиарной звездой: Солнце — обычный член главной последовательности, расположенной на диаграмме светимость — спектральный класс в области относительной устойчивости. Это та область, где звезды проводят большую часть своей жизни (рис. 3.1). Методы и теории, используемые при изучении эволюции звезд, применимы и к Солнцу; более того, оно является незаменимым объектом для проверки полученных результатов. Упомянутые методы, основанные на атомной и ядерной физике, будут рассмотрены в следующих разделах, где будет описана модель солнечных недр.

3.1. ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ СОЛНЦА

Теория, согласно которой Вселенная возникла в результате «большого взрыва», подтверждаемая почти всеми современными наблюдениями (Ибен [13]), предполагает, что все вещество со-

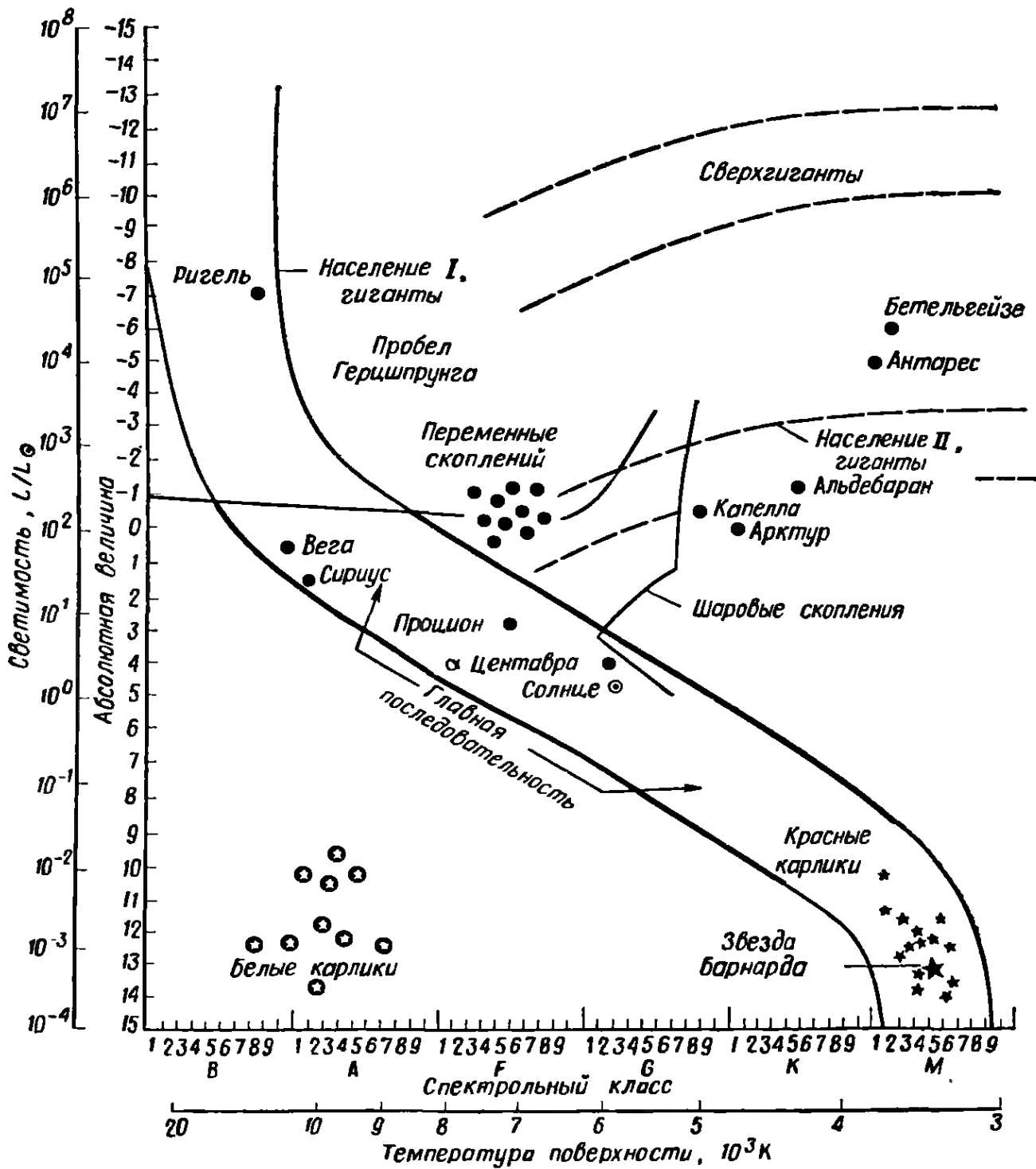


РИС. 3.1. Диаграмма Герцшпрунга — Рессела.

S-образная полоса, проходящая через середину диаграммы, содержит большинство наблюдаемых звезд и носит название «главной последовательности». Приведены соответствующие значения светимости и температуры поверхности звезд. (По Мотцу и Дювену [20])

стояло некогда из водорода и было сжато в исключительно плотном и горячем первичном сгустке. В самые первые моменты существования Вселенной в результате реакций ядерного синтеза образовались гелий и (в значительно меньшем количестве) элементы с более высокими атомными номерами. Относительное содержание синтезированного гелия было таким же, как его

современное содержание в Солнце, но доля более тяжелых элементов была на много порядков меньше, чем наблюдаемая сейчас в Солнце. После того как первичный горячий сгусток расширился и остыл в процессе «большого взрыва», в веществе образовались локальные гравитационные сгущения и из них сформировались звезды. В звездах происходили дальнейшие реакции ядерного синтеза, в результате которых немного увеличилось содержание гелия и очень значительно — содержание более тяжелых элементов. Разного рода выбросы — катастрофические и некатастрофические — возвратили часть звездного вещества в межзвездную среду, после чего в ней снова возникли сгущения и образовались звезды второго поколения. Из наблюдаемого химического состава Солнца можно вывести заключение, что Солнце образовалось из вещества, которое уже подвергалось однажды или многократно воздействию ядерных реакций синтеза в недрах звезд (Клейтон [4]). В нашей Галактике есть звезды как старше Солнца, так и моложе его, и, что особенно интересно, формирование звезд происходит и в наши дни.

Если известны начальный химический состав и полная масса, то свойства Солнца и большинства других звезд в принципе могут быть рассчитаны для любого более позднего момента. Потеря массы, унесенной солнечным ветром за все время существования Солнца, пренебрежимо мала, так что современную массу Солнца можно считать равной ее начальному значению. Химический состав был вначале однородным во всем Солнце. Наблюдаемые спектры (и, следовательно, начальный химический состав) большинства ближайших звезд и Солнца примерно одинаковы. Отсюда с уверенностью следует, что относительно небольшая область межзвездного газа, которая сжалась, образовав Солнце, имела однородный химический состав. Предполагается, что он был таким же, как современный состав атмосферы Солнца, определяемый при помощи спектрального анализа. А это эквивалентно допущению, что перемешивание вещества вследствие турбулентности или диффузии между атмосферой Солнца и его ядром, где химический состав изменен ядерными превращениями, всегда было незначительным. Такое допущение было бы несостоятельным, если бы в какой-то период эволюции Солнца в нем существовали либо быстро вращающееся ядро, способствовавшее турбулентному перемешиванию, либо меридиональные токи, либо внутренняя полностью конвективная область.

При описании химического состава звезды принято указывать, каковы доли X и Y его массы, состоящие соответственно из водорода и гелия; остальная часть массы Z приходится на более тяжелые элементы. Таким образом, $X + Y + Z = 1$. Химический состав Солнца приведен в табл. 3.1 и на рис. 3.2.

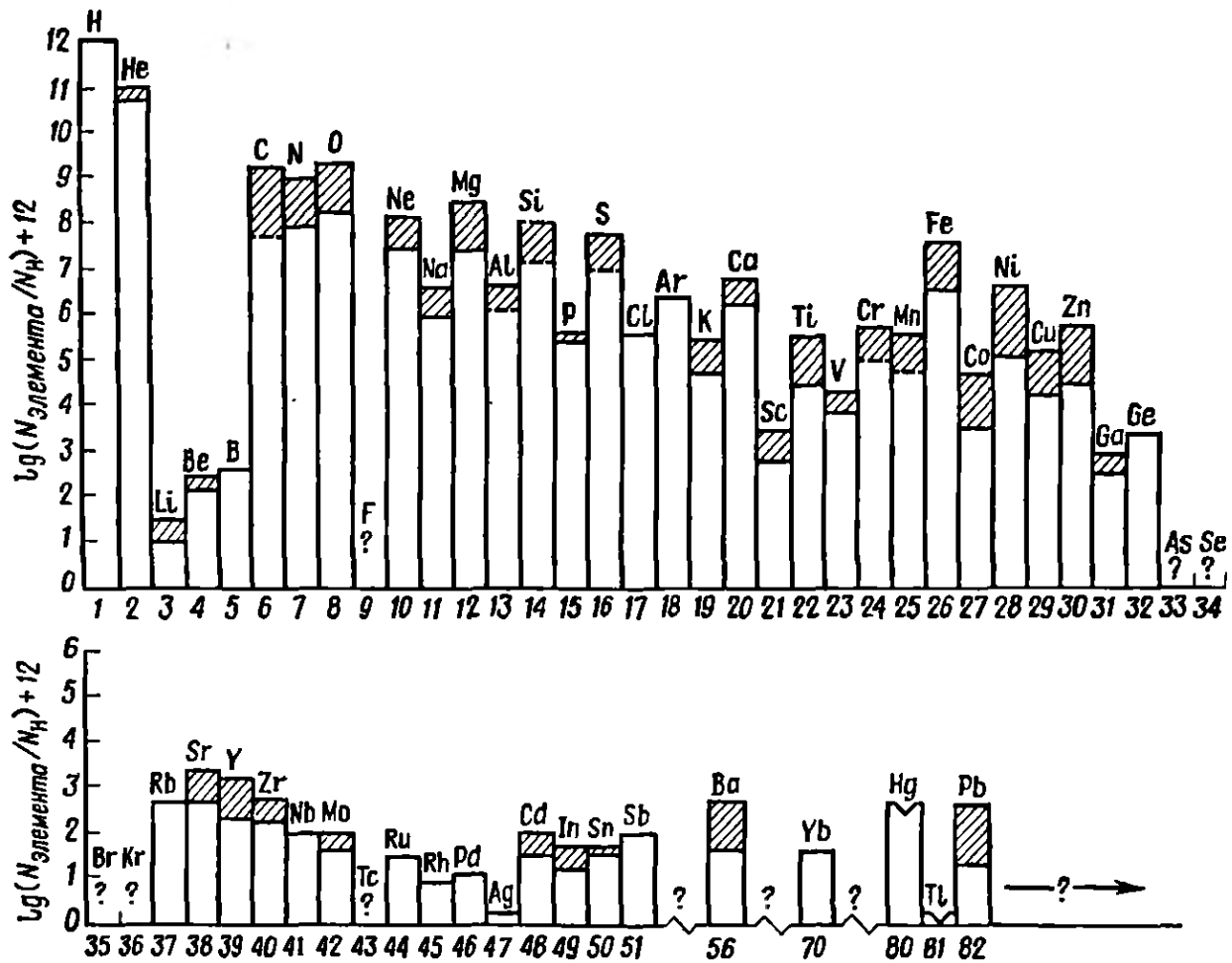


РИС. 3.2. Содержания химических элементов в Солнце.

Приведены отношения содержаний элементов к содержанию водорода, логарифм которого положен равным 12. Указаны пределы, в которых заключены значения, полученные разными авторами. Если значение взято из одного источника, такие пределы, естественно, не указаны. Данные заимствованы у Брандта [2], Клейтона [4], Даницгера [5], Гольдберга, Коппа и Дюпри [9], де Ягера и Невена [14], Ламберта [15], Ламберта и Уорнера [16, 17, 18], Ламберта, Малла и Уорнера [19], Росса и Аллера [21], Уорнера [25], Уизбро [27] и Зырина [28].

После того как установлены масса, химический состав и возраст звезды, можно рассчитать на основании законов физики модель ее строения. Эти законы делятся на два типа. К первому относятся дифференциальные уравнения, описывающие изменение свойств вещества с расстоянием от центра звезды. Ко второму — формулы, выражающие зависимость некоторых параметров от локальных значений температуры, плотности и химического состава. В принципе задача определения строения Солнца должна решаться полностью, если известны граничные условия как на поверхности Солнца, так и в его центре при нулевом значении радиуса. Однако, поскольку мы не в состоянии дать точное математическое описание турбулентной конвекции и порождаемых ею явлений, получаемые результаты остаются до некоторой степени неопределенными.

Таблица 3.1

Химический состав Солнца *)
 $X = 0,784$, $Y = 0,198$, $Z = 0,018$

Элемент	Атомный номер	Логарифм относительного содержания	$\frac{N_{эл}}{N_{вод}}$	Доля массы
H	1	12,0	$1,0 \cdot 10^{-0}$	$7,84 \cdot 10^{-1}$
He	2	10,8	$6,3 \cdot 10^{-2}$	$1,98 \cdot 10^{-1}$
C	6	8,5	$3 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-3}$
N	7	8,3	$2 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-3}$
O	8	8,8	$6 \cdot 10^{-4}$	$8 \cdot 10^{-3}$
Ne	10	8,1	$1,3 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-3}$
Na	11	6,2	$1,6 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-5}$
Mg	12	7,9	$8 \cdot 10^{-5}$	$1,5 \cdot 10^{-4}$
Al	13	6,4	$3 \cdot 10^{-6}$	$6 \cdot 10^{-5}$
Si	14	7,4	$3 \cdot 10^{-5}$	$6 \cdot 10^{-4}$
S	16	7,2	$1,6 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-4}$
Ar	18	6,3	$2 \cdot 10^{-6}$	$6 \cdot 10^{-5}$
Ca	20	6,4	$3 \cdot 10^{-6}$	$9 \cdot 10^{-5}$
Fe	26	6,9	$8 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-4}$
Ni	28	5,6	$4 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-3}$

*) Относительные содержания те же, что и на рис. 3.2. При вычислении X , Y , Z не принимались во внимание менее обильные элементы, содержания которых здесь не приведены; N означает число частиц в единице объема.

3.2. ИЗМЕНЕНИЕ СВОЙСТВ ВЕЩЕСТВА ВДОЛЬ РАДИУСА

Выводимые ниже дифференциальные уравнения дают возможность найти изменения физических свойств солнечного вещества вдоль солнечного радиуса. Наиболее очевидная зависимость — это уравнение, определяющее массу, которая содержится в сфере радиуса r :

$$M(r) = \int_0^r \rho(r') 4\pi r'^2 dr', \quad (3.1)$$

где $\rho(r)$ — масса, заключенная в единице объема на расстоянии r от центра. Для современного Солнца $M(R_{\odot}) = M_{\odot}$. Таким образом, изменение M с r определяется соотношением

$$\frac{dM}{dr} = \rho 4\pi r^2. \quad (3.2)$$

Равновесие малого элемента газа определяется теми же силами, что и в земной атмосфере: вес объема газа уравновешивается

вается градиентом давления в этом объеме, т. е.

$$\frac{dp}{dr} = - \frac{MG}{r^2} \rho, \quad (3.3)$$

где p — давление газа, G — гравитационная постоянная, а величина (MG/r^2) — локальное значение ускорения силы тяготения $g(r)$. Поскольку Солнце сферически симметрично, $g(r)$ создается только тем веществом, которое заключено внутри сферы радиуса r .

Соотношение, аналогичное уравнению, определяющему массу, справедливо и для энергии

$$L(r) = \int_0^r \epsilon(r') \rho(r') 4\pi r'^2 dr'. \quad (3.4)$$

Здесь $L(r)$ — количество энергии, излучаемой в единицу времени на расстоянии r от центра, т. е. светимость сферы радиуса r , а ϵ — скорость генерации энергии (в ядерных реакциях), рассчитанная на единицу массы. Для тех периодов эволюции звезды, когда происходят достаточно быстрые изменения гравитационной энергии, к этому равенству необходимо добавить второй член, который мы здесь рассматривать не будем. Таким образом, зависимость L от r имеет вид

$$\frac{dL}{dr} = \epsilon \rho 4\pi r^2. \quad (3.5)$$

Изменение температуры вдоль радиуса можно найти одним из двух возможных способов в зависимости от того, чем определяется в основном перенос энергии наружу — излучением или конвекцией. Переносом энергии путем теплопроводности в недрах современного Солнца можно пренебречь, однако он должен играть главную роль в звездах с очень высокой плотностью. Когда преобладает лучистый перенос энергии, при определении градиента температуры удобно рассматривать излучение как газ, обладающий количеством движения и внутренней энергией и создающий некоторое давление. Если поток излучения движется в каком-то определенном направлении, то вещество, поглощая лучистую энергию, поглощает вместе с тем и количество движения. Скорость, с которой элемент газа толщиной dr и единичным поперечным сечением поглощает количество движения из потока излучения $L(r)$, составляет

$$\text{Скорость поглощения количества движения газом} = \frac{1}{c} \frac{L}{4\pi r^2} \kappa \rho dr, \quad (3.6)$$

где c — скорость света (скорость фотонов), $\kappa \rho$ — коэффициент поглощения, т. е. доля излучения, поглощаемая на единичном пути ($1/\kappa \rho$ — средняя длина свободного пробега фотона), а κ —

коэффициент поглощения, рассчитанный на единицу массы. Количество движения, полученное газом от поля излучения, уравновешивается изменением лучистого давления в рассматриваемом объеме в направлении распространения излучения, т. е. вдоль радиуса:

$$\text{Изменение лучистого давления} = -d\left(\frac{4}{3c}\sigma T^4\right), \quad (3.7)$$

где σ — постоянная Стефана — Больцмана, а σT^4 — скорость излучения энергии поверхностью абсолютно черного тела, находящегося в состоянии термодинамического равновесия при температуре T . Приравнивание двух полученных выражений дает

$$\left(\frac{dT}{dr}\right)_{\text{луч}} = -\frac{3}{16\sigma T^3} \frac{L}{4\pi r^2} \kappa\rho. \quad (3.8)$$

Поскольку лучистая энергия, освобождаемая в рассматриваемом объеме газа, испускается изотропно (с одинаковой интенсивностью по всем направлениям), она не участвует в балансе сил, действующих в поле излучения. Силой, создаваемой градиентом лучистого давления, также можно пренебречь, ибо она мала по сравнению с той, которая возникает от градиента газового давления. Следовательно, наше условие равновесия сил, действующих на газ (3.3), не требует введения дополнительного члена, учитывающего излучение.

Конвекция является преобладающим способом переноса энергии тогда, когда температура в поднимающемся элементе газа убывает медленнее, чем в окружающей среде, вследствие чего поднимающийся элемент оказывается менее плотным и приобретает плавучесть (рис. 2.4). Он несет свое избыточное тепло вверх и передает его окружающей среде посредством излучения, а рассасываясь и разрушаясь, — также путем непосредственного перемешивания. Если изменения температуры и давления в элементе газа происходят адиабатически (т. е. тепло не передается через ограничивающую поверхность), то справедливо равенство

$$\frac{dT}{T} = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{dp}{p}, \quad (3.9)$$

где γ — отношение удельных теплоемкостей C_p при постоянном давлении к C_v при постоянном объеме. Если рассматривать только те степени свободы молекулы, которые поглощают энергию пропорционально квадрату некоторой переменной (поступательная, колебательная, вращательная, но не электронная), то γ равняется $1 + 2/\xi$, где ξ — число имеющихся степеней свободы. Таким образом, γ всегда больше 1, но меньше $5/3$; последнее значение соответствует трем степеням свободы поступательного

движения, которые имеются всегда. Адиабатический градиент температуры определяется выражением

$$\left(\frac{dT}{dr}\right)_{\text{ад}} = \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{T}{p} \frac{dp}{dr}. \quad (3.10)$$

Если абсолютное значение адиабатического градиента температуры $|dT/dr|_{\text{ад}}$ меньше абсолютного значения градиента температуры при отсутствии конвекции $|dT/dr|_{\text{луч}}$, то газ будет неустойчив к малым возмущениям в вертикальном направлении и возникнет конвекция. Таким образом, условием возникновения конвективной неустойчивости является неравенство

$$\left|\frac{dT}{dr}\right|_{\text{ад}} < \left|\frac{dT}{dr}\right|_{\text{луч}}, \quad (3.11)$$

называемое критерием Шварцшильда. С той степенью точности, которую допускают наши неполные сведения о турбулентной конвекции, критерий Шварцшильда начинает выполняться в Солнце на расстоянии $0,86 R_{\odot}$ от центра, где температура уже сравнительно невысока, $1 \cdot 10^6$ К. Неустойчивость возникает главным образом из-за рекомбинаций электронов с ядрами и ионами: появляются ионы более тяжелых элементов, сильно поглощающие излучение. Это обстоятельство значительно увеличивает коэффициент поглощения κ и тем самым $|dT/dr|_{\text{луч}}$.

Вблизи самого внешнего слоя конвективной зоны вступает в действие второй фактор, способствующий неустойчивости. Значение отношения γ удельных теплоемкостей приближается к 1, так как к поглощающим энергию степеням свободы атомов и ионов добавляются теперь ионизация и возбуждение (раньше было только поступательное движение). Этот эффект, который создается главным образом водородом и в меньшей степени гелием, в свою очередь уменьшает $|dT/dr|_{\text{ад}}$. Зависимость степени ионизации H и He от глубины приведена на рис. 3.3. Легко убедиться, что гелий ионизуется в значительно более глубоких слоях, чем водород. Следовательно, ионизация гелия должна создавать более крупномасштабную конвекцию, нежели ионизация водорода. На этом основано предположение, что за супергрануляцией ответственна ионизация менее обильного гелия (Симон и Лейтон [24]). Супергрануляция имеет больший масштаб, но не сказывается на распределении яркости в фотосфере, как обычная грануляция, происхождение которой связывают с ионизацией преобладающего в веществе Солнца водорода.

Поскольку конвекция является эффективным способом переноса энергии, градиент температуры в области действия конвекции обычно близок к адиабатическому значению $(dT/dr)_{\text{ад}}$. Однако здесь может возникнуть ошибка, так как градиент dT/dr определяется не точно, и чтобы уточнить его значение, не-

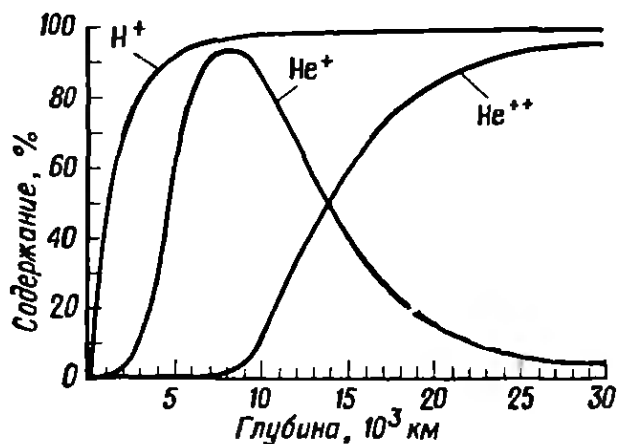


РИС. 3.3. Ионизация водорода и гелия под фотосферой. (По Симону и Лейтону [24].)

обходима более детальная теория конвекции, которой пока не существует. Кроме того, на очень малом расстоянии от поверхности мы встречаемся с другими осложнениями. Во-первых, конвекция уже не в состоянии обеспечить здесь эффективный перенос энергии, так как элемент газа не может ни содержать, ни переносить значительное количество тепловой энергии из-за своей малой плотности и низкой температуры. Во-вторых, поскольку излучение начинает непосредственно покидать Солнце, значения κ_r и $|dT/dr|_{\text{луч}}$ становятся малыми и атмосфера вновь приобретает устойчивость. Этот переход к устойчивости происходит в нижней части фотосферы, и выше этого слоя атмосфера повсюду остается устойчивой по отношению к конвекции, за исключением одного слоя в хромосфере, где возможна термическая неустойчивость, которая будет рассмотрена в гл. 5.

3.3. СВОЙСТВА ВЕЩЕСТВА, ЗАВИСЯЩИЕ ОТ ЛОКАЛЬНЫХ ЗНАЧЕНИЙ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ

Чтобы наше описание законов, управляющих физической природой солнечных недр, стало законченным, необходимо определить давление p , скорость генерации энергии единицей массы ϵ и коэффициент поглощения κ . Эти три величины зависят только от локальных значений плотности, температуры и химического состава.

Давление

В идеальном газе давление определяется соотношением

$$p = NkT, \quad (3.12)$$

где N — полное число частиц в единице объема, а k — постоянная Больцмана. Плотность газа можно выразить через средний молекулярный вес μ , т. е. среднюю массу одной частицы, выраженную в единицах массы атома водорода m_H :

$$\rho = \mu m_H N. \quad (3.13)$$

Следовательно,

$$p = \frac{k}{\mu m_H} \rho T. \quad (3.14)$$

Чтобы понять, почему давление зависит от химического состава, рассмотрим факторы, определяющие средний молекулярный вес μ .

Существуют две причины, вследствие которых средний молекулярный вес μ солнечного вещества изменяется с радиусом. Химический состав солнечного ядра отличается от состава остального Солнца из-за ядерных превращений, происходивших там в течение последних $4,5 \cdot 10^9$ лет. Кроме того, вследствие изменения плотности и температуры степень ионизации каждого химического элемента также зависит от радиуса. Если в газе, состоявшем первоначально из нейтральных частиц, отделить по одному электрону от каждого атома, то μ уменьшится в 2 раза, потому что частиц станет вдвое больше, а масса газа не изменится. В Солнце степень ионизации каждого химического элемента меняется очень значительно, особенно вблизи поверхности (рис. 3.3).

Для состояния термодинамического равновесия степень ионизации определяется формулой Саха

$$\frac{N_{s+1}N_e}{N_s} = \frac{u_{s+1}}{u_s} \frac{2(2\pi m_e kT)^{3/2}}{h^3} \exp(-\chi_s/kT), \quad (3.15)$$

где N_s — концентрация ионов, которые образовались из данного атома после отрыва s электронов, N_e — концентрация электронов, m_e — масса электрона, h — постоянная Планка, χ_s — потенциал ионизации, т. е. количество энергии, необходимое для удаления еще одного электрона от атома, уже потерявшего s электронов, а u_s — сумма по состояниям для s -й стадии ионизации. Сумма по состояниям u_s — это результат суммирования по всем энергетическим уровням иона произведений числа возможных состояний с данной энергией (подуровней) на вероятность обладания такой энергией. Степени ионизации некоторых элементов в условиях, характерных для солнечного ядра, приведены в табл. 3.2.

После того как вычислена степень ионизации каждого элемента, можно определить с достаточной точностью средний молекулярный вес μ . Для газа, состоящего только из полностью ионизованного водорода, в котором на каждый протон приходится две частицы, $\mu_x = 1/2$. Для полностью ионизованного гелия $\mu_y = 4/3$. В газе, содержащем более тяжелые элементы с зарядом ядра z , полная ионизация каждого атома создает $z + 1$ частицу. Для тяжелых элементов можно считать с достаточной степенью точности, что их атомные веса вдвое больше зарядов,

Таблица 3.2

Ионизации в солнечном ядре *)

 $(T = 10^7 \text{ К}, N_e = 10^{24} \text{ см}^{-3})$

Элемент	Атомный вес	Заряд ядра	Число связанных электронов	Число свободных электронов	Число свободных частиц на 1 ядро
H	1,0	1	0,0	1,0	2,0
He	4,0	2	0,0	2,0	3,0
O	16,0	8	0,24	7,76	8,76
Mg	24,3	12	0,3	11,7	12,7
Si	28,1	14	0,5	13,5	14,6
Ca	40,1	20	1,9	18,1	19,1
Fe	55,9	26	3,0	23,0	24,0

*) Сведения о тяжелых элементах заимствованы у Стрёмгрена (Чандрасекар [3]).

т. е. равняются $2z$, и что z намного больше 1. Следовательно, в условиях полной ионизации $\mu_z = 2$. Выраженный через X , Y и Z (доли массы, состоящие из водорода, гелия и тяжелых элементов соответственно) средний молекулярный вес в состоянии полной ионизации равен

$$\mu = \frac{1}{2X + \frac{3}{4}Y + \frac{1}{2}Z}. \quad (3.16)$$

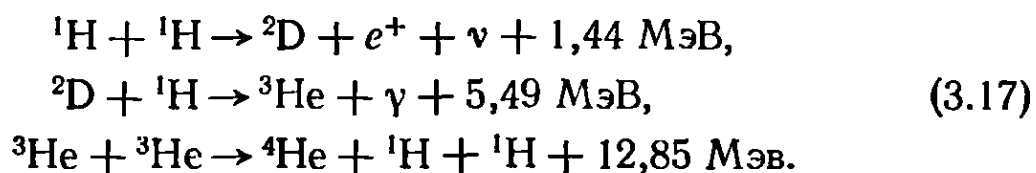
Внутри Солнца средний молекулярный вес μ повсюду очень близок к 0,6 за исключением самых поверхностных слоев, где H и He ионизованы не полностью, и центральной области, где химический состав изменен ядерными реакциями. Узость интервала, в котором заключено μ , объясняется тем, что доля тяжелых элементов Z очень мала. По этой причине даже при значительных изменениях степени ионизации тяжелых элементов их совместный вклад не может сильно изменить общего числа частиц.

Генерация энергии

Вторая определяемая локальными условиями величина, которую нам предстоит рассмотреть, — это скорость генерации энергии ϵ , освобождаемой в реакциях ядерного синтеза. Слияние ядер может произойти в том случае, когда две тяжелые частицы, одной из которых обычно бывает протон, сталкиваются друг с другом с относительной скоростью, достаточной для того, чтобы преодолеть электростатические силы отталкива-

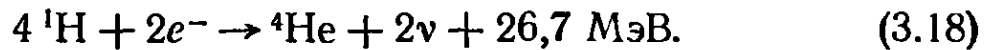
ния, и сближаются настолько, что начинают проявляться силы ядерного взаимодействия. Полная масса частиц, образующихся в результате такого столкновения, меньше полной массы столкнувшихся частиц. Недостающая масса превращается в энергию — кинетическую энергию частиц, выходящих из столкновения, и лучистую энергию, испускаемую в виде гамма-фотонов. Чем больше заряды ядер, тем большей энергией должны обладать частицы, чтобы вступить в ядерную реакцию. Следовательно, ядерные реакции могут происходить лишь в самых горячих областях звезды ($T > 10^7$ К) и, как правило, между ядрами, заряды которых не больше 7 (ядра азота). Кроме того, частота столкновений может быть значительной лишь при достаточно большой плотности. В начале эволюции центральная область Солнца нагрелась до высокой температуры за счет потенциальной энергии гравитационного сжатия. Однако, после того как были достигнуты условия, благоприятные для ядерных реакций, роль гравитационного сжатия в генерации энергии стала пренебрежимо малой по сравнению с ядерными реакциями — основным источником энергии Солнца.

Благодаря своей широкой распространенности и небольшому заряду наиболее вероятными кандидатами на участие в ядерных реакциях являются ядра водорода (протоны), которые сливаются и образуют гелий в следующей цепочке реакций:



Верхние индексы означают число протонов плюс нейтронов в ядре. Вначале сталкиваются два протона, образуя дейтрон (система протон — нейтрон), позитрон (античастица электрона, подобная ему во всех отношениях, за исключением того, что ее заряд не отрицателен, а положителен) и нейтрино (частица, не имеющая ни заряда, ни массы; ее эффективное сечение, т. е. вероятность ее взаимодействия с веществом, исключительно мало). Позитрон вскоре аннигилирует с электроном, их исчезновение сопровождается испусканием гамма-лучей. Нейтрино, возникшие в центре Солнца, очень слабо взаимодействуют с солнечным веществом на своем пути наружу и свободно уходят из Солнца. Энергия, которую они уносят, не сказывается на состоянии солнечных недр, а при вычислении светимости Солнца ее следует вычитать из общего количества энергии, генерируемой ядерными реакциями. Во второй реакции дейтрон сливается с протоном, образуя ^3He ; при этом испускается гамма-излучение. Третий шаг — образование ^4He может произойти в различных реакциях, здесь приведена наиболее вероятная.

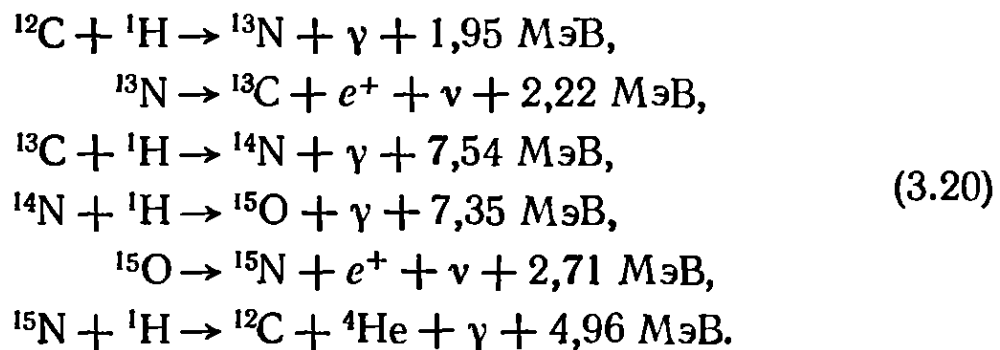
Две частицы ${}^3\text{He}$ взаимодействуют, образуя одно ядро гелия и два протона. Поскольку в этой последней реакции участвуют две частицы ${}^3\text{He}$, первая и вторая реакции должны происходить вдвое чаще, чем третья. Окончательный результат такого протон-протонного цикла можно записать в виде



Однако ускользящие нейтрино уносят по 0,26 МэВ (в среднем), так что реально на каждое образовавшееся ядро ${}^4\text{He}$ приходится 26,2 МэВ освобожденной энергии. Первая из реакций (3.17) протекает медленнее остальных и определяет скорость, с которой осуществляется вся цепочка. Скорость превращения массы в энергию в протон-протонном цикле равняется

$$\epsilon_{pp} = 2,5 \cdot 10^6 \rho X^2 \left(\frac{10^6}{T} \right)^{2/3} \exp[-33,8 (10^6/T)^{1/3}] \text{ эрг/г} \cdot \text{с}. \quad (3.19)$$

Второй возможный механизм превращения водорода в гелий — углеродный цикл, предложенный одновременно и независимо Гансом Бете и Карлом Вейцеккером. Он складывается из следующих реакций, в которых углерод действует как катализатор:

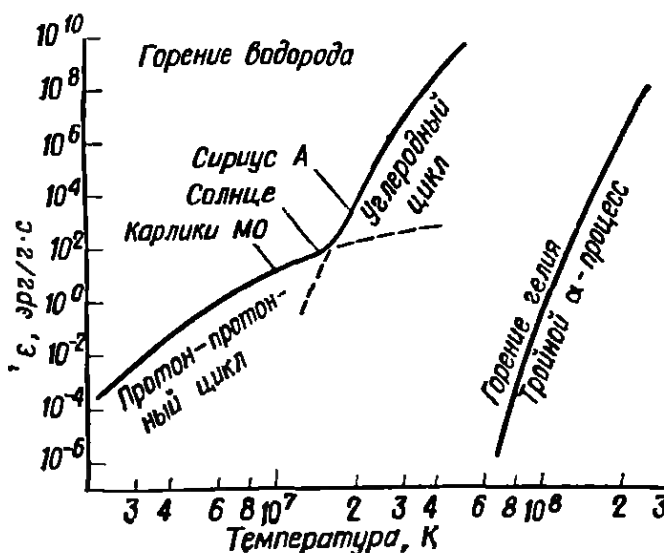


Конечный результат этой последовательности реакций точно такой же, как и у протон-протонной цепочки (3.18). Только в этом случае нейтрино уносят в среднем по 1,7 МэВ, и на каждое образовавшееся ядро ${}^4\text{He}$ приходится 24 МэВ освобожденной энергии. Скорость генерации энергии в углеродном цикле, рассчитанную на единицу массы, можно найти по формуле

$$\epsilon_{cc} = 9,5 \cdot 10^{28} \rho X X_{\text{CN}} \left(\frac{10^6}{T} \right)^{2/3} \exp[-152,3 (10^6/T)^{1/3}] \text{ эрг/г} \cdot \text{с}; \quad (3.21)$$

она определяется скоростью четвертого шага цепочки. Вместо доли массы, приходящейся на азот ${}^{14}\text{N}$ — продукт третьей реакции, взята суммарная доля X_{CN} углерода и азота. Это хорошее приближение, упрощающее вычисления.

РИС. 3.4. Генерация энергии в ядерных реакциях как функция температуры. (По Шварцшильду [22].)



Полная скорость генерации энергии равняется сумме выходов протон-протонного и углеродного процессов:

$$\epsilon = \epsilon_{pp} + \epsilon_{cc} \quad (3.22)$$

Таким образом, скорость ϵ генерации энергии, является, как и давление, функцией ρ , T и химического состава. За исключением небольшого участка значений температуры, на котором протон-протонный и углеродный циклы действуют одновременно, скорость генерации энергии в звездах почти полностью определяется либо протон-протонным циклом ϵ_{pp} , либо углеродным ϵ_{cc} (рис. 3.4). Поскольку для преодоления потенциального барьера ^{14}N протону требуется большее количество энергии, чем для взаимодействия с другим протоном, углеродный цикл осуществляется при более высокой температуре. Поэтому коэффициент у отрицательного показателя степени в выражении (3.21) значительно больше, чем в выражении (3.19). Однако, располагая достаточным количеством энергии, протон реагирует с ^{14}N гораздо охотнее, чем с другим протоном. Поэтому коэффициент перед всем выражением (3.21) значительно больше, чем перед (3.19). Из рис. 3.4 видно, что в Солнце преобладает протон-протонный цикл.

Измерения потока нейтрино, испускаемого Солнцем, — исключительно трудная задача, так как средняя длина свободного пробега нейтрино в обычном веществе равняется нескольким световым годам. Однако такие измерения были выполнены и показали, что в углеродном цикле генерируется менее 9% солнечной энергии (Дэвис и др. [7]). В более массивных ($> 1,5 M_{\odot}$) и более горячих звездах, таких, как Сириус А, основным механизмом генерации энергии в ядре звезды является углеродный цикл. Сильная зависимость скорости генерации энергии ϵ_{cc} от температуры показывает, что в звездах, более горячих, чем

Солнце, основная часть излучения создается в очень небольшой центральной области звезды; там должны быть велики как $L/4\pi r^2$, так и $|dT/dr|_{\text{луч}}$, и такая область должна быть конвективно неустойчивой.

Непрозрачность

И, наконец, необходимо рассмотреть непрозрачность солнечного вещества, характеризуемую коэффициентом поглощения κ , которая препятствует выходу лучистой энергии из звезды. Способность солнечного вещества задерживать поток лучистой энергии обусловлена в основном четырьмя процессами, происходящими одновременно:

1) Связанно-связанные переходы; пролетающий фотон поглощается атомом (или ионом), испускающим затем, при возвращении в прежнее состояние, один или несколько фотонов с частотами, характерными для энергетических состояний (линий) данного атома (или иона).

2) Связанно-свободные переходы (фотоионизация); пролетающий фотон поглощается атомом (или ионом), в результате чего один из электронов последнего уходит из связанного состояния и становится свободным. Этот электрон в конце концов рекомбинирует с каким-нибудь ионом, причем излучается фотон или несколько фотонов с частотами, зависящими от энергии электрона и энергетических уровней иона (в континууме или в линиях).

3) Свободно-свободные переходы; фотоны (или их часть) поглощаются свободными электронами, за счет чего увеличивается их кинетическая энергия.

4) Рассеяние; направление движения фотона (но, как правило, не его энергия) изменяется в результате взаимодействия с электроном или ионом.

Первые три механизма зависят от частоты фотона, и при расчетах обусловленного ими поглощения обычно используется некоторая особым образом осредненная частота, характерная для поля излучения при данной температуре. В ядре Солнца основной вклад в коэффициент поглощения κ вносят рассеяние на свободных электронах и свободно-свободные переходы главным образом ядер водорода и гелия. При приближении к конвективной зоне становятся преобладающими связанно-свободные переходы (преимущественно более тяжелых элементов) и коэффициент поглощения κ возрастает приблизительно в 20 раз по сравнению с его значением в центре. Из-за сложности расчетов функция $\kappa(r)$ все еще остается достаточно неопределенной, что в свою очередь вносит неопределенность в положение нижней границы конвективной зоны,

3.4. МОДЕЛЬ СОВРЕМЕННОГО СОЛНЦА

Итак, для определения скорости, с которой изменяются вдоль радиуса Солнца свойства его вещества, используются следующие уравнения:

$$\frac{dM}{dr} = \rho 4\pi r^2, \quad (3.2)$$

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{MG}{r^2} \rho, \quad (3.3)$$

$$\frac{dL}{dr} = \epsilon \rho 4\pi r^2, \quad (3.5)$$

$$\left(\frac{dT}{dr}\right)_{\text{луч}} = -\frac{3}{16\sigma T^3} \frac{L}{4\pi r^2} \kappa \rho, \quad (3.8)$$

$$\left(\frac{dT}{dr}\right)_{\text{ад}} = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{T}{p} \frac{dp}{dr}, \quad (3.10)$$

где из значений $|dT/dr|$ выбирается меньшее. Величины p , ϵ и κ определяются локальными значениями ρ и T и химическим составом. Чтобы составить полное описание недр звезды, необходимо найти правильные граничные условия для приведенных выше дифференциальных уравнений. Очевидно, что при $r = 0$

$$M = 0, \quad L = 0, \quad (3.23)$$

а на поверхности Солнца при $r = R$

$$M = M_{\odot}. \quad (3.24)$$

Для возраста $4,5 \cdot 10^9$ лет

$$R = R_{\odot} \quad (3.25)$$

и

$$L(R_{\odot}) = L_{\odot}. \quad (3.26)$$

Возможность удовлетворить этим граничным условиям сильно зависит от правильности выбранного значения Z — содержания тяжелых элементов, поскольку от него зависит непрозрачность. Кроме того, при $r = R$

$$p = \Gamma T^{\gamma/(\gamma-1)}. \quad (3.27)$$

Это соотношение определяет характер изменения давления и температуры при приближении к нулю и получается из уравнения (3.9), справедливого для адиабатических процессов. Постоянная Γ определяется теми особенностями турбулентной конвекции, которые с эмпирической точки зрения характеризуются отношением «длины пути перемешивания» к локальному значению шкалы высот атмосферы. Длина пути перемешивания — это по существу средняя длина свободного пробега турбулентного вихря, т. е. расстояние, которое он проходит, оставаясь сам собой, до распада. В конвективной зоне отношение этой

длины к локальному значению шкалы высот атмосферы имеет порядок единицы. В большинстве моделей Солнца, чтобы получить правильное значение солнечного радиуса, приходилось брать значения Γ примерно от $1/15$ до 2.

Считая первоначальный химический состав Солнца однородным, мы можем 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 времени вплоть до возраста $4,5 \cdot 10^9$ лет. Если первоначальный химический состав и отношение длины пути перемешивания к шкале высот атмосферы были выбраны правильно, то в последней точке должны удовлетвориться равенства (3.25) и (3.26).

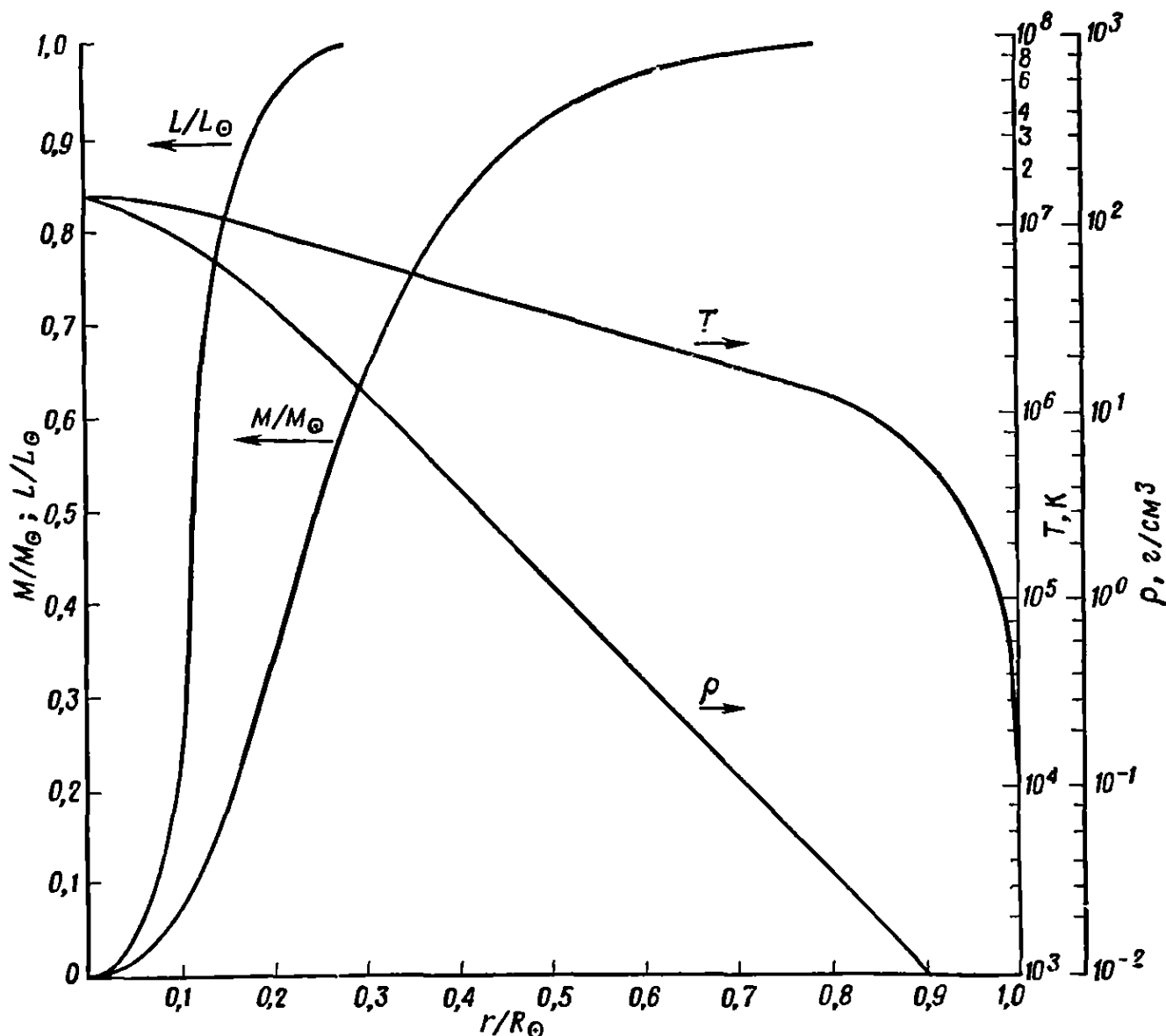


РИС. 3.5. Модель внутреннего строения современного Солнца. $X=0,708$, $Y=0,272$, $Z=0,020$, $\rho_c=158$ г/см³, $T_c=1,57 \cdot 10^7$ К. (По Сирсу [23].)

Модель современного Солнца приведена на рис. 3.5 и 3.6. Обращает на себя внимание присутствие плотного высокотемпературного ядра, генерирующего энергию: центральная область с радиусом всего $\frac{1}{4} R_{\odot}$ содержит массу $M = 0,5 M_{\odot}$ и дает поток излучения $L = 0,99 L_{\odot}$. Причиной концентрации массы к центру является, конечно, собственная гравитация, а ее следствием — крутой спад плотности ρ вдоль радиуса (в 7 раз на расстоянии $\frac{1}{4} R_{\odot}$). Быстрое убывание ρ и ϵ в свою очередь способствует концентрации источников солнечной энергии к центру. На расстоянии $\frac{1}{4} R_{\odot}$ температура уменьшается в 2 раза, ϵ — в 40 раз, а $\rho\epsilon$ — скорость генерации энергии единицей объема — примерно в 300 раз. Кроме того, ядро — это область истощения ядерного горючего — водорода. Доля водорода по массе X , по существу одинаковая повсюду вне $R = \frac{1}{4} R_{\odot}$, вдвое меньше при $R < \frac{1}{4} R_{\odot}$. Другая важная особенность, встречающаяся на пути от ядра наружу, состоит в резком возрастании κ

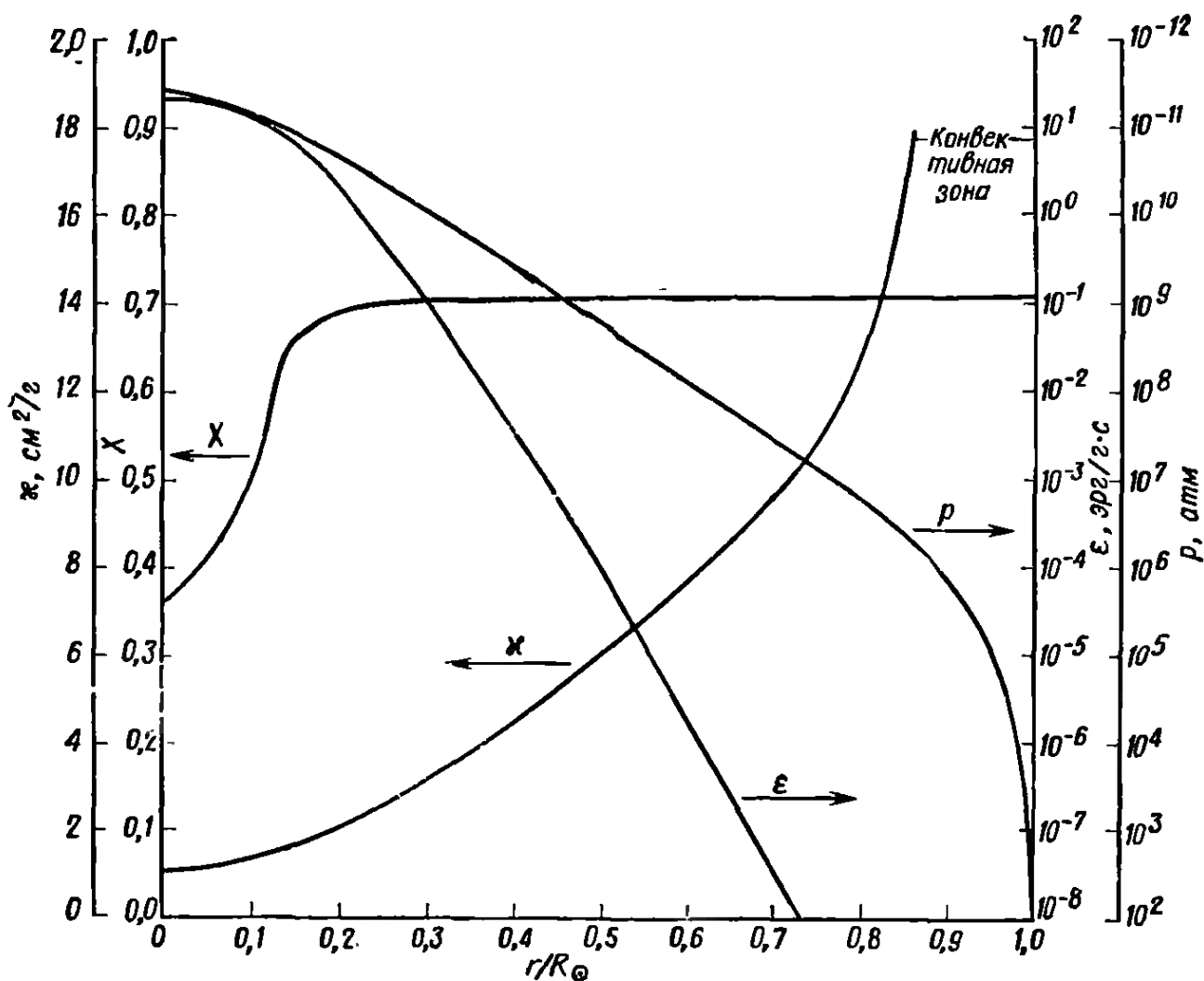


РИС 3.6. Свойства солнечного вещества, определяемые локальными значениями основных параметров, и доля водорода по массе.

Значения X и ρ заимствованы у Сирса [23], значения κ — у Веймана [26], значения ϵ вычислены по формулам (3.19), (3.21), (3.22).

при значении радиуса, несколько превосходящем $0,8 R_{\odot}$. Оно приводит к столь же быстрому росту лучистого градиента температуры $|dT/dr|_{\text{луч}}$, которое в сочетании с убыванием γ способствует возникновению конвективной неустойчивости на расстоянии $0,86 R_{\odot}$ (в этой модели). И, наконец, бросается в глаза быстрый спад давления p вблизи поверхности. Согласно соотношениям (3.3) и (3.14), шкала высот для изменения давления, $p \sim e^{-(r/H)}$, пропорциональна температуре

$$H = \frac{kT}{\mu m_H g}. \quad (3.28)$$

Следовательно, поскольку при приближении к поверхности конвективной зоны температура T становится невысокой, давление p должно убывать еще быстрее. Как p , так и T связаны с r уравнением адиабаты (3.9) и ведут себя аналогично. Когда достигается основание фотосферы, температура, плотность и давление спадают соответственно до $T = 6,4 \cdot 10^3$ К, $\rho = 3 \cdot 10^{-7}$ г/см³ и $p = 0,14$ атм. Свойства конвективной зоны мы рассмотрим ниже, когда будет идти речь о грануляции, супергрануляции и нагревании верхних слоев солнечной атмосферы.

Проверкой наших представлений о внутреннем строении Солнца, происходящих в нем процессах и его химическом составе могут служить исключительно трудоемкие эксперименты по обнаружению потока нейтрино, испускаемого Солнцем (Дэвис и др. [7], Дэвис [6]). Особенно интересно то, что результат этих наблюдений указывает на какую-то фундаментальную ошибку в наших представлениях о недрах звезд. Верхний предел наблюдаемого потока нейтрино по крайней мере в 2—3 раза ниже, чем предсказывают современные теоретические модели. То, что нам известно о возможных ошибках в теоретических и наблюдаемых параметрах, не может служить причиной такого расхождения (Бакалл [1]). Были исследованы следующие возможные источники ошибок (Ибен [12]):

1. Начальное содержание гелия Y было меньше, чем $0,16—0,20$.
2. В значениях одного или нескольких эффективных поперечных сечений ядер содержатся неожиданно большие ошибки.
3. Значительно завышены оценки одного или нескольких эффективных поперечных сечений для поглощения нейтрино.
4. Солнце было вначале неоднородным и осталось в дальнейшем таким же.
5. В течение фазы ядерного горения в недрах Солнца происходило значительное перемешивание.

6. Возраст Солнца существенно меньше $4,5 \cdot 10^9$ лет.
7. В недрах Солнца существуют сильные крупномасштабные магнитные поля, напряженность которых вблизи центра достигает 10^9 Гс.
8. Гравитационная постоянная возрастает со временем.

Однако пока все эти возможности кажутся невероятными и расхождение между теорией и наблюдениями остается загадочным.

3.5. ЭВОЛЮЦИЯ СОЛНЦА

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 исчерпы-

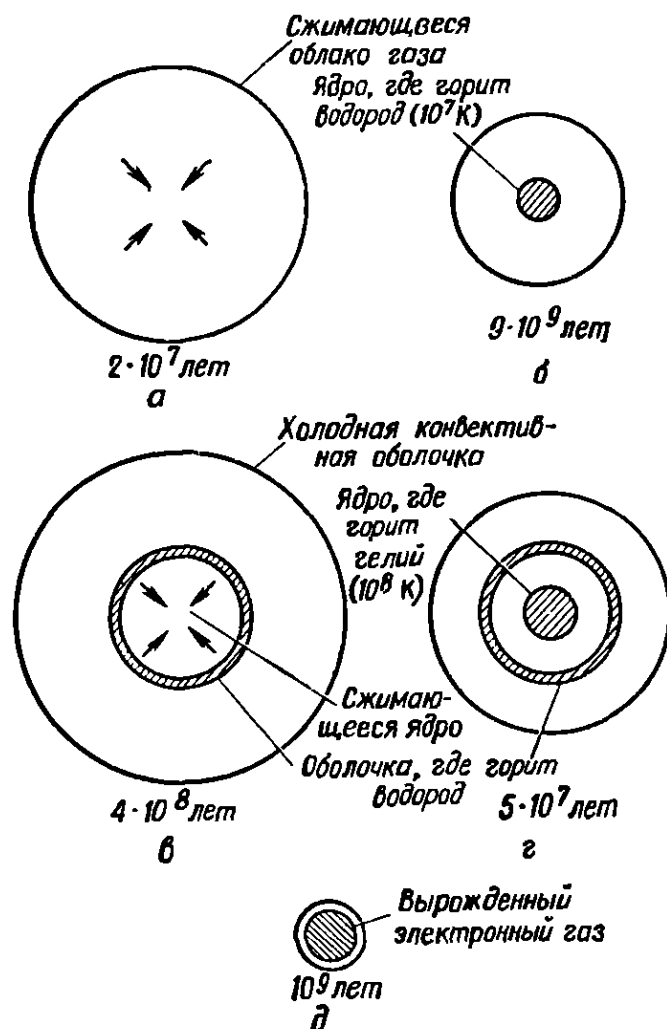


РИС. 3.7. Эволюция Солнца.

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

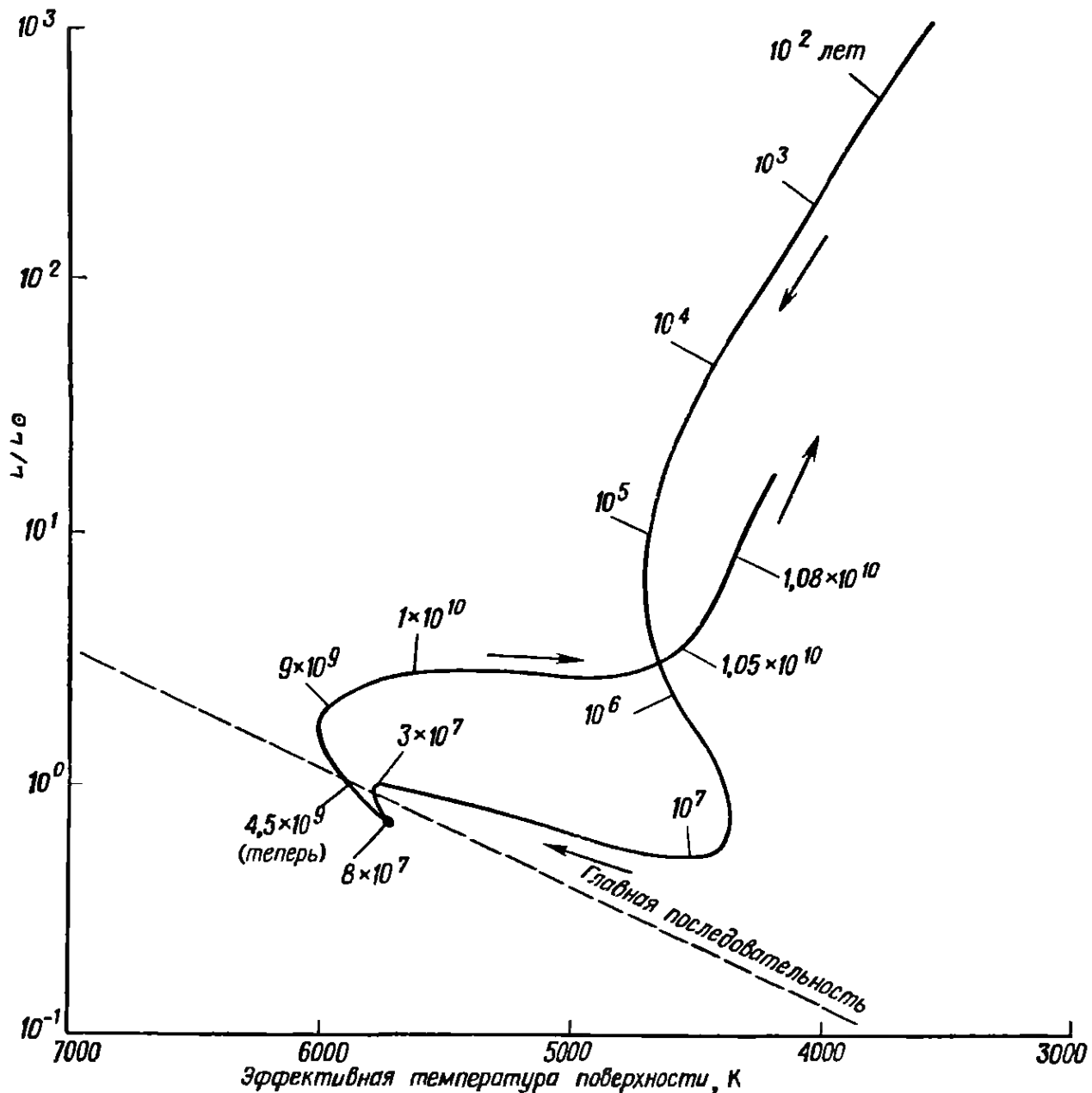


РИС. 3.8. Эволюционный путь Солнца на диаграмме Герцшпрунга — Рассела. (По Эзеру и Камерону [8] и Ибену [10, 11].)

вается 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. 3.7. Путь, проходимый Солнцем на диаграмме Герцшпрунга — Рассела от сжатия облака до стадии красного гиганта, можно видеть на рис. 3.8. 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. 3.1). 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. 3.9 и 3.10*). 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 $64R_{\odot}$, а светимость составляет $700L_{\odot}$. 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. 3.9).

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.

В стадии сжатия все Солнце было конвективным (рис. 3.10). В это время температура относительно невысока, т. е. велика непрозрачность, и, следовательно, должен иметь большое значение лучистый градиент температуры (3.8) и должно выпол-

*) Дальнейшее обсуждение основано главным образом на работах Эзера и Камерона [8] и Ибена [10, 11].

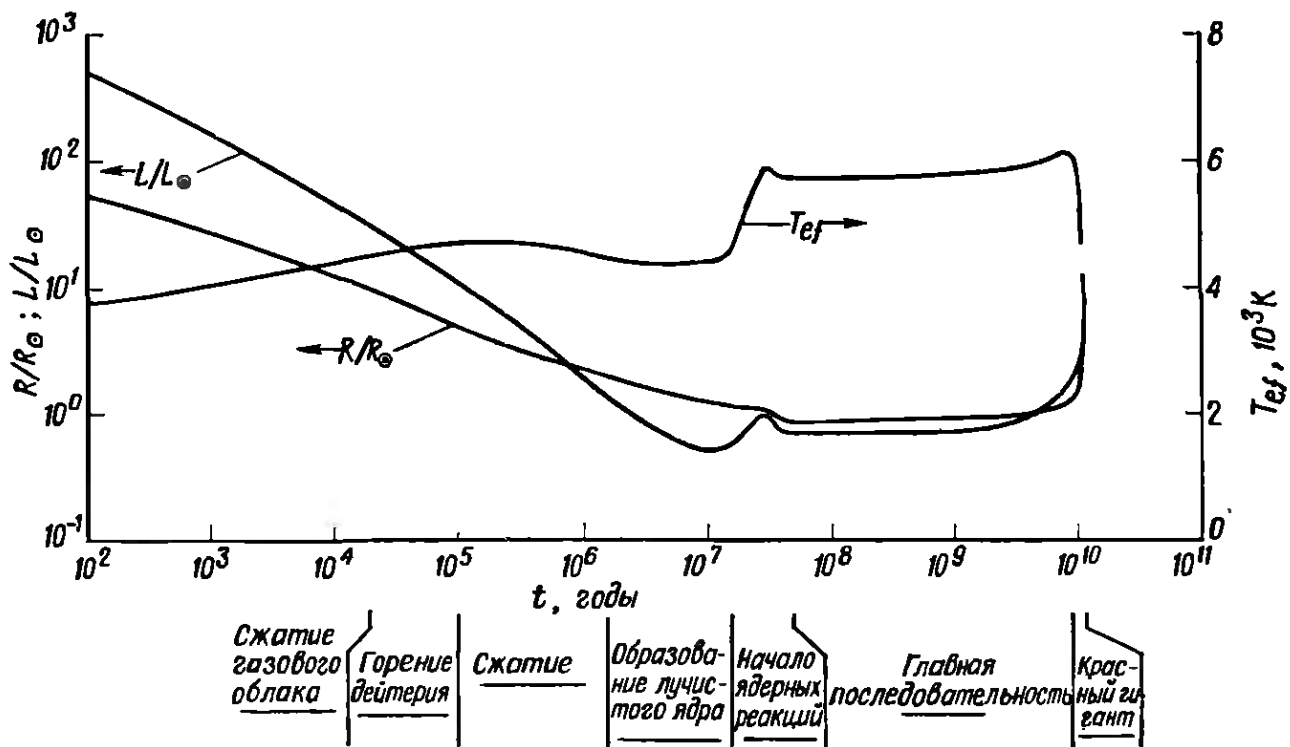


РИС. 3.9. Эволюция наблюдаемых свойств Солнца (По Эзеру и Камерону [8] и Ибену [10, 11].)

няться условие Шварцшильда (3.11). Если Солнце было полностью охвачено конвекцией, то его химический состав был повсюду однородным. Поэтому мог выгореть почти весь дейтерий, содержащийся в Солнце, а не только тот, который находился вначале 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. 3.10). 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. 3.9).

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/см³ соответственно, водород начинает превращаться в ³He [см. (3.17)]. Затем, когда центральная температура становится боль-

ше $1,2 \cdot 10^7$ К, начинает гореть ^{12}C (имевшийся в небольшом количестве), в результате чего образуется ^{14}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. 3.10). Конвективное ядро быстро растет и захватывает около 10% массы Солнца. Затем, когда становится преобладающим протон-протонный цикл, а горение ^{12}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 ρ_c медленно возрастают, а X_c — доля водорода в центральной области Солнца — непрерывно убывает, стремясь к нулю (рис. 3.11 и 3.12). 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

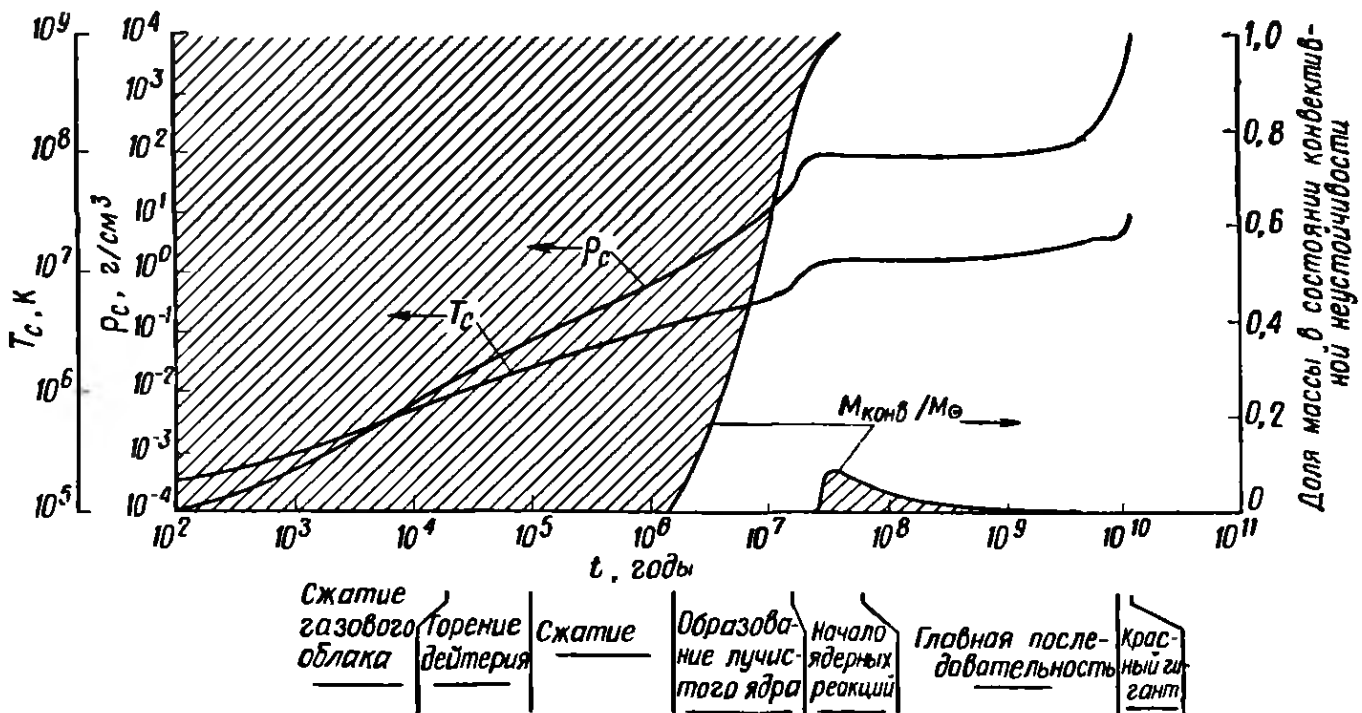


РИС. 3.10. Эволюция основных свойств солнечного вещества.

На графике приведено также изменение $M_{\text{конв}}/M_{\odot}$ — доли солнечной массы, находящейся в состоянии конвективной неустойчивости. Штриховка помогает различить области, расположенные внутри и вне неустойчивой зоны. (По Эзеру и Камерону [8] и Ибену [10, 11].)

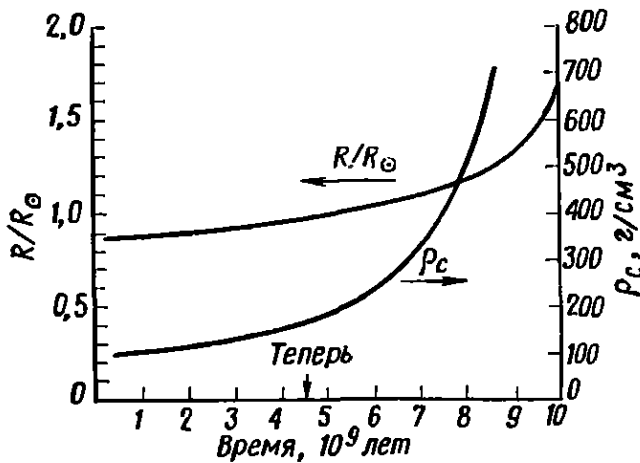


Рис. 3.11. Изменения объема и центральной плотности Солнца во время пребывания на главной последовательности. (По Иббену [11].)

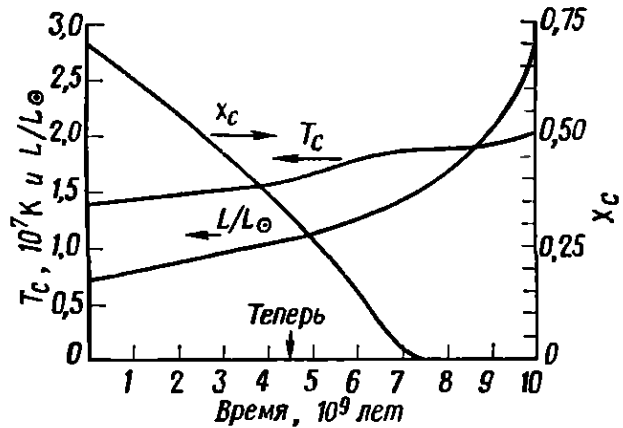


РИС. 3.12. Изменения светимости Солнца, его центральной температуры и содержания водорода в центральной области во время пребывания на главной последовательности. (По Иббену [11].)

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.

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 увеличились, и Солнце расширяется. Светимость L возросла не так сильно, как R^2 , поэтому T_{ef} 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 $\rho^{1/3}$. Другое

важное свойство вырожденного электронного газа в ядре состоит в том, что электроны исключительно подвижны и хорошо переносят тепло. Поэтому температура, возрастающая при сжати, 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. 3.4). 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.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bahcall J. N., Some Unsolved Problems in Astrophysics, *Astron. J.*, 76, 283—290 (1971).
2. Brandt J. C., *The Sun and Stars*, McGraw-Hill, New York, 1966.
3. Chandrasekhar S., *An Introduction to the Study of Stellar Structure*, Dover, New York, 1957. (Русский перевод: С. Чандрасекар, Введение в учение о строении звезд, ИЛ, М., 1960.)
4. Clayton D. D., The Origin of the Elements, *Phys. Today*, 22(5), 28—37 (1969).
5. Danziger I. J., The Cosmic Abundance of Helium, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 8, 161—178 (1970).
6. Davis R., Jr., A Progress Report on the Brookline Solar Neutrino Experiment, Report to Meeting «Astrophysical Neutrinos», Cortona, Italy, Brookhaven National Laboratory Preprint, 1970, pp. 371—374.
7. Davis R., Jr., Harmer D. S., Hoffman K. C., Search for Neutrinos From the Sun, *Phys. Rev. Lett.*, 20, 1205—1209 (1968).
8. Ezer D., Cameron A. G. W., A Study of Solar Evolution, *Can. J. Phys.*, 43, 1497—1517 (1965).
9. Goldberg L., Kopp R. A., Dupree A. K., The Abundance of Iron in the Solar Photosphere, *Astrophys. J.*, 140, 707—712 (1964).
10. Iben I., Jr., Stellar Evolution, I. The Approach to the Main Sequence, *Astrophys. J.*, 141, 993—1018 (1965).
11. Iben I., Jr., Stellar Evolution, VI. Evolution From the Main Sequence to the Red-Giant Branch for Stars of Mass $1 M_{\odot}$, $1.25 M_{\odot}$, $1.5 M_{\odot}$, *Astrophys. J.*, 147, 624—650 (1967).
12. Iben I., Jr., The Cl^{37} Solar Neutrino Experiment and the Solar Helium Abundance, *Ann. Phys.*, 54, 164—203 (1969).
13. Iben I., Jr., Globular-Cluster Stars, *Sci. Amer.*, 223(1), 27—39 (1970).

14. *de Jager C., Neven L.*, A Systematic Method for the Analysis of High-Resolution Fraunhofer Line Profiles, *Solar Phys.*, **1**, 27—59 (1967).
15. *Lambert D. L.*, The Abundances of the Elements in the Solar Photosphere, I. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **138**, 143—179 (1968).
16. *Lambert D. L., Warner B.*, The Abundances of the Elements in the Solar Photosphere, II. Sodium, Aluminium, Phosphorous, Sulphur, and Potassium, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **138**, 181—212 (1968).
17. *Lambert D. L., Warner B.*, The Abundances of the Elements in the Solar Photosphere, III. Silicon, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **138**, 213—227 (1968).
18. *Lambert D. L., Warner B.*, The Abundances of the Elements in the Solar Photosphere, V. The Alkaline Earths Mg, Ca, Sr, Ba, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **140**, 197—221 (1968).
19. *Lambert D. L., Mallia E. A., Warner B.*, The Abundances of the Elements in the Solar Photosphere, VII. Zn, Ga, Ge, Cd, In, Sn, Hg, Tl, and Pb, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **142**, 71—95 (1969).
20. *Motz L., Duveen A.*, *Essentials of Astronomy*, Wadsworth, New York, 1966.
21. *Ross J., Aller L.*, Determination of Solar Abundances by a Method of Spectrum Synthesis, *Astrophys. J.*, **153**, 235—244 (1968).
22. *Schwarzschild M.*, *The Structure and Evolution of the Stars*, Dover, New York, 1958. (Русский перевод: *М. Шварцшильд*, *Строение и эволюция звезд*, ИЛ, М., 1961.)
23. *Sears R. L.*, Helium Content and Neutrino Fluxes in Solar Models, *Astrophys. J.*, **140**, 477—484 (1964)
24. *Simon G. W., Leighton R. B.*, Velocity Fields in Solar Atmosphere, III. Large-Scale Motions, the Chromospheric Network, and Magnetic Fields, *Astrophys. J.*, **140**, 1120—1147 (1964).
25. *Warner B.*, The Abundances of the Elements in the Solar Photosphere, IV. The Iron Group, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **138**, 229—243 (1968).
26. *Weymann R.*, Inhomogeneous Stellar Models, VI. An Improved Solar Model With the Carbon Cycle Included, *Astrophys. J.*, **126**, 208—212 (1957).
27. *Withbroe G. L.*, The Photospheric Abundance of Iron, *Solar Phys.*, **9**, 19—30 (1969).
28. *Zirin H.*, *The Solar Atmosphere*, Blaisdell, Waltham, Mass., 1966 (Русский перевод: *Г. Зирин*, *Солнечная атмосфера*, изд-во «Мир», М., 1969.)

ФОТОСФЕРА

Следующий слой на пути от ядра Солнца к его поверхности— фотосфера, сравнительно тонкая, но физически очень важная оболочка, расположенная непосредственно над конвективной зоной. Из этой оболочки излучается прямо в пространство, без сколько-нибудь существенного поглощения или рассеяния, энергия, генерируемая в солнечном ядре. По мере приближения к фотосфере изнутри коэффициент поглощения κ продолжает увеличиваться. Однако плотность газа резко убывает, и величина $1/\rho\kappa$ — среднее расстояние, проходимое фотоном без рассеяния или перепоглощения (средняя длина свободного пробега фотона), — быстро растет и достигает величины того же порядка, что и шкала высот атмосферы H . Если $1/\rho\kappa \ll H$, то испущенные фотоны рассеиваются или перепоглощаются много раз, прежде чем пройдут расстояние, равное шкале высот. Если $1/\rho\kappa \gg H$, то испущенные фотоны беспрепятственно пройдут расстояние H и оставшуюся часть атмосферы, плотность которой непрерывно уменьшается с высотой, и уйдут из Солнца. Слой, где $1/\rho\kappa \approx H$, — это именно та область, из которой уходит прямо во внешнее пространство большая часть излучения. Этот слой называется фотосферой. С помощью выражения (3.28) для H можно переписать приведенное выше условие в виде $p \approx g/\kappa$.

Наблюдения солнечной атмосферы состоят по существу в определении интенсивности излучения как функции положения наблюдаемой площадки на поверхности Солнца, глубины в атмосфере, длины волны и времени. Задача состоит в том, чтобы на основании этих наблюдений определить физическое состояние вещества в каждой точке атмосферы как функцию времени. В понятие физического состояния входят такие величины, как, температура, плотность, давление, степень возбуждения и ионизации каждого элемента объема, макроскопическая скорость, а также напряженности и направления электрического и магнитного полей. Это, конечно, непомерно высокие требования, и в большинстве случаев мы вынуждены пренебрегать относительно малыми эффектами и иметь дело лишь с интегральными

свойствами. Можно узнать еще очень многое, увеличивая пространственное, спектральное и временное разрешение наблюдений. Сначала допустим, что поверхность Солнца однородна и его излучение постоянно во времени. Следовательно, грануляцией и всеми проявлениями солнечной активности мы будем пренебрегать и считать, что интенсивность излучения, наблюдаемая с Земли, является функцией только длины волны и угла между направлением на центр Солнца и лучом зрения. Прежде всего рассмотрим в широком диапазоне длин волн непрерывного спектра (участки спектра, где интенсивность имеет относительно гладкое, непрерывное распределение по длинам волн) потемнение или увеличение яркости к краю солнечного диска. Затем перейдем к образованию фраунгоферовых линий и к расширению линий. И в заключение изучим эффекты, возникающие из-за отсутствия термодинамического равновесия.

4.1. ОБЩЕЕ ОПИСАНИЕ ЛУЧИСТОГО ПЕРЕНОСА

Явление потемнения к краю хорошо видно на рис. 4.1. Если мы наблюдаем Солнце в белом свете, то, переводя взгляд от центра диска к его краю, видим, что интенсивность излучения уменьшается, т. е. край кажется темнее, чем центр. Это непосредственное следствие существования градиента температуры в фотосфере. При переходе к краю диска увеличивается число атомов между наблюдателем и данным уровнем атмосферы.

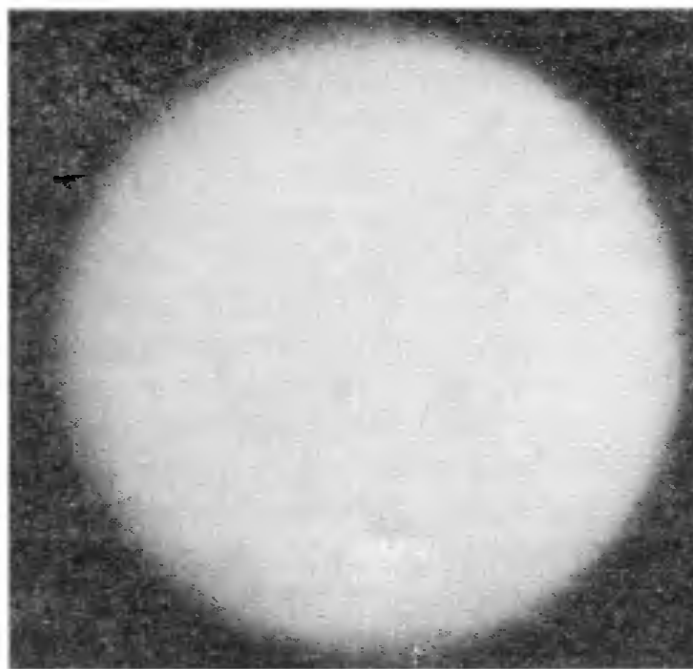


РИС. 4.1. Диск Солнца в белом свете.

На этом снимке, полученном 4 июля 1968 г., зарегистрирован исключительно редкий случай — на Солнце нет никаких явлений активности. (Мэйфилд, Обсерватория Сан Фернандо.)

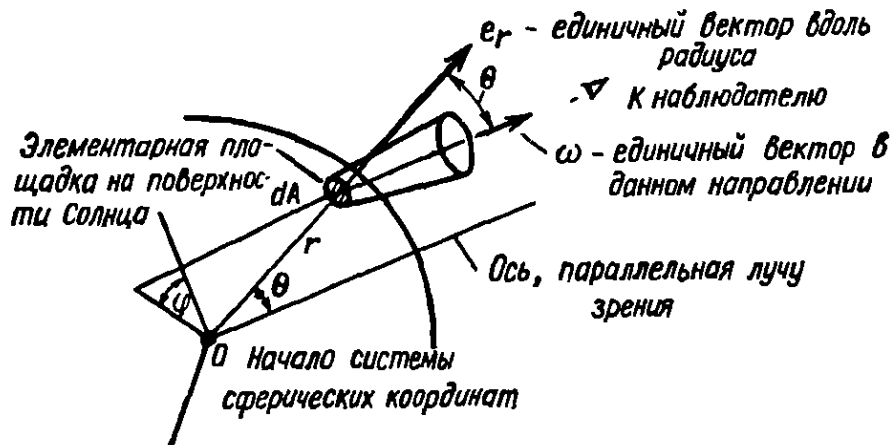


РИС. 4.2. Геометрические переменные, определяющие интенсивность.

Следовательно, наш взгляд проникает здесь до меньшей глубины, чем в центре. Но температура в фотосфере убывает с высотой, поэтому интенсивность испускаемого излучения должна быть соответственно ниже. Противоположное явление — увеличение яркости к краю — наблюдается на тех длинах волн, на которых большая часть излучения возникает в хромосфере или короне, где температура не уменьшается, а увеличивается с высотой.

Наблюдения дают возможность найти зависимость интенсивности излучения как от расстояния до центра диска, так и от длины волны; поэтому, поняв процессы испускания, поглощения и рассеяния излучения в атмосфере Солнца, мы сможем изучить распределение физических свойств солнечного вещества вдоль радиуса. Ниже будут описаны эти процессы и будет установлена связь между результатами наблюдений и физическими свойствами Солнца.

Основная из интересующих нас переменных $I_\lambda(r, \omega, t)$ — интенсивность излучения с длиной волны λ — определяется следующим образом (рис. 4.2). В атмосфере Солнца выбирается на некоторой глубине элементарная площадка dA , параллельная солнечной поверхности, положение которой определяется в сферических координатах радиусом-вектором $r(r, \theta, \varphi)$. Через эту площадку проходит за единицу времени в направлениях $\omega, \omega + d\omega$ некоторое количество энергии с длинами волн в интервале $\lambda, \lambda + d\lambda$. Поток энергии через площадку можно представить в виде

$$\frac{d(\text{энергии})}{dt} = I_\lambda \cos \theta dA d\lambda d\omega, \quad (4.1)$$

где $\cos \theta dA$ — эффективная площадь для направления ω . Следовательно, I_λ — это скорость потока лучистой энергии с длиной волны λ в точке, определяемой вектором r , в направлении ω , рассчитанная на единицу площади, единицу телесного угла и

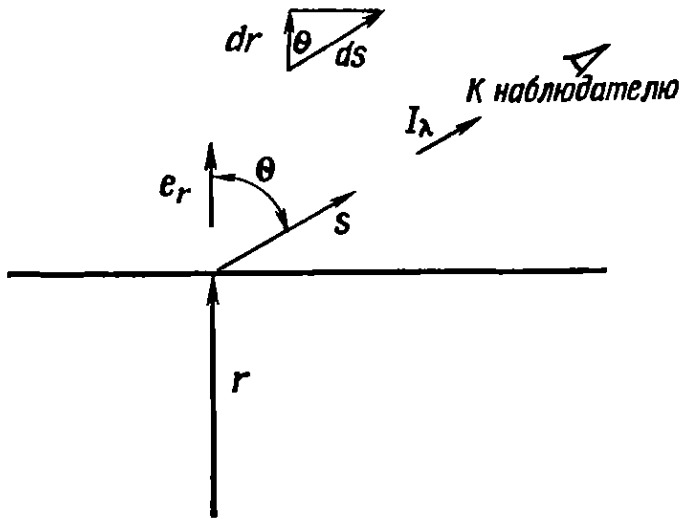


РИС. 4.3. К определению интенсивности.

единичный интервал длин волн. По существу мы «разобрали» излучение на все составляющие его элементы, кроме поляризации. Таким образом, I_λ определяет число фотонов, рассчитанное на единицу времени, единицу длины волны и единицу телесного угла, имеющих одну и ту же энергию, исходящих из одной и той же точки поверхности и движущихся в одном и том же направлении. Иногда бывает удобно пользоваться интенсивностью, проинтегрированной по всем длинам волн,

$$\bar{I} \equiv \int_0^{\infty} I_\lambda d\lambda, \quad (4.2)$$

или интенсивностью, осредненной по всем направлениям

$$J_\lambda \equiv \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} I_\lambda \cdot d\omega. \quad (4.3)$$

Если излучение изотропно, т. е. однородно по всем направлениям, то $J_\lambda = I_\lambda$. Употребляется также величина

$$\bar{J} \equiv \int_0^{\infty} J_\lambda d\lambda. \quad (4.4)$$

Мы будем называть \bar{I} интегральной интенсивностью, а I_λ — монохроматической интенсивностью. Так как Солнце считается сферически симметричным, а его состояние — стационарным, интенсивность излучения зависит только от радиуса и угла между направлением распространения и нормалью к излучающей поверхности. Поэтому интенсивность можно записывать в виде $I_\lambda(r, \theta)$ (рис. 4.3). Наблюдения на краю диска соответствуют случаю $\cos \theta = 0$.

Интенсивность излучения, распространяющегося через солнечное вещество наружу, постепенно изменяется вследствие поглощения, излучения и рассеяния. Поглощение всегда уменьшает интенсивность пучка излучения, излучение всегда увеличивает ее, а рассеяние может привести и к тому, и к другому, так как оно изменяет либо только направление движения фотона (когерентное рассеяние), либо и направление, и длину волны (некогерентное рассеяние). Следует отметить, что когерентность относится здесь к частоте или длине волны фотона, а не к его фазе. Уход фотонов из пучка излучения можно представить уравнением

$$dI_\lambda = -\rho\kappa_\lambda I_\lambda ds, \quad (4.5)$$

где κ_λ — коэффициент поглощения на длине волны λ , обусловленный совместным действием поглощения и рассеяния, а s — путь вдоль направления распространения излучения (рис. 4.3). Таким образом, длина свободного пробега фотона с длиной волны λ составляет $1/\rho\kappa_\lambda$. В случае когда фотоны добавляются к пучку,

$$dI_\lambda = \rho j_\lambda ds. \quad (4.6)$$

Коэффициент излучения j_λ — это скорость, с которой единица массы поставляет энергию в пучок излучения, рассчитанная на единицу телесного угла и единичный интервал длин волн. В нее вносят вклад не только спонтанное и вынужденное излучения, но также и рассеяние. Следовательно, полное изменение интенсивности излучения на пути ds равняется

$$dI_\lambda = (j_\lambda - \kappa_\lambda I_\lambda) \rho ds. \quad (4.7)$$

Определив «функцию источника»

$$S_\lambda \equiv \frac{j_\lambda}{\kappa_\lambda}, \quad (4.8)$$

будем иметь

$$dI_\lambda = (S_\lambda - I_\lambda) \rho\kappa_\lambda ds. \quad (4.9)$$

В состоянии термодинамического равновесия градиент излучения равен нулю, а интенсивность представляется формулой Планка и зависит только от температуры. Таким образом, если преобладает термодинамическое равновесие, то

$$I_\lambda = B_\lambda(T), \quad (4.10)$$

где

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} [\exp(hc/\lambda kT) - 1]^{-1} \quad (4.11)$$

и

$$S_\lambda = \frac{j_\lambda}{\kappa_\lambda} = B_\lambda(T). \quad (4.12)$$

Следовательно, в веществе, находящемся в состоянии термодинамического равновесия, отношение коэффициентов излучения и поглощения зависит только от локальной температуры и равняется функции Планка $B_\lambda(T)$. Это закон Кирхгофа, который иногда сокращенно формулируют так: «Идеально поглощающее тело является идеальным излучателем».

Функция $B_\lambda(T)$ — зависимость интенсивности излучения абсолютно черного тела от температуры — представлена графически на рис. 4.4. Величина интенсивности в максимуме равна

$$B_{\lambda_{\max}}(T) = T^5 \frac{hc^2 \left(\frac{1}{\lambda T}\right)_{\max}^5}{\underbrace{\exp [hc/k (\lambda T)_{\max}] - 1}_{\text{const}}} \quad (4.13)$$

и приходится на длину волны

$$\lambda_{\max} = \left(\frac{2899}{T}\right) 10^4 \text{ \AA}, \quad (4.14)$$

где T измеряется по шкале Кельвина. Последнее соотношение, $\lambda_{\max}T = \text{const}$, называется законом смещения Вина и означает, что при возрастании температуры максимум испускаемого излучения смещается в сторону коротких волн. При температуре 5000 К, примерно равной температуре фотосферы, $\lambda_{\max} = 5798 \text{ \AA}$, что приходится на середину видимой области спектра. При значениях температуры 10^4 и 10^6 К максимум излучения сдвигается в ультрафиолетовую область и в область мягких рентгеновских лучей соответственно. Соотношение (4.14), грубо говоря, экви-

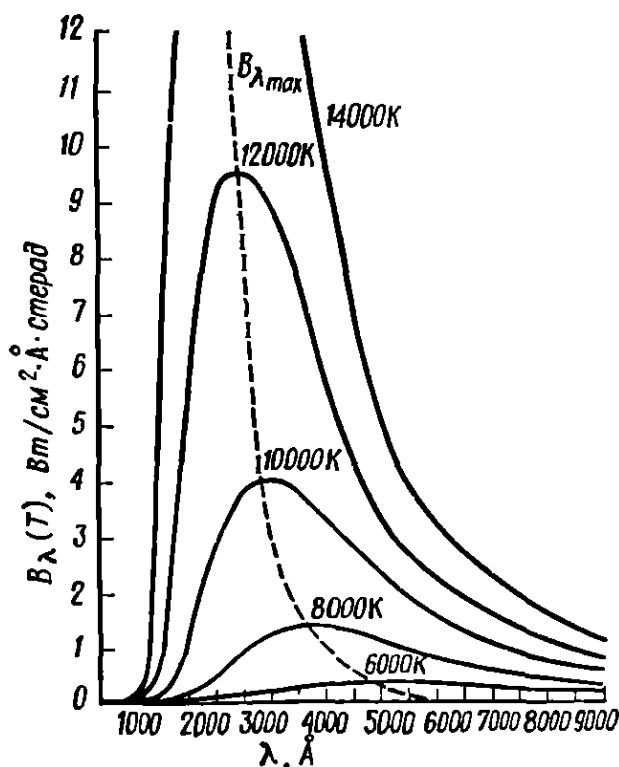


РИС 4.4. Интенсивность излучения абсолютно черного тела.

валентно утверждению, что энергия фотонов в максимуме интенсивности hc/λ_{\max} приблизительно в пять раз превосходит тепловую энергию kT . Часто пользуются также приближенными выражениями для B_λ , справедливыми для двух концов спектра. Если произведение λT мало, так что $hc/\lambda kT \gg 1$, т. е. $\lambda T \ll 1,45 \text{ см} \cdot \text{К}$, то

$$B_\lambda(T) \approx \frac{2hc}{\lambda^5} \exp[-(hc/\lambda kT)]; \quad (4.15)$$

эту формулу называют приближением Вина. Если $\lambda T \gg 1,45 \text{ см} \cdot \text{К}$, то справедлива формула Релея — Джинса

$$B_\lambda(T) \approx \frac{2ckT}{\lambda^4}. \quad (4.16)$$

При термодинамическом равновесии не только принимают сравнительно простую форму законы излучения, распределение атомов и ионов по их возможным энергетическим состояниям становится функцией только температуры и не зависит от деталей элементарных процессов:

$$\frac{N_u}{N_l} = \frac{g_u}{g_l} \exp[-(E_u - E_l)/kT], \quad (4.17)$$

где индексы u и l означают соответственно верхнее и нижнее энергетические состояния атомов одного и того же вида, N — их концентрация, g — статистические веса, а E — энергия состояний. Эта формула называется больцмановским распределением, а множитель $\exp(-\Delta E/kT)$ — больцмановским множителем.

Больцмановское распределение согласуется с нашим интуитивным представлением о том, что состояния с большей энергией должны быть населены менее плотно, чем состояния с малой энергией. Множитель, определяющий отношение населенностей двух состояний, сильно зависит от отношения разности энергий этих состояний к величине kT , приблизительно равной среднему значению энергии как частиц газа, так и фотонов.

Для всей фотосферы предположение о термодинамическом равновесии нельзя считать вполне обоснованным, так как в ней отличен от нуля градиент температуры, а излучение покидает вещество и уходит в окружающее пространство. Однако воздействие этих двух факторов, нарушающих равновесие, можно, как правило, считать незначительным и полагать, что в каждом отдельном слое фотосферы газ находится в состоянии термодинамического равновесия, соответствующем локальному значению температуры, т. е. в состоянии локального термодинамического равновесия. Следовательно, мы можем пользоваться формулой

Больцмана (4.17), формулой ионизации Саха (3.15) и считать функцию источника равной функции Планка (4.12), подставив во все эти формулы локальное значение температуры. От предположения о локальном термодинамическом равновесии один шаг до используемого иногда предположения, согласно которому возбуждение, ионизация и функция источника вычисляются по тем же формулам, но в качестве температуры берется локальная кинетическая температура, которая может отличаться от температуры излучения. Это по существу равнозначно допущению, что основными процессами, создающими и разрушающими состояния возбуждения и ионизации, являются столкновения частиц. Такое состояние иногда тоже называют локальным термодинамическим равновесием, хотя в строгом смысле слова это и неверно. Поэтому, когда речь идет о концепции локального термодинамического равновесия, необходимо тщательно уточнять, какие именно предположения были использованы. А если единого значения температуры, определяющего свойства частиц, уже не существует, то это обозначает, что мы вступили в трудную для исследования область отсутствия локального термодинамического равновесия. Предположения и соотношения, справедливые для термодинамического равновесия, локального термодинамического равновесия и отсутствия локального термодинамического равновесия, будут рассмотрены в разд. 4.8.

4.2. ОПТИЧЕСКАЯ ГЛУБИНА

Оптическая глубина τ_λ — полезное физическое понятие, используемое для измерения глубины, до которой мы можем видеть в частично прозрачной среде, например в солнечной атмосфере. Оптическая глубина определяется соотношением

$$d\tau_\lambda = -\rho\kappa_\lambda dr. \quad (4.18)$$

Поскольку оптическая глубина ведет себя как некая геометрическая длина, обратная средней длине свободного пробега фотона, ее можно представлять себе как число «столкновений фотонов». Для наблюдателя, смотрящего на центр Солнца,

$$\tau_\lambda(r) = \int_r^\infty \rho(r')\kappa_\lambda(r') dr'. \quad (4.19)$$

Таким образом, τ_λ равняется нулю при $r = \infty$, т. е. там, где находится наблюдатель, и увеличивается по мере того, как мы углубляемся в солнечное вещество.

Чтобы проиллюстрировать понятие оптической глубины, рассмотрим следующий случай. Если пучок излучения интенсив-

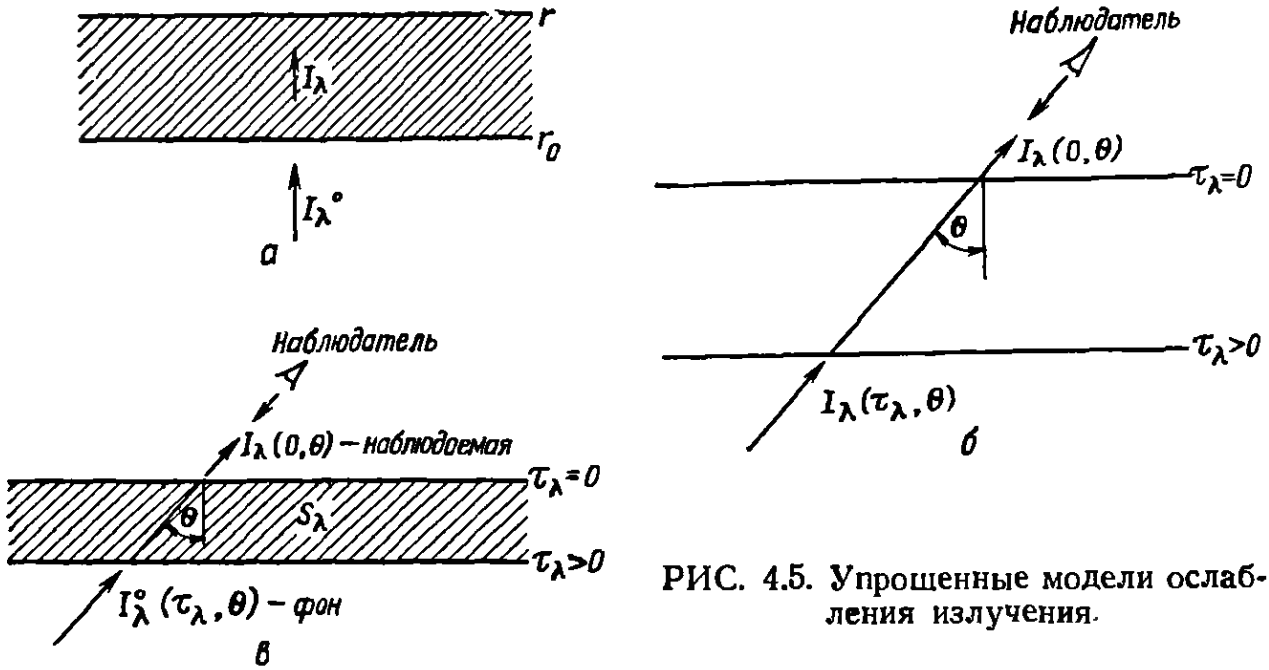


РИС. 4.5. Упрощенные модели ослабления излучения.

ности I_λ° проходит через неизлучающий слой солнечного вещества в радиальном направлении наружу (рис. 4.5, а), то

$$dI_\lambda = -I_\lambda \rho \kappa_\lambda dr, \tag{4.20}$$

$$\frac{I_\lambda}{I_\lambda^\circ} = \exp\left(-\int_{r_0}^r \rho \kappa_\lambda dr\right), \tag{4.21}$$

или на основании (4.19)

$$\frac{I_\lambda}{I_\lambda^\circ} = \exp[-(\tau_0 - \tau)]. \tag{4.22}$$

Следовательно, если оптическая глубина τ увеличивается на 1, то интенсивность уменьшается в e раз.

Введя оптическую глубину (4.19) в рассмотренное выше уравнение (4.9), мы будем иметь

$$\cos \theta \frac{dI_\lambda(\tau_\lambda, \theta)}{d\tau_\lambda} = I_\lambda(\tau_\lambda, \theta) - S_\lambda(\tau_\lambda), \tag{4.23}$$

где функция источника считается изотропной. Это соотношение справедливо в тех случаях, когда вклад рассеяния в j_λ невелик, так что j_λ и κ_λ можно считать свойствами вещества, не зависящими от направления. После интегрирования получаем (рис. 4.5, б)

$$I_\lambda(0, \theta) = I_\lambda(\tau_\lambda, \theta) \exp[-(\tau_\lambda/\cos \theta)] + \int_0^{\tau_\lambda/\cos \theta} S_\lambda(\tau'_\lambda) \exp[-\tau'_\lambda/\cos \theta] \frac{d\tau'_\lambda}{\cos \theta}. \tag{4.24}$$

Для плоскопараллельных слоев наибольшее возможное значение τ_λ достигается в полубесконечной среде, в ней τ_λ приближается к бесконечности в любом направлении. Поэтому окончательное выражение, которым пользуются при описании излучения Солнца в случае, когда можно пренебречь кривизной его слоев, имеет вид

$$I_\lambda(0, \theta) = \int_0^\infty S_\lambda(\tau'_\lambda) \exp[-\tau'_\lambda/\cos \theta] \frac{d\tau'_\lambda}{\cos \theta}. \quad (4.25)$$

Этого результата можно было ожидать интуитивно. Вклад в интенсивность I_λ каждого элемента, лежащего на луче зрения, равняется функции источника, умноженной на долю энергии, выходящей из элемента наружу, $\exp(-\tau_\lambda/\cos \theta)$. Для состояния локального термодинамического равновесия функцию источника S_λ заменяют функцией Планка при $T(\tau'_\lambda)$. Приближенный вывод, который сразу можно сделать из выражения (4.25), состоит в том, что если S_λ сильно зависит от τ , как в солнечной атмосфере, то наблюдаемое излучение $I_\lambda(0, \theta)$ должно возникать преимущественно в той области, где частное $\tau_\lambda/\cos \theta$ близко к единице. Таким образом, геометрическая глубина слоя, который мы видим в Солнце, меняется с изменением направления луча зрения ($\cos \theta$, т. е. положения на солнечном диске) или длины волны, в которой ведутся наблюдения (κ_λ сильно изменяется от одной области спектра к другой, а также в линиях поглощения).

Возвращаясь к выражению (4.24) и предполагая, что слой имеет конечную толщину и в нем $I_\lambda^\circ(\tau_\lambda, \theta) = 0$, а функция источника $S_\lambda(\tau_\lambda)$ постоянна, находим

$$I_\lambda(0, \theta) = S_\lambda [1 - \exp(-\tau_\lambda/\cos \theta)]. \quad (4.26)$$

Если $\tau_\lambda/\cos \theta \ll 1$, то $I_\lambda(0, \theta) \approx S_\lambda \tau_\lambda/\cos \theta$. Следовательно, мы суммируем все значения S_λ , не учитывая самопоглощения. Однако если $\tau_\lambda/\cos \theta \gg 1$, то $I_\lambda(0, \theta) \approx S_\lambda$. В этом случае независимо от значения $\tau_\lambda/\cos \theta$ самопоглощение не позволяет выходящей интенсивности I_λ превзойти S_λ . Выражение (4.24) можно использовать также для оценки контраста между каким-нибудь образованием на поверхности Солнца и общим фоном солнечного излучения (рис. 4.5, в). Пусть некоторый слой, в котором функция источника предполагается постоянной, например спикула (о них будет идти речь в следующей главе), волокно или выброс солнечного вещества, виден на фоне солнечной поверхности, излучение которой имеет интенсивность $I_\lambda^\circ(\tau_\lambda, \theta)$. В этом случае интеграл в правой части (4.24) берется без труда и разность между излучением рассматриваемого обра-

зования $I_\lambda(0, \theta)$ и фоном $I_\lambda^\circ(\tau_\lambda, \theta)$ представляется в виде

$$I_\lambda - I_\lambda^\circ = (S_\lambda - I_\lambda^\circ)[1 - \exp(-\tau_\lambda/\cos \theta)]. \quad (4.27)$$

Таким образом, объект, находящийся над поверхностью Солнца, будет виден как светлый или темный в зависимости от того, больше S_λ , чем I_λ° , или меньше, причем контраст будет максимальным, если $\tau_\lambda/\cos \theta$ намного больше единицы.

Если учитывать кривизну Солнца, то длина отрезка, по которому выполняется интегрирование в (4.25), будет равна

$$\Delta s = \frac{\Delta r}{\cos \theta} \left(1 - \frac{\Delta r}{2R_\odot} \operatorname{tg}^2 \theta + \dots \right). \quad (4.28)$$

Следовательно, пренебрегая кривизной, мы вносим ошибку порядка $(\Delta r/2)R_\odot \operatorname{tg}^2 \theta$. Приняв, что разность Δr равна 140 км, т. е. интервалу высот в фотосфере, на котором τ_{5000} убывает от 1,0 до 0,1, мы найдем, что $\Delta r/2R_\odot \approx 1,0 \cdot 10^{-4}$. Таким образом, ошибка будет меньше 1%, если θ меньше 84° , что эквивалентно расстоянию $0,995R_\odot$ от центра солнечного диска. С помощью быстродействующих вычислительных машин можно учитывать и кривизну солнечных слоев в тех случаях, когда это необходимо.

Из (4.25) видно, что если определена функция источника $S_\lambda(\tau_\lambda)$, то известна и выходящая интенсивность $I_\lambda(0, \theta)$. Однако в действительности мы измеряем $I_\lambda(0, \theta)$, а затем пытаемся найти $S_\lambda(\tau_\lambda)$. Эту математическую задачу можно решить двумя способами: либо преобразовать (4.25) так, чтобы $S_\lambda(\tau_\lambda)$ было выражено через $I_\lambda(0, \theta)$ явно, либо, приняв для $S_\lambda(\tau_\lambda)$ какое-нибудь значение, постараться затем удовлетворить наблюдениям путем последовательных приближений. В обоих случаях мы ограничены разрешающей способностью — пространственной и спектральной, — с которой измеряется $I_\lambda(0, \theta)$.

4.3. ДАННЫЕ НАБЛЮДЕНИЙ И ИХ СВЯЗЬ С ФИЗИЧЕСКИМИ СВОЙСТВАМИ СОЛНЕЧНОГО ВЕЩЕСТВА

На рис. 4.6 мы видим переход от потемнения солнечного диска к краю, наблюдаемого в видимом свете, к увеличению яркости на краю в ультрафиолетовом и рентгеновском излучении. Этот переход происходит где-то около 1600 \AA . На рис. 4.7 представлены кривые убывания яркости от центра к краю для ультрафиолетовой области. Зависимость эффекта потемнения к краю от длины волны для видимого и инфракрасного излучения показана на рис. 4.8. Потемнение к краю в свете с длинами волн

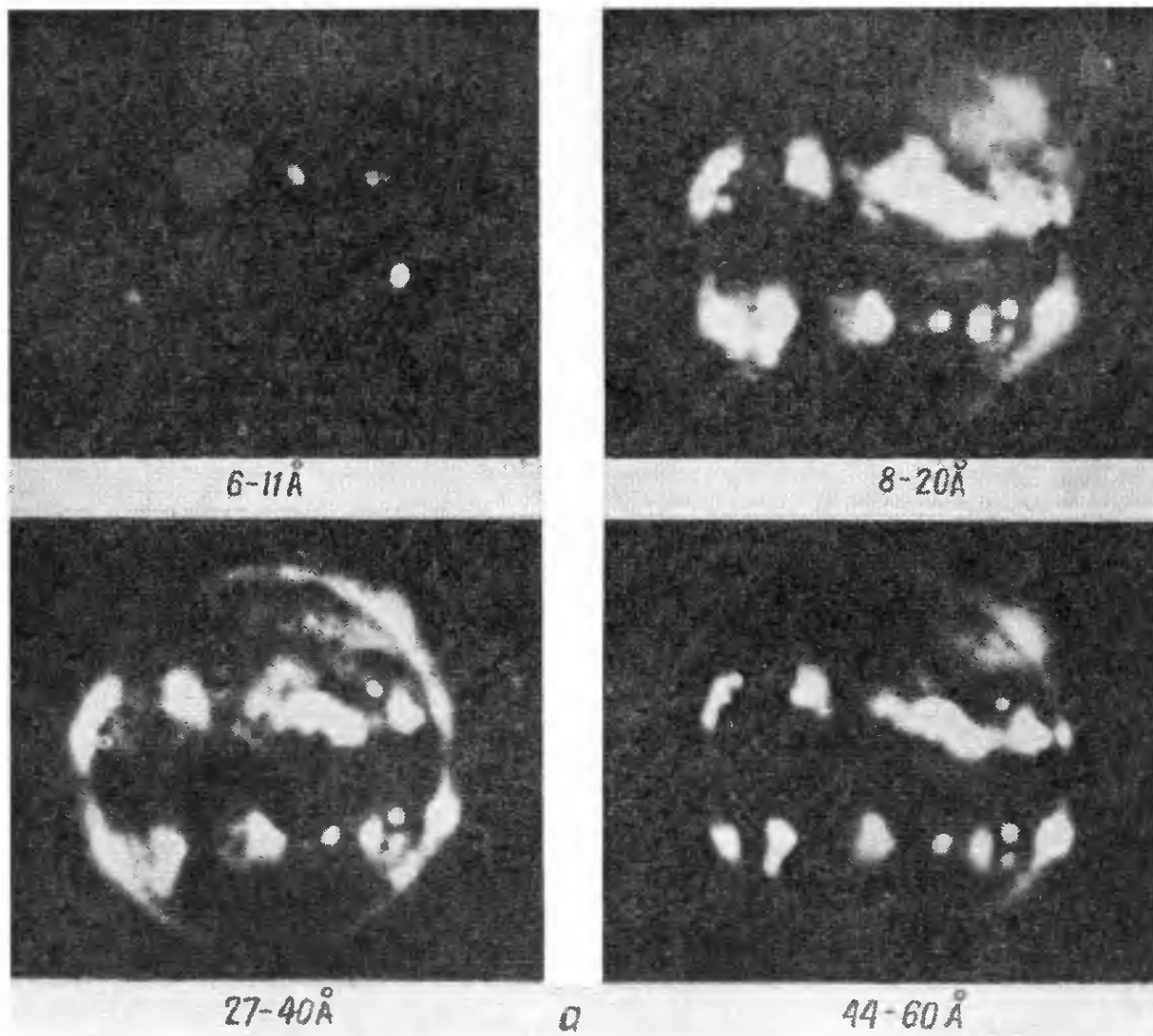
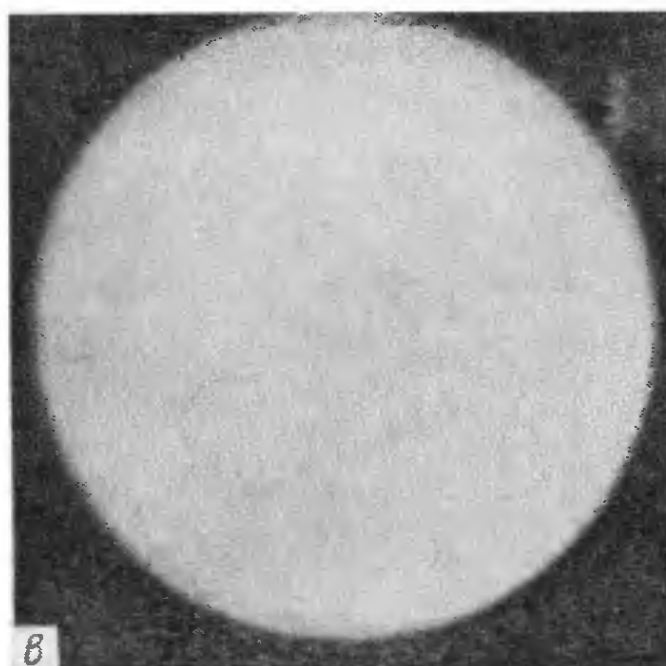
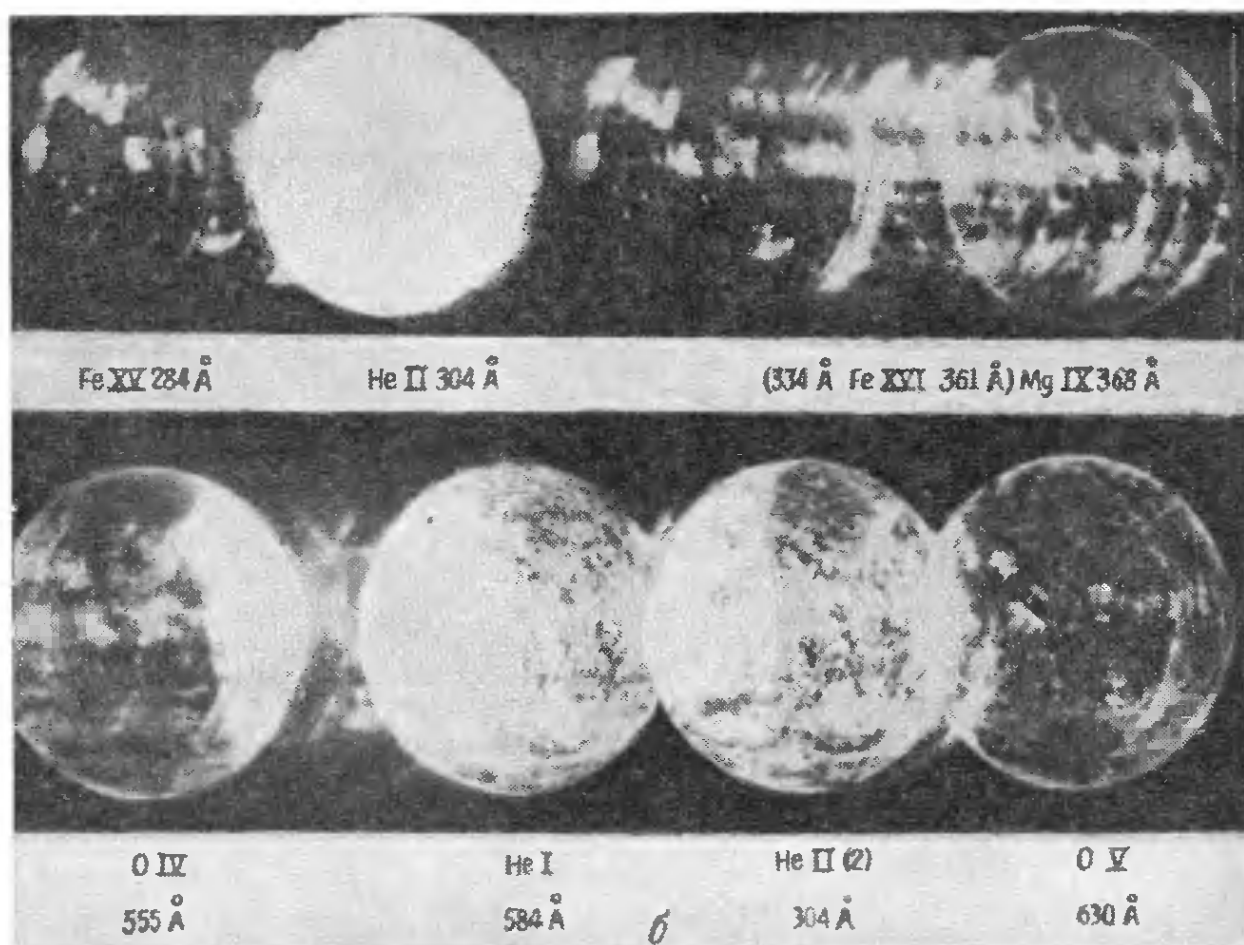


РИС. 4.6. Солнце, сфотографированное в свете с различными длинами волн. На некоторых из снимков видно потемнение, на других — увеличение яркости к краю диска; отчетливо выделяются зоны активности. *а* — снимок в рентгеновских лучах, полученный 30 окт 1967 г. (По Унвервуду, Годдардовский центр космических полетов) *б* — снимки в ультрафиолетовых лучах, раздвинутые дисперсией вдоль шкалы длин волн. Этот ряд перекрывающихся изображений Солнца получен 22 сент 1968 г. с помощью бесщелевого дифракционного спектрографа, строящего в каждой излучаемой длине волны изображение всего Солнца, а не точки или щели. (По Таусн, Морская исследовательская лаборатория.) *в* — фотосфера Солнца. Этот снимок получен 14 нояб. 1969 г. с узкополосным фильтром на расстоянии нескольких ангстремов от центра линии H α . Он очень похож на снимок в белом свете, хотя была использована лишь узкая полоса непрерывного спектра. (По Христи, Обсерватория SPAN, MSC.)



больше 1600 \AA объясняется тем, что для этого участка спектра уровень $\tau_\lambda = 1$ находится в фотосфере, где градиент температуры отрицателен. Поскольку газ имеет большую оптическую толщину, мы видим на краю диска излучение более высоких, более холодных слоев, и край кажется нам менее ярким. Для излучения с длинами волн меньше 1600 \AA (область далекого ультрафиолета) справедливо обратное. В этом случае мы видим на краю диска излучение, возникающее в более высоких, на этот раз более горячих слоях, и яркость диска возрастает по направлению к краю. То же самое справедливо для радиоволн; увеличение радиояркости к краю диска будет рассмотрено в гл. 6. Для рентгеновских лучей солнечная атмосфера оптически тонка в верхних горячих слоях (верхняя хромосфера и корона), т. е. именно там, где возникает рентгеновское излучение, но непрозрачна в нижних холодных, не излучающих в рентгеновской области слоях (нижняя хромосфера и фотосфера). Следовательно, в рентгеновских лучах яркость также должна увеличиваться к краю диска, но не из-за знака градиента. В этом случае при наблюдении вблизи края диска возрастает оптическая толщина излучающих слоев, так как на луче зрения становится больше ионов, способных излучать и поглощать рентгеновские кванты. На краю диска, когда луч зрения, став касательным к краю Солнца, переходит из холодной нижней атмосферы в горячую верхнюю, число частиц, излучающих в рентгеновской области, фактически удваивается.

По функции источника $S_\lambda(\tau_\lambda)$, полученной из наблюдений потемнения к краю диска, можно вычислить $S_\lambda(T)$, а затем найти $T(\tau_\nu)$ — распределение температуры в атмосфере Солнца. Если

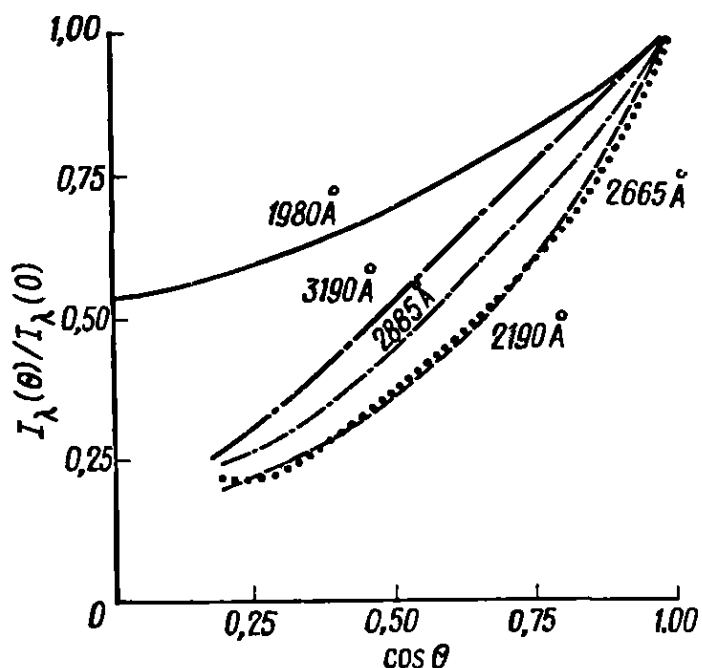
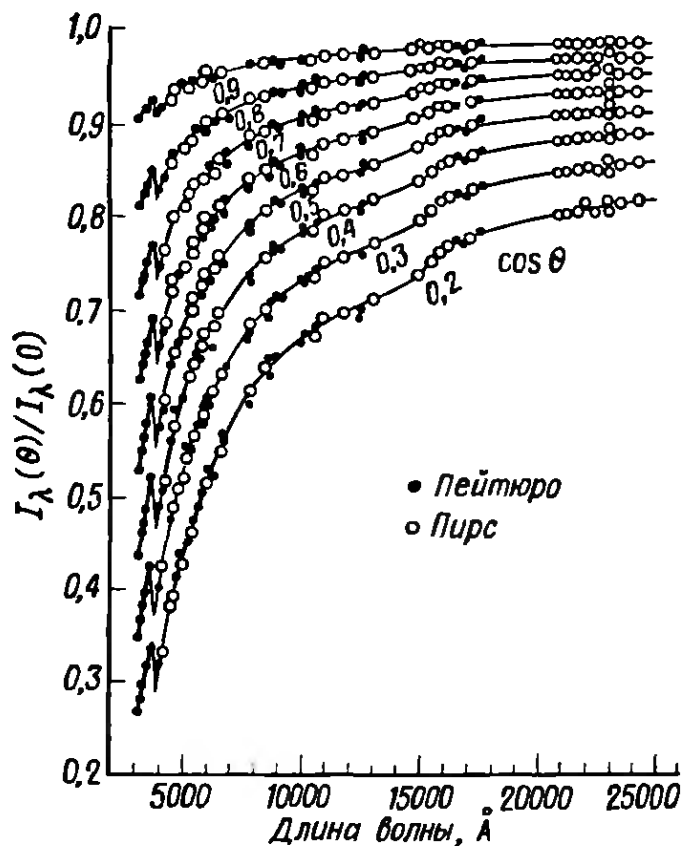


РИС. 4.7. Потемнение к краю в ультрафиолетовой области спектра. (По Бонне и Бلامону [5].)

РИС. 4.8. Зависимость потемнения к краю от длины волны в видимой и инфракрасной областях спектра. (По Пирсу и Уодделлу [20].)



справедливо предположение о локальном термодинамическом равновесии и S_{λ} определяется формулой Планка, то можно непосредственно получить $T(\tau_{\lambda})$. В этих предположениях построены приведенные на рис. 4.9, а кривые $T(\tau_{\lambda})$ для видимой и ультрафиолетовой областей спектра. Легко видеть, что для всех длин волн в этой области кривые имеют положительные угловые коэффициенты. Следовательно, температура возрастает с глубиной, и излучение в центре солнечного диска интенсивнее, чем на краю. При убывании длины волны от 5000 до 1980 Å наклон кривых уменьшается и уровень $\tau_{\lambda} = 1$ приближается к области минимальной температуры. Для излучения с длинами волн меньше λ 1600 Å, на которой происходит обращение, угловые коэффициенты кривых отрицательны, интенсивность излучения убывает с глубиной и наблюдается увеличение яркости к краю диска.

Когда нужно уточнить, о каком уровне атмосферы Солнца идет речь, обычно называют для простоты оптическую глубину τ_{λ} , относящуюся к какой-нибудь одной длине волны, или значение τ , полученное путем осреднения τ_{λ} по потоку солнечного излучения. При этом часто используют длину волны 5000 Å, так как вблизи нее находится максимум излучения фотосферы. Температура как функция τ_{5000} представлена на рис. 4.9, б для широкого интервала значений τ_{5000} ; вычисления выполнены для двух различных моделей атмосферы Солнца.

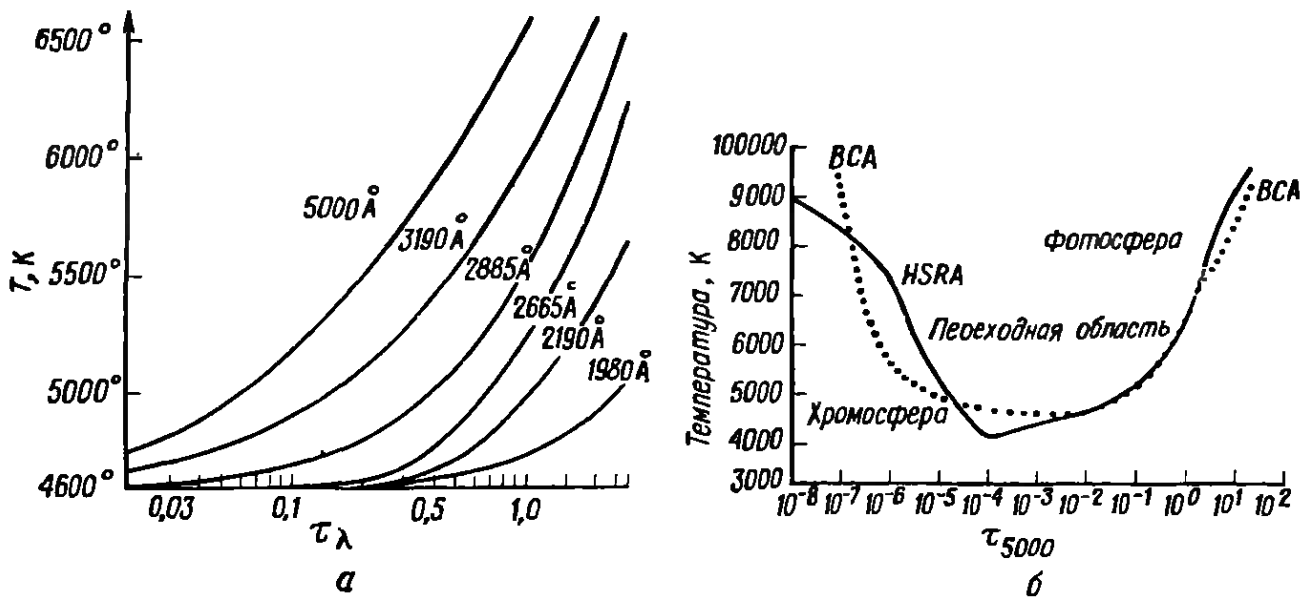


РИС. 4.9 Зависимость температуры от оптической глубины.

a — температура, вычисленная в предположении термодинамического равновесия, как функция оптической глубины для нескольких длин волн. (По Бонне и Бламону [5].) *б* — температура как функция оптической глубины для длины волны 5000 Å по двум моделям солнечной атмосферы: бильдербергской и гарвардско-смитсоновской. В гарвардско-смитсоновской модели температура имеет более резкий и более глубокий минимум (4170 и 4600 К), выше в конвективной зоне и менее круто растет в хромосфере. Ниже области $\tau_{5000} \approx 10^{-5}$ коэффициент поглощения κ_{5000} для $\lambda 5000 \text{ Å}$ создается преимущественно ионами H^- . Выше уровня $\tau_{5000} \approx 10^{-5}$ он создается в основном рассеянием на свободных электронах (По Гингеричу и др. [12]).

Если известна зависимость $T(\tau_\lambda)$, то можно найти и $\rho(\tau_\lambda)$. Так же, как при рассмотрении недр Солнца, введем предположение о гидростатическом равновесии (3.3):

$$dp = -\rho g dr.$$

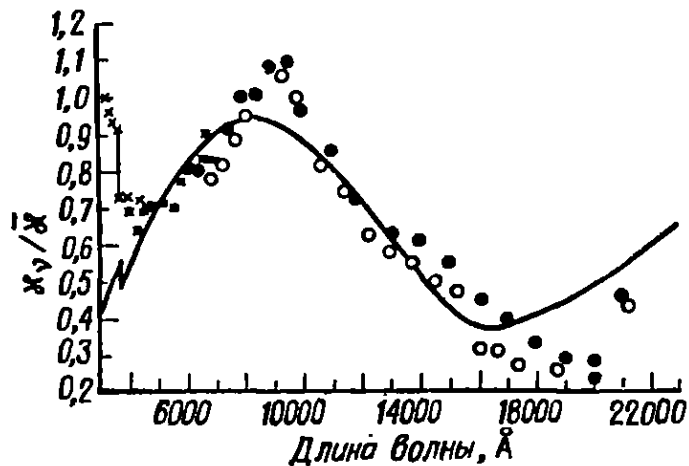
В фотосфере и хромосфере ускорение силы тяжести g можно считать повсюду постоянным. Используя равенство (4.18), связывающее оптическую глубину с геометрической, получаем

$$\frac{dp}{d\tau_\lambda} = \frac{g}{\kappa_\lambda}, \quad (4.29)$$

где зависимость κ_λ от ρ и τ_λ можно найти с помощью $T(\tau_\lambda)$. Следовательно, проинтегрировав уравнение (4.29), получим $\rho(\tau_\lambda)$. Обращаясь к соотношению (3.3), убеждаемся, что теперь мы можем связать с геометрической глубиной все свойства солнечного вещества.

Ниже рассмотрим вкратце результат выполненной в начале 70-х годов работы по созданию модели атмосферы, соответствующей современным данным наблюдений: гарвардско-смитсоновскую стандартную атмосферу. Однако вначале обратимся к явлению, вызывающему быстрое возрастание τ_{5000} в верхней части фотосферы; оно было упомянуто в разд. 3.4, проиллю-

РИС. 4.10. Отношение монохроматического коэффициента непрерывного поглощения, обусловленного ионами H^- , к осредненному коэффициенту поглощения, вычисленное для температуры 5740 К. (По Чандрасекару [7].)



стрировано на рис. 3.6 и имеет существенное значение для уточнения местоположения фотосферы.

При убывании температуры солнечного вещества до фотосферных значений электроны не только рекомбинируют с ионами водорода, образуя атомы нейтрального водорода, они прилипают также к последним, образуя относительно слабо связанные отрицательные ионы водорода H^- . Вероятность взаимодействия иона H^- с фотонами в видимой области спектра и вблизи нее сравнительно велика, это видно из рис. 4.10, где $\bar{\kappa}$ — монохроматический коэффициент поглощения, осредненный по потоку излучения. Так как в фотосфере $p \approx g/\bar{\kappa}$, то ее компоненты, вносящие, подобно ионам H^- , значительный вклад в $\bar{\kappa}$, должны уменьшать давление и, следовательно, температуру в фотосфере. Большая роль в образовании коэффициента поглощения $\bar{\kappa}$ принадлежит фраунгоферовым линиям. Полное поглощение в линиях составляет (Лабс и Неккель [17]) около 15% потока солнечного излучения. Это препятствие на пути потока солнечной энергии называют «покровным эффектом». К другим причинам, приводящим к непрозрачности вещества фотосферы, относятся связанно-свободное поглощение нейтрального водорода, поглощение атомами металлов в ультрафиолетовой области спектра и в меньшей степени связанно-свободное поглощение молекулами H_2^+ также в ультрафиолете. В нижней хромосфере важный вклад в коэффициент $\bar{\kappa}$ вносят релеевское рассеяние (рассеяние фотонов на атомах и молекулах, пропорциональное $1/\lambda^4$) и рассеяние на свободных электронах.

4.4. ГАРВАРДСКО-СМИТСОНОВСКАЯ СТАНДАРТНАЯ АТМОСФЕРА

Когда расширилась область спектра, доступная наблюдению, и усовершенствовались теоретические методы и вычислительная техника, стали чаще публиковаться новые модели солнечной атмосферы. Самый простой и наиболее распространенный в на-

стоящее время тип солнечных моделей — однопотоковые модели. Они основаны на предположении (которого придерживались до сих пор и мы), что атмосфера статична, изменяется только с высотой и однородна вдоль любой горизонтальной плоскости. Хотя такие модели очень полезны в качестве рабочих (стандартных), они слишком далеки от реальной атмосферы Солнца, обладающей достаточно сложной неоднородной динамической структурой.

Лучшим приближением могла бы послужить тщательно рассчитанная многопотоковая модель, однако оказалось, что ее построение — слишком трудная задача. Недавно была разработана (Гингерич и др. [12]) гарвардско-смитсоновская стандартная атмосфера (Harvard-Smithsonian Reference Atmosphere, HSRA), являющаяся дальнейшим развитием бильдербергской модели, основанной на данных о непрерывном спектре (Bildergberg Continuum Atmosphere, BCA). Бильдербергская модель основана на высокоточных абсолютных измерениях интенсивности непрерывного спектра, выполненных в широком диапазоне длин волн. Изменения, внесенные в нее при построении модели HSRA, основаны на более новых внеатмосферных измерениях в ультрафиолетовой области солнечного спектра, измерениях в инфракрасной области, проводившихся с аэростатов, а также результатах новых расчетов ионизации водорода в условиях отсутствия локального термодинамического равновесия. Легко убедиться, что непосредственно из области минимума температуры ($\tau_\lambda = 1$) к нам приходит излучение с длинами волн около 1600 Å (ультрафиолетовое) и примерно между 100 и 300 мкм (инфракрасное) (рис. 4.15). Результаты измерений в ультрафиолетовой области около 1600 Å соответствуют температуре (абсолютно черного тела), не превышающей 4000 К (Паркинсон и Ривс [18]), а в инфракрасной, вблизи 300 мкм, — температуре около 4370 К (Эдди и др. [10]). Таким образом, значение минимальной температуры в модели HSRA значительно меньше, чем в модели BCA (4600 К). Модель HSRA представлена графически на рисунках от 4.11 до 4.16. Отношение содержаний гелия и водорода по числу атомов принято равным 0,10. Содержания остальных элементов приведены в работе Гингерича и др. [12] и соответствуют указанным в табл. 3.1. Модель HSRA, равно как и все остальные модели, не может, конечно, претендовать на полное и точное соответствие с реальной атмосферой Солнца, но должна послужить отправной точкой для дальнейшего развития наших знаний.

На рис. 4.11, а можно видеть, насколько велик градиент температуры после минимума, а также выше уровня 1800 км. Область от $\tau_{5000} = 1$, где находится нуль-пункт шкалы высот, до уровня минимальной температуры ($h \approx 550$ км) считается по

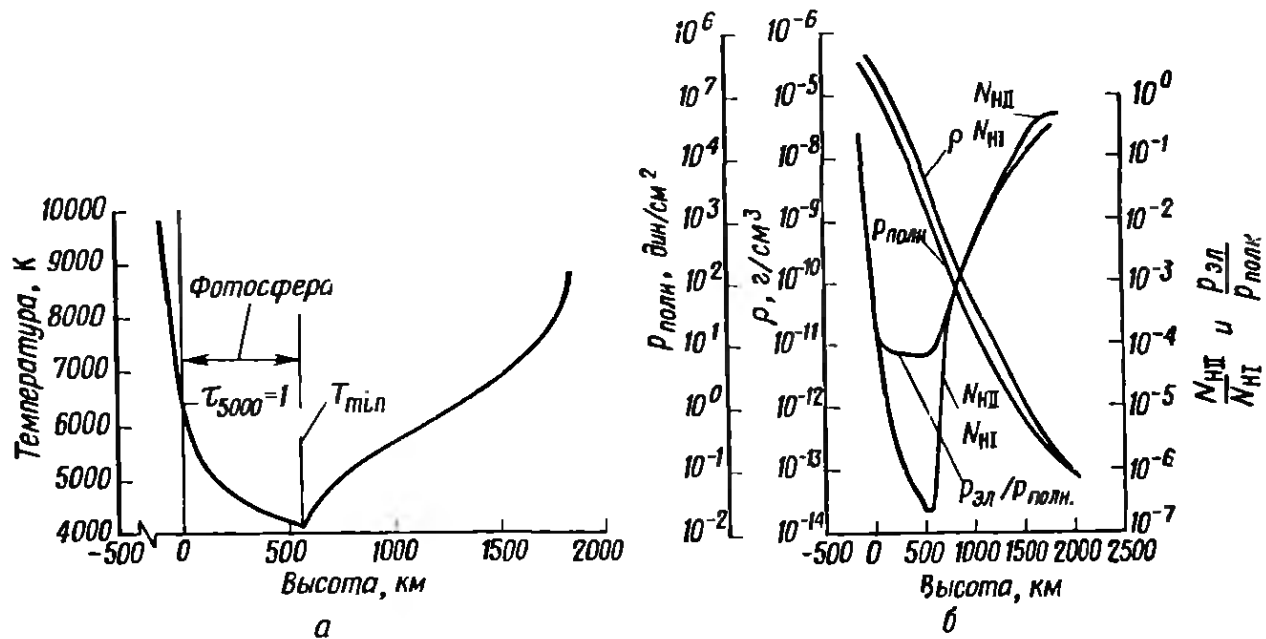


РИС. 4.11. Изменение свойств солнечного газа с высотой по гарвардско-смитсоновской стандартной модели атмосферы.

а — температура как функция высоты; б — давление, плотность, электронное давление и степень ионизации водорода как функции высоты.

определению фотосферой. Иначе фотосферу можно было бы определить как слой, из которого большая часть энергии излучается в пространство (приблизительно от -50 до $+50$ км), а область между этим слоем и хромосферой считать переходной. Минимальное значение температуры 4170 К определяется не точно, его следует рассматривать как приближение. В противоположность широкому минимуму температуры в модели ВСА ход изменения температуры в модели HSRA имеет в минимуме резкий излом (рис. 4.9, б). Рис. 4.11, б показывает, что плотность и полное давление быстро убывают с высотой, а логарифмы отношений $\rho_{эл}/\rho_{полн}$ и N_{HII}/N_{HI} повторяют ход кривой изменения температуры. В хромосфере и ниже фотосферы температура достаточно высока для того, чтобы ионизация водорода была основным источником свободных электронов. Однако в фотосфере вследствие относительно низкой температуры большинство электронов поставляется ионизацией металлов и $\rho_{эл}/\rho_{полн} \gg N_{HII}/N_{HI}$, как видно из рис. 4.11, б. Это следует также из рис. 4.12, показывающего вклад ионизации металлов в концентрацию свободных электронов. Основными поставщиками свободных электронов являются, как видно из рис. 4.12, Mg, Fe и Si.

Согласно рис. 4.13, средняя длина свободного пробега фотонов с длиной волны 5000 \AA ($\kappa_{5000\text{p}}^{-1}$) имеет то же значение, что и шкала высот атмосферы (135 км) на высоте $+43$ км, где оптическая глубина τ_{5000} приблизительно равна единице. Как отмечено в вводной части настоящей главы, этого и следовало

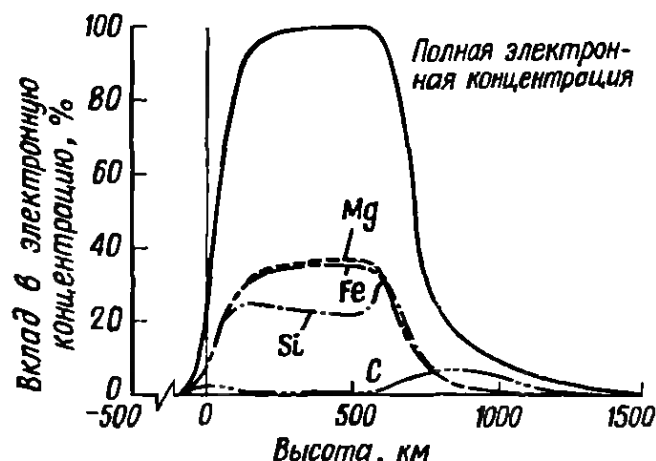


РИС. 4.12. Вклад ионизированных металлов в электронную концентрацию по гарвардско-смитсоновской стандартной модели атмосферы.

ожидать. Об исключительно малой толщине излучающей области, объясняющейся резким убыванием концентрации ионов H^- , свидетельствует уменьшение τ_{5000} от 2 до $1/2$ на расстоянии всего 60 км. При перемещении вверх через фотосферу τ_{5000} убывает от 1 до 10^{-4} .

Интенсивность излучения в центре солнечного диска как функция длины волны (по модели HSRA) представлена на рис. 4.14. Ее наибольшие значения $0,2-0,4$ Вт/см²·Å-стерад приходятся на видимую и ультрафиолетовую области спектра. Однако ультрафиолетовое излучение по модели HSRA ($\lambda 1800-3500$ Å) значительно превышает наблюдаемое, так как точный расчет непрозрачности для этого участка спектра связан с очень большими трудностями. Энергия, излучаемая Солнцем в ультрафиолетовой области, мала по сравнению с излучаемой в ви-

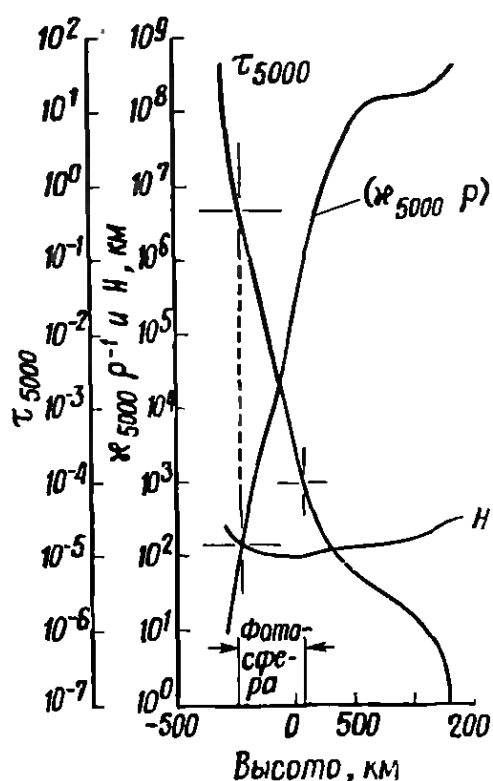
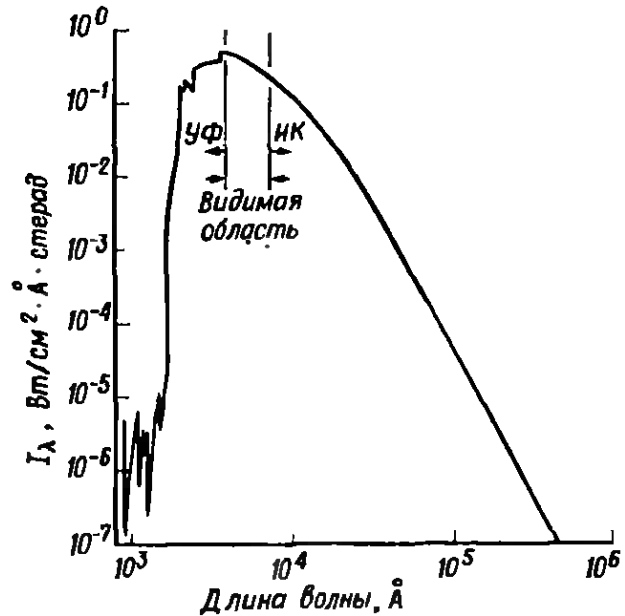


РИС. 4.13. Оптическая глубина средняя длина свободного пробега фотонов и шкала высот атмосферы как функции высоты по гарвардско-смитсоновской стандартной модели атмосферы.

Следует обратить внимание на то, что у основания фотосферы средняя длина свободного пробега фотона и шкала высот атмосферы примерно равны между собой. На этой высоте оптическая глубина τ_{5000} немного меньше единицы.

РИС. 4.14. Интенсивность солнечного излучения по гарвардско-смитсоновской стандартной модели атмосферы.

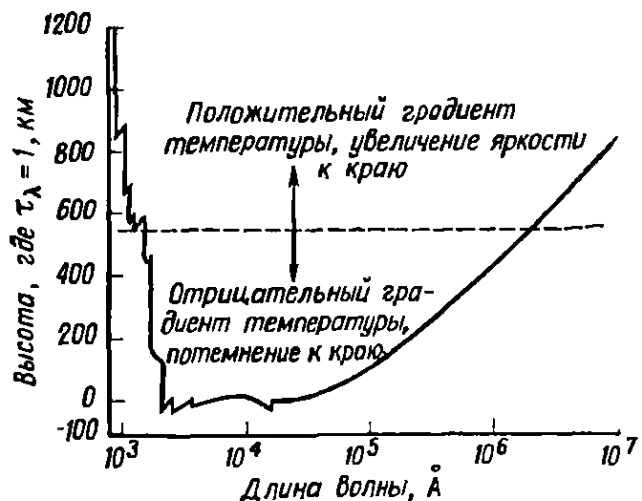
На кривой можно различить следующие пределы спектральных серий (в ангстремах): $\lambda\lambda$ 912 (H), 1100 (C), 1197 (S), 1238 (C), 1527 (Si), 1683 (Si), 1700 (Fe), 1950 (Si), 2078 (Al), 2517 (Mg) и 3646 (H).



димой области. Резкие скачки на кривой рис. 4.14 связаны с пределами спектральных серий, о которых будет идти речь при рассмотрении линий поглощения. Рис. 4.15 дает возможность увидеть, на какой высоте возникает непрерывное излучение ($\tau_\lambda = 1$), представленное на рис. 4.14. Поскольку градиент температуры обращается в нуль на высоте 550 км, следует ожидать, что потемнение к краю будет наблюдаться от $\lambda 1683 \text{ А}$ до приблизительно $2 \cdot 10^6 \text{ А}$ (200 мкм). За пределами этого участка спектра должно наблюдаться увеличение яркости к краю, если, конечно, мы наблюдаем в непрерывном спектре. Если же наблюдения ведутся на длинах волн, соответствующих линиям поглощения или излучения, то картина может быть совершенно иной. Очевидно также, что большая часть непрерывного излучения от $\lambda 2000$ до $\lambda 20\,000 \text{ А}$ возникает в самых глубоких из доступных наблюдению областях атмосферы, где $h \approx 0$.

Изменение интенсивности I_λ с расстоянием от центра диска и переходы от потемнения к увеличению яркости на краю для

РИС. 4.15 Уровни возникновения непрерывного излучения по гарвардско-смитсоновской стандартной модели атмосферы.



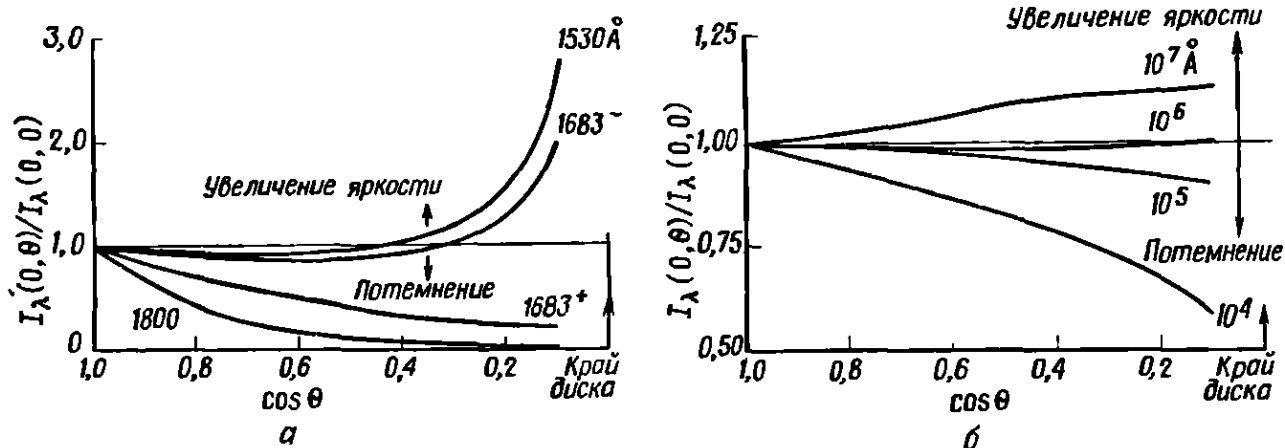
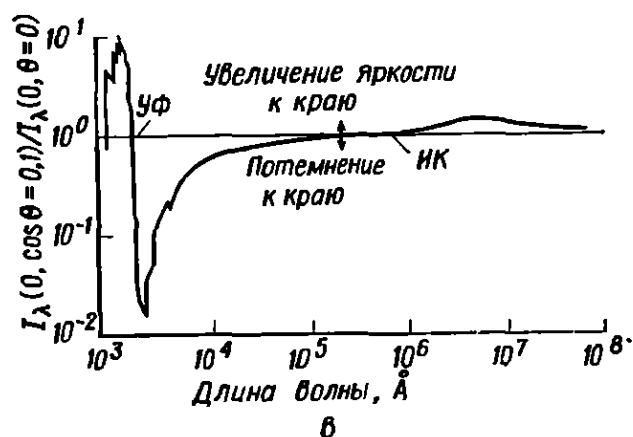


РИС. 4.16. Интенсивность излучения как функция длины волны и $\cos \theta$ по гарвардско-смитсоновской стандартной модели атмосферы.

a — переход от потемнения к краю к увеличению яркости на краю в ультрафиолетовой области, b — то же в инфракрасной области, v — интенсивность при $\cos \theta = 0,1$.



ультрафиолетового и инфракрасного излучений представлены на рис. 4.16, a и 4.16, b соответственно. Резко выраженный переход у $\lambda 1683 \text{ \AA}$ обусловлен пределом спектральной серии кремния. На рис. 4.16, v показана зависимость от длины волны интенсивности I_λ при $\cos \theta = 0,1$ ($84,26^\circ$), нормированной по отношению к интенсивности в центре диска. Отчетливо различаются области потемнения и увеличения яркости к краю.

4.5. ОБРАЗОВАНИЕ ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ

До сих пор мы рассматривали только непрерывное излучение, испускаемое фотосферой. Единственными негладкими участками на кривой зависимости интенсивности от длины волны, упоминавшимися до сих пор, были пределы спектральных серий (см. рис. 4.14). Однако в наблюдаемом спектре содержится, кроме того, множество линий поглощения, называемых фраунгоферовыми линиями, которые на графике интенсивности имеют вид крутых узких углублений (рис. 4.17 и 4.18). Список наиболее сильных фраунгоферовых линий дан в приложении А. Из сравнения теории с результатами наблюдений потемнения к краю солнечного диска в непрерывном спектре можно вывести только осредненную структуру атмосферы, т. е. установить ход изменения плотности, температуры и коэффициента непрерывного по-

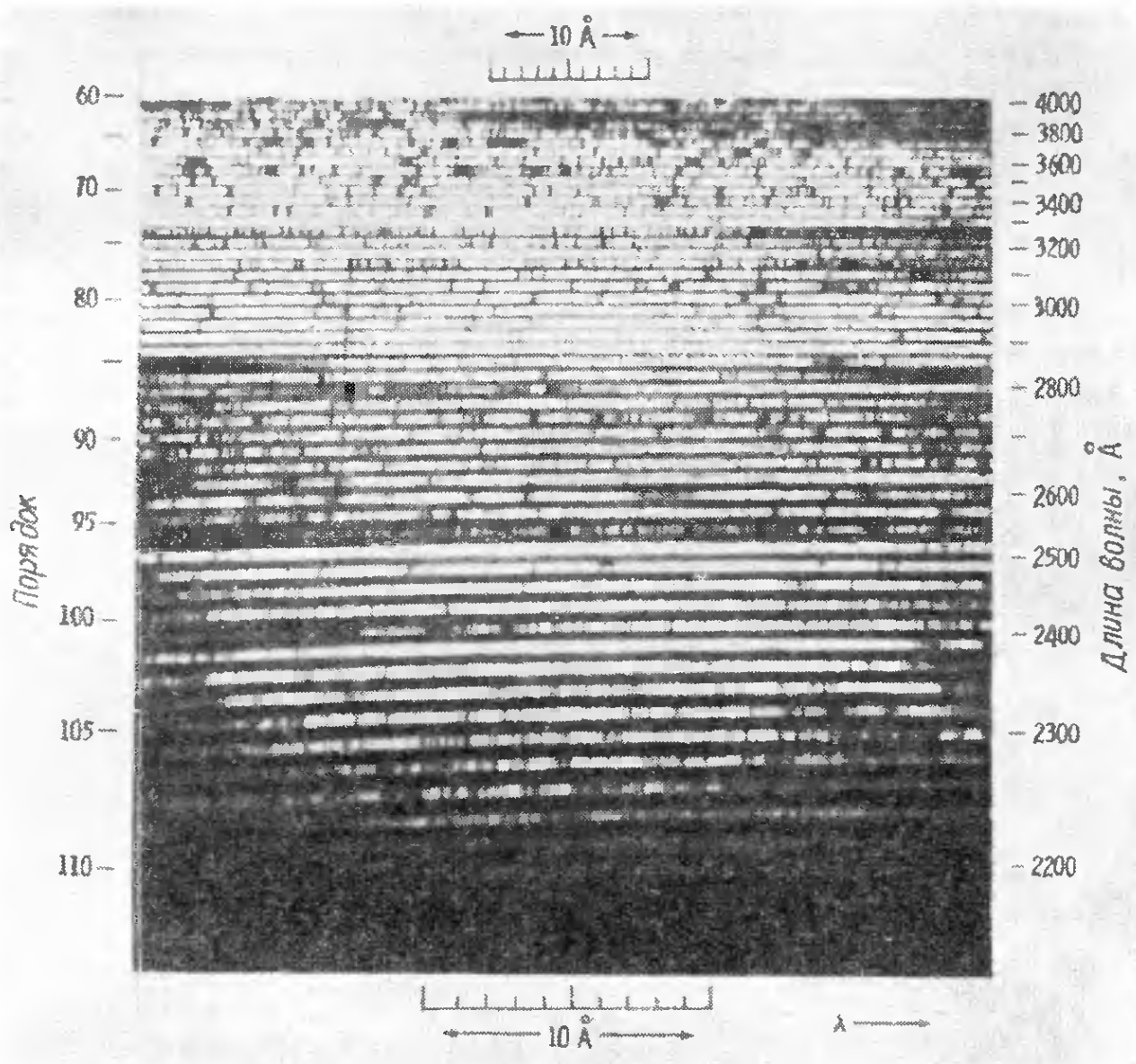


РИС. 4.176. Фраунгоферовы линии в спектре Солнца.

Ультрафиолетовая область. Снимок получен с ракеты. (По Тауси, Морская исследовательская лаборатория.)

ляются очень строгие требования к спектральному разрешению данных наблюдений. Искусство извлечения огромного количества информации, заключенной в профилях фраунгоферовых линий, и ее истолкования находится сейчас на стадии быстрого развития.

Основные сведения об атомах

Всякий атом или ион предпочитает поглощать и испускать излучение на определенных дискретных длинах волн; это свойство в первую очередь ответственно за образование фраунгоферовых линий. Мы изучим эту особенность, рассмотрев некоторые из основных положений атомной физики со строго клас-

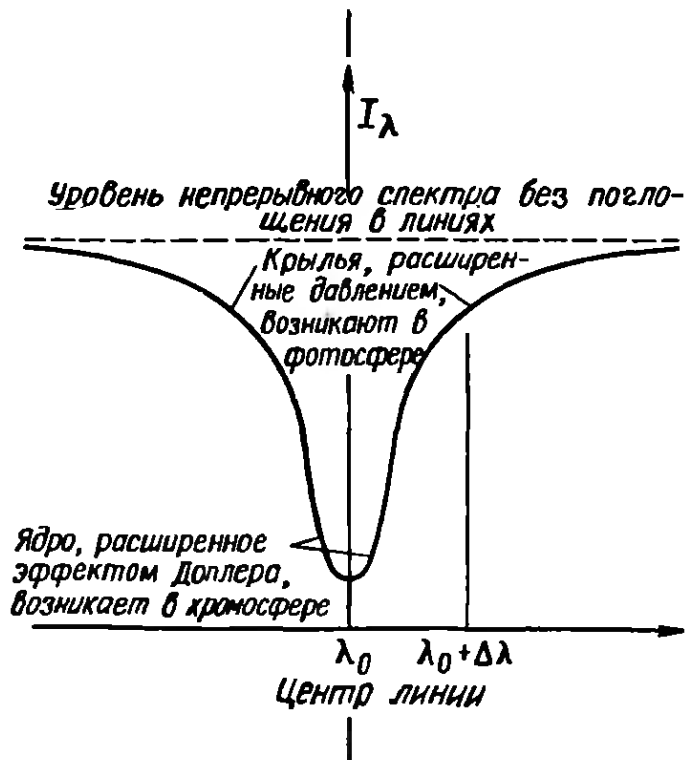


РИС. 4.18. Профиль линии поглощения.

сической точки зрения. Затем обратимся к образованию фраунгоферовых линий. Самым простым для изучения и, что очень удачно, наиболее распространенным в атмосфере Солнца является атом водорода. Дискретные, или квантованные, уровни энергии, на которых может находиться его единственный электрон, обращающийся вокруг протона, можно рассматривать схематически как соответствующие определенным круговым орбитам (рис. 4.19). В общем случае действительная орбита электрона может быть эллиптической, но должна обладать той же энергией, что и одна из круговых. Требование, которому должны удовлетворять квантованные уровни энергии, выражается правилом квантования Уилсона — Зоммерфельда: фазовый интеграл каждой переменной по полному циклу движения равен некоторому целому числу, умноженному на постоянную Планка h . Для рассматриваемого случая это означает:

$$\int P_r dr = n_r h, \quad \int P_\theta d\theta = n_\theta h, \quad \int P_\varphi d\varphi = n_\varphi h. \quad (4.30)$$

Здесь r , θ и φ — сферические координаты; P_r — составляющая вектора момента количества движения вдоль радиуса r ; P_θ и P_φ — его проекции, соответствующие θ и φ ; n_r , n_θ и n_φ — целые числа (0, 1, 2, ...), называемые квантовыми числами и определяющие величину энергии и геометрию наиболее вероятных электронных орбит (рис. 4.20). Полная энергия орбитального движения электрона определяется главным квантовым числом $n = n_r + n_\theta + n_\varphi$, смысл которого пояснен на рис. 4.19. Таким образом, значение n определяет, к какой оболочке относится

электрон. Степень эллиптичности орбиты задается азимутальным квантовым числом $l + 1 \equiv n_\theta + n_\phi$. И, наконец, величина проекции орбитального момента количества движения на произвольно выбранное направление z называется магнитным квантовым числом $m \equiv n_\phi$. Говоря об уровне энергии n , подразумевают, что он содержит некоторое число отдельных состояний с различными значениями l и m . Можно показать, что для данного значения n существует n возможных значений l и $2l + 1$ возможных значений $\pm m$, т. е. n^2 возможных состояний. Кроме того, при данных n , l и m имеются два возможных значения момента количества движения (спина) самого электрона (положительный или отрицательный спин). Следовательно, всего для каждого значения n имеется $2n^2$ возможных состояний. Существование нескольких состояний с одинаковой энергией называют вырождением. Если атом подвергается возмущающему воздействию внешних или внутренних электромагнитных полей, то вырожденный уровень расщепляется на состояния с несколько отличающимися значениями энергии, которые могут наблюдаться как различные.

Возможные значения энергии электронных оболочек и длины волн линий, соответствующих переходам между ними, для атома водорода представлены на рис. 4.21, где энергия уровней $E_n = 13,59 [1 - (1/n^2)]$ выражена в электронвольтах (эВ). Мы видим, что атом поглощает и излучает энергию на определенных дискретных длинах волн потому, что поглощение и излучение происходят при переходах между квантованными энергетическими уровнями. Например, если на атом водорода, электрон которого находится во второй оболочке ($n = 2$), падает излучение в линии $H\alpha$, $\lambda 6563 \text{ \AA}$, то атом может поглотить фотон с энергией hc/λ_{6563} и перейти в третье энергетическое состояние ($n = 3$). Вероятность такого поглощения фотона $\lambda 6563 \text{ \AA}$ пропорциональна «эффективному сечению» поглощения; грубо говоря, пло-

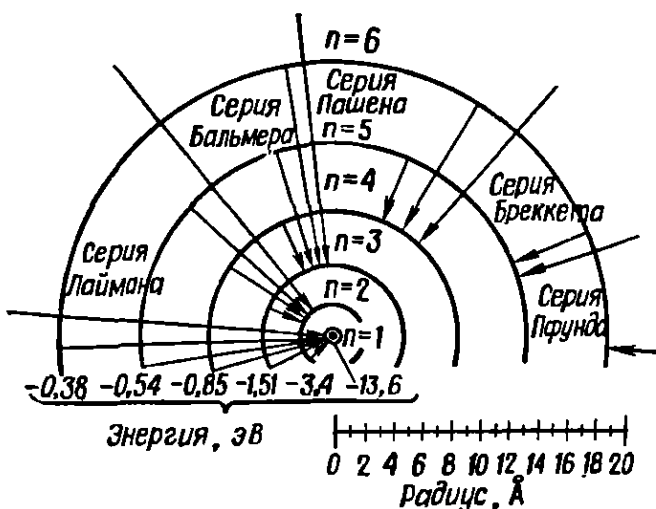


РИС. 4.19. Серии переходов, сопровождающихся излучением, для атома водорода.

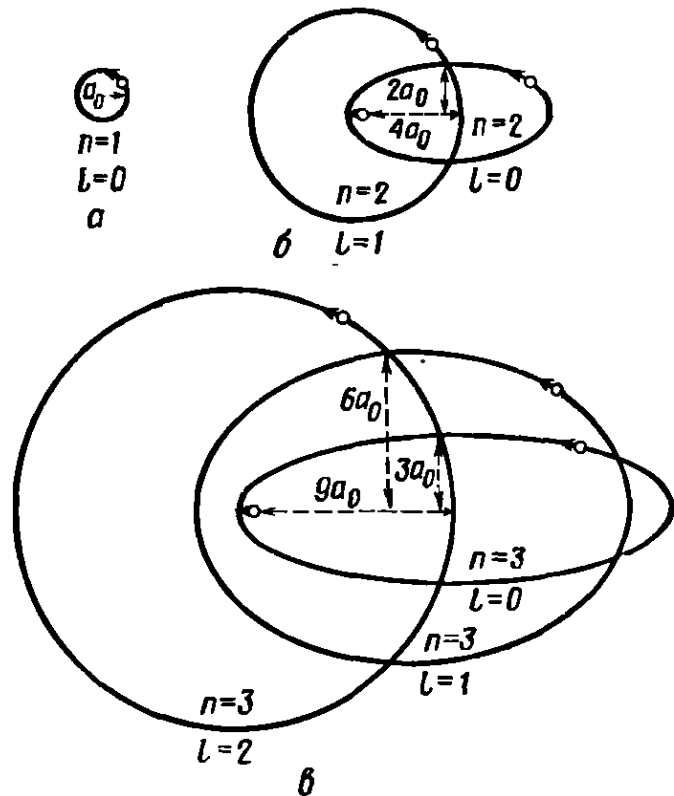


РИС. 4.20. Наиболее вероятные орбиты электронов в атоме водорода. (По Полингу и Уилсону [19].)

щадке, с которой атом может захватить свободный фотон, и концентрации атомов водорода, электроны которых находятся во второй оболочке. Следовательно, если у большинства атомов электроны находятся в первой оболочке ($n=1$), то преобладает поглощение в линиях серии Лаймана. По мере увеличения населенности верхних оболочек становится существенным поглощение в сериях Бальмера, Пашена и Бреккета, именно в таком порядке. Линия $H\alpha$ — самая сильная линия в видимой области спектра водорода, самого распространенного элемента, поэтому ею так часто пользуются при наблюдении Солнца с поверхности Земли. С помощью рис. 4.21 можно объяснить также пределы серий — скачки в непрерывном спектре, хорошо заметные на рис. 4.14. Например, предел серии Бальмера находится у $\lambda 3646 \text{ \AA}$; очевидно, что атом водорода с электроном во второй оболочке может поглощать излучение и с меньшими длинами волн, причем электрон переходит в континуум оболочек, т. е. за пределы оболочки с $n \rightarrow \infty$. Практически $n \rightarrow \infty$ означает орбиты с бесконечно большим радиусом; $n \rightarrow \infty$ соответствует такому расстоянию от ядра, на котором внешние электростатические поля, создаваемые другими частицами, становятся сравнимыми по напряженности с полем самого атома. Когда энергия падающего излучения приближается к энергии, соответствующей $\lambda 3646 \text{ \AA}$, со стороны больших значений (т. е. его длина волны приближается к $\lambda 3646 \text{ \AA}$ со стороны меньших значений), вероятность поглощения фотона увеличивается. При

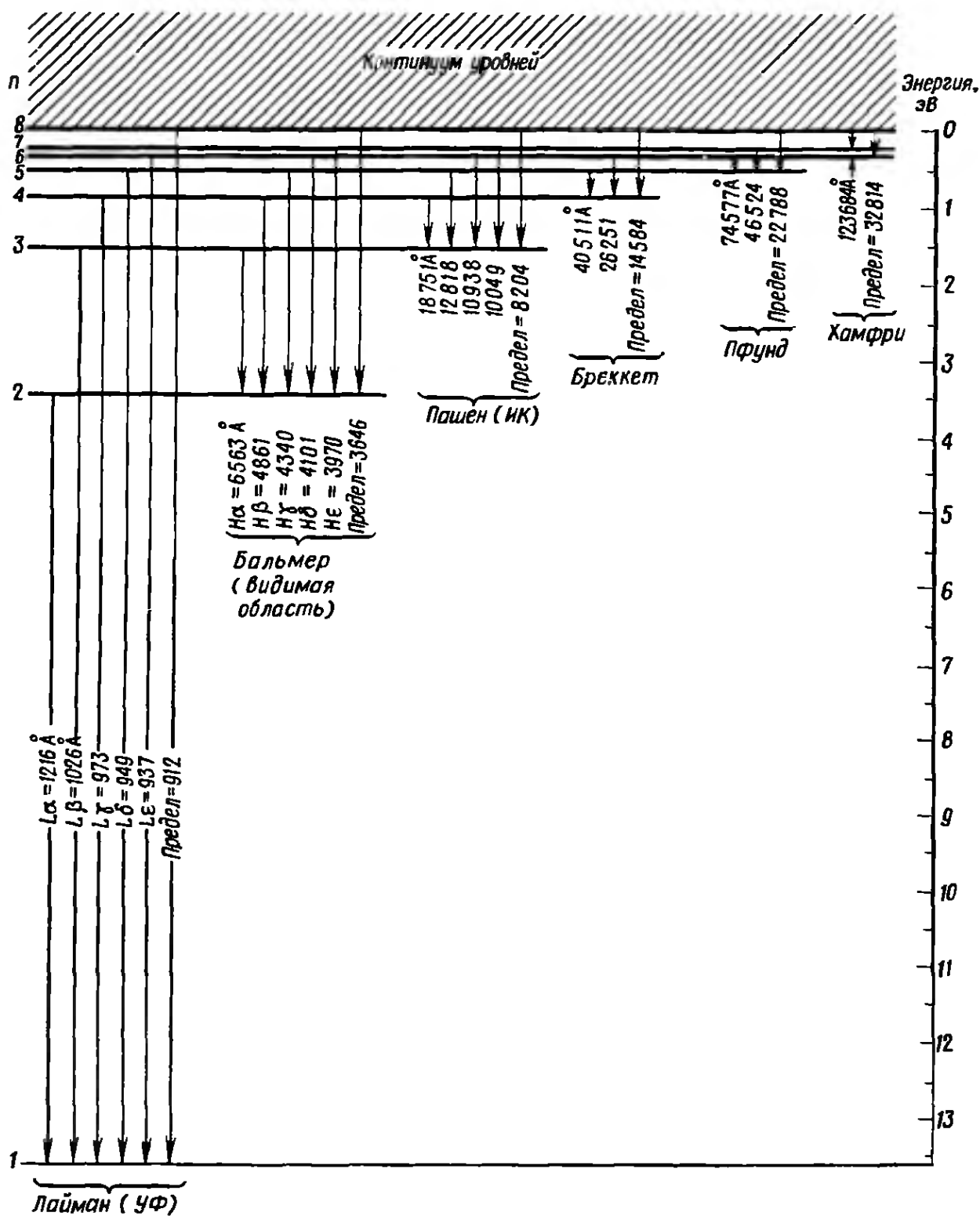


РИС. 4.21. Энергии электронных оболочек и переходы между ними для атома водорода.

переходе предела в сторону меньших энергий вероятность акта поглощения такого типа падает до нуля, и на графике интенсивности излучения появляется скачкообразный разрыв.

Основные сведения об образовании спектральных линий

Для того чтобы понять, чем объясняется дискретный характер фраунгоферовых линий поглощения, очень важно представлять себе, почему эти линии наблюдаются не в излучении, а в поглощении. Ведь атом, который поглощает некий фотон, переходя из состояния l в состояние u , должен столь же охотно излучать этот фотон, возвращаясь обратно из u в l . Большинство фраунгоферовых линий в видимой области спектра образуется в фотосфере, где градиент температуры отрицателен. Ядра этих линий образуются в более высоких слоях атмосферы, чем крылья и соседний непрерывный спектр, где температура, а следовательно, и излучающая способность относительно невысоки. И наоборот, линии с длинами волн меньше 1600 \AA , возникающие в хромосфере, где градиент температуры положителен, наблюдаются в излучении, а не в поглощении. Это простое объяснение можно считать в общих чертах правильным, однако поскольку выше фотосферы отсутствует локальное термодинамическое равновесие, т. е. температура излучения и кинетическая температура могут сильно различаться между собой, образование линий над фотосферой требует более тщательного анализа. Раньше при интерпретации линий поглощения прибегали к понятию обрабатывающего слоя. Предполагалось, что непрерывный спектр излучается в нижних слоях фотосферы, а предпочтительное поглощение в фраунгоферовых линиях происходит выше, в обрабатывающем слое, где температура меньше. В действительности двух различных слоев не существует. Коэффициент поглощения в линии больше, чем в соседнем непрерывном спектре. Поэтому оптическая глубина в центре линии достигает единицы в более высоких слоях фотосферы и излучение, наблюдаемое в центре линии, имеет меньшую интенсивность, чем соседний непрерывный спектр, возникающий преимущественно в нижних, более горячих слоях.

В настоящее время основной метод извлечения информации из фраунгоферовых линий заключается в исследовании изменений, происходящих в профилях линии при перемещении от центра солнечного диска к его краю. Однако картина этих изменений чрезвычайно осложнена отсутствием термодинамического равновесия в более высоких слоях атмосферы и неоднородностью структуры спокойного Солнца: такие образования, как, грануляция и хромосферная сетка, вносят нелинейные эффекты.

К этим трудностям добавляется также неоднородность, создаваемая активными образованиями, например остатками флоккулов, влияние которых не всегда удается исключить. Другой полезный метод — это наблюдение реальных профилей линий и их сравнение с предсказаниями теории.

Обратимся теперь к описанию образования фраунгоферовых линий с помощью выведенного выше уравнения лучистого переноса. Уравнение (4.7) можно переписать в таком виде, чтобы отчетливо разделялись вклады в поглощение и излучение, вносимые линией и непрерывным спектром,

$$\frac{\cos \theta}{\rho} \frac{dI_\lambda}{dr} = -(\kappa_\lambda^l + \kappa_\lambda^c) I_\lambda + (j_\lambda^l + j_\lambda^c), \quad (4.31)$$

где верхние индексы l и c относятся к линии и соседнему непрерывному спектру соответственно. Как и выше, решение можно записать в виде

$$I_\lambda(0, \theta) = \int_0^\infty S_\lambda(\tau_\lambda) \exp[-(\tau_\lambda/\cos \theta)] \frac{d\tau_\lambda}{\cos \theta}, \quad (4.25)$$

но теперь

$$d\tau_\lambda = -(\kappa_\lambda^l + \kappa_\lambda^c) \rho dr \quad (4.32)$$

и

$$S_\lambda = \frac{j_\lambda^l + j_\lambda^c}{\kappa_\lambda^l + \kappa_\lambda^c}. \quad (4.33)$$

Однако чаще всего вклады непрерывного спектра и линии разделяют следующим образом:

$$\cos \theta \frac{dI_\lambda}{d\tau_\lambda^c} = (1 + \eta_\lambda) I_\lambda - (S_\lambda^c + \eta_\lambda S_\lambda^l), \quad (4.34)$$

где

$$\eta_\lambda = \frac{\kappa_\lambda^l}{\kappa_\lambda^c}, \quad (4.35)$$

$$d\tau_\lambda^c = -\kappa_\lambda^c \rho dr \quad (4.36)$$

и

$$S_\lambda^c = \frac{j_\lambda^c}{\kappa_\lambda^c}, \quad S_\lambda^l = \frac{j_\lambda^l}{\kappa_\lambda^l}. \quad (4.37)$$

Решение записывается в виде

$$I_\lambda(0, \theta) = \int_0^\infty (S_\lambda^c + \eta_\lambda S_\lambda^l) \exp \left\{ - \int_0^{\tau_\lambda^c} [1 + \eta_\lambda(t)] \frac{dt}{\cos \theta} \right\} \frac{d\tau_\lambda^c}{\cos \theta}, \quad (4.38)$$

где t — переменная интегрирования. Из этого соотношения видно, что если $S_{\lambda}^c(\tau_{\lambda}^c)$, $S_{\lambda}^l(\tau_{\lambda}^c)$ и $\eta_{\lambda}^l(\tau_{\lambda}^c)$ известны для всей линии, то можно рассчитать профиль линии и его изменения при перемещении от центра к краю. Однако здесь наши знания далеки от полноты. Оценка относительной вероятности всех возможных механизмов излучения и поглощения в линии, которая необходима для получения правильного выражения $S_{\lambda}^l(\tau_{\lambda}^c)$, все еще остается нерешенной проблемой. Кроме того, в $S_{\lambda}^l(\tau_{\lambda}^c)$ добавляются ошибки, содержащиеся в модели атмосферы, основанной на наблюдениях в непрерывном спектре, так как гарвардско-смитсоновская или подобная ей модель неизбежно служит отправной точкой для расчетов. Ведь прежде всего необходимо знать правильный химический состав и изменения с глубиной плотности, температуры и коэффициентов непрерывного поглощения и излучения. Теперь мы рассмотрим проблему определения коэффициентов поглощения и излучения в линии и, в частности, функции источника S_{λ}^l для линии с точки зрения физики.

Функция источника для спектральной линии

Рассмотрим для общности некоторый атом, находящийся на основном уровне, и постараемся уяснить себе, как он попадает на возбужденный уровень, откуда может затем опуститься на уровень с меньшей энергией, испустив излучение. К этому ведут в сущности два пути: столкновения с другими частицами и столкновения с фотонами (рис. 4.22, а и б). В первом случае столкнувшаяся частица передает атому энергию (обычно часть кинетической энергии поступательного движения), необходимую для того, чтобы он мог перейти на возбужденный уровень. По эффективности возбуждения атомов столкновениями на первом месте находятся электроны. В этом смысле они далеко превосходят все остальные частицы, и, если только электронная концентрация не мала по сравнению с полной, средняя кинетическая энергия электронного газа (электронная температура T_e) определяет степень возбуждения атомов всех видов. В случае столкновения с фотоном энергия фотона, в отличие от энергии сталкивающейся частицы, должна равняться разности между значениями энергии верхнего и нижнего уровней.

Возвращение возбужденного атома на более низкий уровень легко представить себе как процесс, в точности противоположный процессу возбуждения (рис. 4.22, в—д). При неупругом столкновении второго рода, которое можно назвать «сверхупругим», возбужденный атом возвращается на более низкий энергетический уровень, передав освободившуюся разность энергий

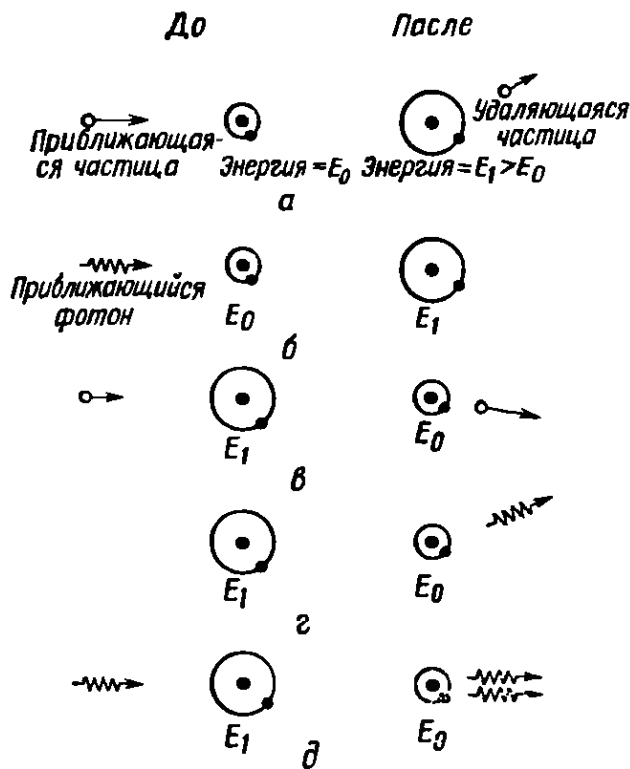


РИС. 4.22. Возможные способы изменения энергии связанного электрона. *а* — возбуждение столкновением с частицей, *б* — возбуждение фотоном, *в* — дезактивация столкновением, *г* — спонтанное излучение, *д* — вынужденное излучение; уходящие фотоны движутся в одном и том же направлении и имеют одинаковую фазу

столкнувшейся с ним частице. Таким образом, кинетическая энергия частицы, столкнувшейся с возбужденным атомом, становится после столкновения больше, т. е. энергия возбужденного уровня не переходит в поле излучения, а остается в газе. При другом способе потери энергии возбуждения происходит обратное. Возбужденный атом возвращается на более низкий уровень, излучив фотон, либо спонтанно (без внешней побудительной причины) после короткого пребывания на возбужденном уровне (обычно в течение 10^{-8} — 10^{-7} с), либо будучи вынужден к этому излучением с длиной волны, соответствующей данному переходу. Последний процесс иногда называют отрицательным поглощением. Если атомов много, то спонтанное излучение изотропно, т. е. вероятность испускания фотона в данном направлении одинакова для всех направлений. С другой стороны, если возбужденный атом вынужден к излучению проходящим фотоном, то испущенный фотон будет тождествен с проходящим по фазе и направлению движения. В состоянии локального термодинамического равновесия отношение числа спонтанных излучений к числу вынужденных равняется $\exp(hc/\lambda kT) - 1$; если $T = 6000$ К, то $hc/\lambda kT = 1$ при $\lambda = 24\,000$ Å. Следовательно, в фотосфере вынужденное излучение должно быть существенным только для среднего инфракрасного диапазона и еще более длинноволнового излучения.

Возвратимся теперь к рассмотрению функции источника S_{λ}^I для линии. Если фотон поглощается атомом, который переизлучает затем фотон с той же самой длиной волны, но в другом

направлении (рис. 4.22, б и г), то говорят о когерентном рассеянии излучения. Единственная функция атома состоит в случайном изменении направления движения фотона, но не длины его волны. Эту функцию могут непосредственно выполнять также свободные электроны. Однако происходит и поглощение (например, ионами H^-), т. е. фотоны некоторой линии после многократных рассеяний, пройдя большие расстояния, переизлучаются в конце концов на другой длине волны. Такое переизлучение наиболее вероятно в непрерывном спектре. Следовательно, лучистая энергия на длине волны, соответствующей линии, смещается в непрерывный спектр и диффундирует в радиальном направлении наружу. В результате возникает темная линия. Допустив, что рассеяние происходит изотропно, и обозначив через $(1 - \bar{\epsilon})$ ту часть поглощенного излучения, которая была рассеяна, мы можем представить коэффициент излучения в линии выражением

$$j_{\lambda}^l = \frac{1 - \bar{\epsilon}}{4\pi} \int_{4\pi} \kappa_{\lambda}^l I_{\lambda}(\omega) d\omega, \quad (4.39)$$

а функцию источника для линии в виде

$$S_{\lambda}^l = (1 - \bar{\epsilon}) J_{\lambda}, \quad (4.40)$$

где J_{λ} определяется соотношением (4.3).

Считая рассеяние когерентным, мы пренебрегали тем, что линия не бесконечно узкая. Она расширена совместным действием естественного расширения, обусловленного естественной неопределенностью энергетических уровней атома, доплеровского расширения, создаваемого хаотическими тепловыми движениями атомов, и расширения вследствие давления, возникающего из-за того, что энергетические уровни атомов смещены под действием электрических полей окружающих частиц. Эти механизмы будут рассмотрены в следующем разделе. Излучение, поглощенное в одной из точек профиля линии, может быть переизлучено в другой: происходит случайное перераспределение фотонов по профилю линии (рис. 4.23). Количество лучистой энергии, излучаемой в линии, все же может быть приравнено к количеству поглощаемой, но лишь в том случае, если рассматривается весь профиль линии, а не каждая его точка в отдельности. Поэтому, проинтегрировав уравнение (4.39) по участку длин волн λ^- , λ^+ , значительно превосходящему ширину линии, мы будем иметь

$$\int_{\lambda^-}^{\lambda^+} j_{\lambda}^l d\lambda = \frac{(1 - \bar{\epsilon})}{4\pi} \int_{\lambda^-}^{\lambda^+} \kappa_{\lambda}^l d\lambda \int_{4\pi} I_{\lambda}(\omega) d\omega. \quad (4.41)$$

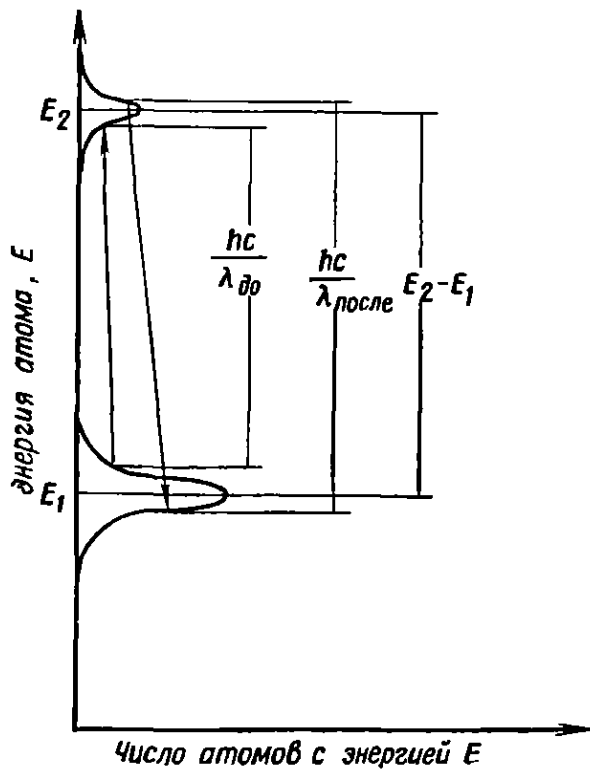


РИС. 4.23. Доплеровское расширение линии.

E_1 и E_2 — два энергетических уровня атома. Значения энергии E_1 и E_2 измеряются непосредственно по испускаемому или поглощаемому излучению неподвижным наблюдателем. Уровни расширены хаотическими тепловыми движениями атомов. Поэтому длина волны, соответствующая переходу $E_2 - E_1$, также неоднозначна, и фотон, поглощенный в одной точке профиля линии, может быть переизлучен в другой, как показано на рисунке.

Как правило, можно считать, что на каждой длине волны количество переизлученной энергии пропорционально количеству поглощенной, т. е. отношение $j_\lambda^i / \kappa_\lambda^i$ не зависит от длины волны. Функцию источника, обусловленную рассеянием, можно на основании (4.40) представить в виде

$$S_\lambda^i = (1 - \bar{\epsilon}) \langle J_\lambda \rangle, \quad (4.42)$$

где

$$\langle J_\lambda \rangle = \frac{\int_{\lambda^-}^{\lambda^+} J_\lambda \kappa_\lambda^i d\lambda}{\int_{\lambda^-}^{\lambda^+} \kappa_\lambda^i d\lambda}. \quad (4.43)$$

Если атом, находившийся вначале на основном или возбужденном уровне, поглотил фотон и перешел на более высокий энергетический уровень, то он располагает многими способами уйти с него, кроме прямого возвращения в начальное состояние с переизлучением того же фотона — процесса, называемого рассеянием. Во-первых, может произойти «сверхупругое» столкновение, и поглощенная энергия будет передана газу. Во-вторых, атом может уменьшить свою энергию путем спонтанного излучения, вернувшись на энергетический уровень, расположенный выше или ниже первоначального. Если атом обладает несколь-

кими близко расположенными уровнями, то возможен каскадный спуск по этим уровням. В-третьих, атом может подняться на еще более высокий уровень или подвергнуться ионизации вследствие дальнейших столкновений с другими частицами (вероятнее всего, электронами). Таким путем происходит перемешивание или обмен энергией между возбужденными атомами и электронным газом. Окончательный результат полного перераспределения энергии состоит в том, что населенности энергетических уровней атомов оказываются соответствующими формуле Больцмана (4.17) для температуры T_e (кинетической температуры электронов), а поглощение и испускание излучения определяются функцией Планка для T_e :

$$S_{\lambda}^i = B_{\lambda}(T_e). \quad (4.44)$$

В противоположность рассеянию этот тип взаимодействия фотонов с частицами газа называется «чистым поглощением».

Возвращаясь теперь к уравнению переноса излучения (4.34), мы сделаем следующие три предположения: рассеяние некогерентно и вносит в функцию источника для линии долю $(1 - \bar{\epsilon})$, поглощение вносит в нее долю $\bar{\epsilon}$; функция источника для соседнего непрерывного спектра подчиняется законам локального термодинамического равновесия (ЛТР) для температуры T_e . Тогда будем иметь

$$\underbrace{\cos \theta \frac{dI_{\lambda}}{d\tau_{\lambda}^c}}_{\text{Изменение интенсивности с оптической глубиной в соседнем с линией непрерывном спектре}} = \underbrace{(1 + \eta_{\lambda}) I_{\lambda}}_{\text{Поглощение в непрерывном спектре и в линии}} - \underbrace{(1 - \bar{\epsilon}) \eta_{\lambda} \langle J_{\lambda} \rangle}_{\text{Эффективное излучение рассеянных фотонов}} - \underbrace{(1 - \bar{\epsilon} \eta_{\lambda}) B_{\lambda}(T_e)}_{\text{Излучение в непрерывном спектре по законам ЛТР для } T_e \text{ и переизлучение квантов, поглощенных в линии}}. \quad (4.45)$$

Аналитические решения этого уравнения были получены для нескольких предположений: $\bar{\epsilon} = 0$, $\bar{\epsilon} = 1$, $\eta_{\lambda} = \text{const}$ или $\eta_{\lambda} = \text{const}$ плюс небольшие вариации. Однако в большинстве случаев приходится прибегать к численным методам решения. В отношении точности получаемых решений следует отметить, что эффекты отсутствия локального термодинамического равновесия учитываются, и то очень грубо, лишь в члене, соответствующем рассеянию. Это сильно упрощает анализ и в то же время вполне достаточно для нижних слоев фотосферы. Однако для тех случаев, когда основной вклад в интенсивность I_{λ} вносит излучение, возникающее выше этой области, описанный способ некорректен и необходимо тщательное исследование эффектов отклонения от локального термодинамического равновесия.

Эквивалентные ширины линий поглощения

В профилях линий поглощения заключено, как мы уже отмечали выше, очень большое количество информации, но все же измерения только полной интенсивности линий, или их эквивалентной ширины, дали возможность получить много ценных сведений, особенно о химическом составе солнечного вещества и механизмах расширения спектральных линий. Эквивалентная ширина W определяется как относительное количество излучения, вычитаемое линией из непрерывного спектра, и измеряется в тех же единицах, что и длина волны (рис. 4.24):

$$W \equiv \int_{\lambda_0^-}^{\lambda_0^+} \left(1 - \frac{I_\lambda}{I_\lambda^c}\right) d\lambda. \quad (4.46)$$

Поскольку поглощение единицей объема в данной линии пропорционально ρn_λ^l , следует ожидать, что W будет непрерывно увеличиваться с возрастанием концентрации атомов, создающих линию. Влияние возрастания концентрации атомов на профиль линии поглощения показано на рис. 4.25, *a* на примере линии $\lambda 3934 \text{ \AA}$ (линия CaK). Там N означает число поглощающих атомов в столбе единичного сечения вдоль луча зрения над фотосферой. Другой фактор, влияющий на эквивалентную ширину W так же, как N , — это сила осциллятора f . По существу f определяет эффективное число электронов в атоме, которые могут излучать и поглощать энергию излучения на длине волны линии, совершая переходы с одного уровня на другой. Величина f не обязательно выражается целым числом, но сумма f для всех возможных переходов между всеми возможными состояниями ато-

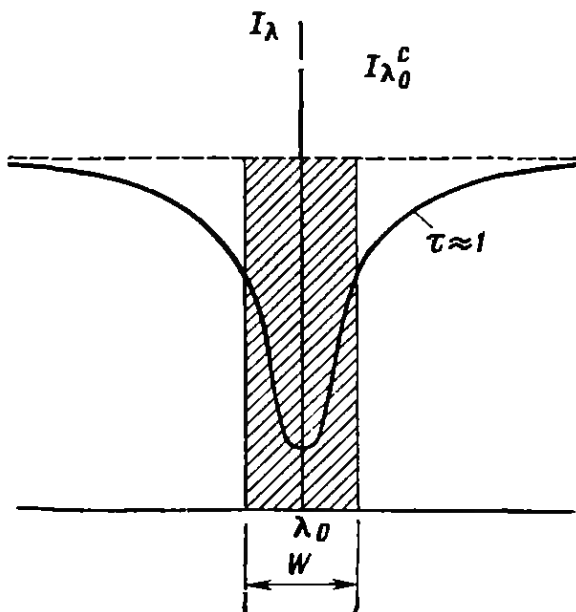


РИС. 4.24. Эквивалентная ширина линии

Эквивалентная ширина W определяется как ширина (измеряемая в единицах длины волны) такой полоски в спектре, в которой содержится то же самое количество энергии, что и внутри профиля линии

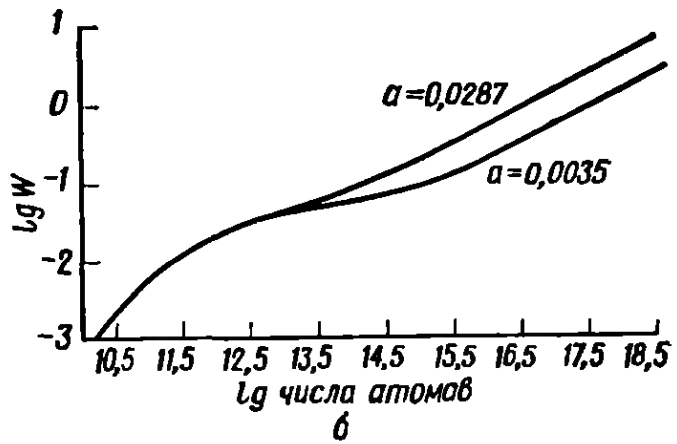
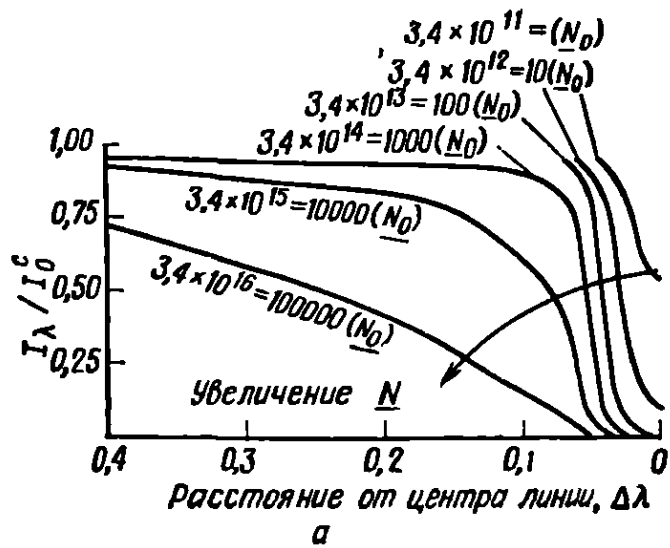
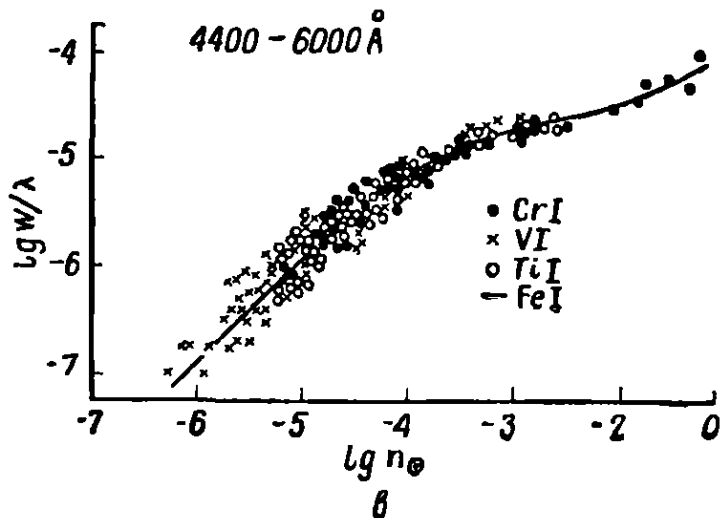


РИС. 4.25. Профили линий и кривые роста.

a — профили линии CaK для нескольких значений числа ионов CaII в столбе единичного сечения вдоль луча зрения. Для $N_0 = 3,4 \cdot 10^{11}$, $\tau_\lambda = 1$ в центре линии. Профили вычислены в предположении однородного поглощающего слоя и постоянной функции источника, кроме того, предполагалось, что действуют только два механизма расширения линии — естественный и доплеровский. Для малых оптических глубин профиль определяется доплеровским расширением. Для больших оптических глубин ядро линии насыщено и профиль определяется естественным расширением. (По Аллеру [1].)

b — кривая роста для линии CaK. Форма этой кривой, построенной путем интегрирования профилей, изображенных на рис. 4.25, *a*, определяется доплеровским расширением в нижней части и естественным расширением — в верхней. Параметр *a* пропорционален отношению суммы естественного расширения и расширения вследствие соударений к доплеровскому расширению [см. формулы (4.65) и (4.73)].

в — кривая роста, построенная по нормированным данным наблюдений для элементов группы железа. (По Уорнеру [23].)



ма должна равняться числу оптически активных электронов в атоме. Таким образом, параметром, определяющим W , является не просто N , а произведение Nf . Если Nf мало, так что оптическая глубина в центре линии намного меньше единицы, то W пропорциональна Nf . Когда Nf достигает больших значений, нарастание оптической глубины в центре линии замедляется, но усиливается поглощение вдали от центра, и у линии появляются хорошо заметные крылья. Даже если оптическая глубина в центре линии достигает столь больших значений, как 10^4 , она остается примерно равной единице в тех частях линии, за счет которых возрастает в основном эквивалентная ширина W . В центре сильной линии мы видим излучение, возникающее в верхних слоях атмосферы. И соответственно, чем дальше мы продвигаемся в крыло, тем глубже область, которую мы наблюдаем, и тем она ближе к уровню, где возникает непрерывное излучение. В конце концов, когда произведение Nf становится очень большим, эквивалентная ширина начинает расти только как $(Nf)^{1/2}$. Важно отметить, что существует определенное различие между расширением наблюдаемой линии вследствие высокого содержания создающих ее атомов, которое можно было бы назвать расширением вследствие обилия, и расширением, возникающим от изменения физического состояния среды, в которой находятся поглощающие атомы. Возрастание поглощения в линии, обусловленное увеличением числа атомов, изображается графически как зависимость W от Nf ; такой график, называемый кривой роста, приведен на рис. 4.25, б. Для каждой линии солнечного спектра мы, разумеется, находим из наблюдений только одно значение W , потому что мы не можем варьировать величину Nf . Чтобы построить кривую роста по данным наблюдений, можно воспользоваться многими линиями одного и того же элемента или нескольких аналогичных элементов, исключив влияние тех атомных и атмосферных параметров, которые различны для разных линий. Кривая, построенная по данным, которые были объединены таким способом, приведена на рис. 25, в. Детали кривой роста определяются механизмами, расширяющими линию. Рассмотрим эти механизмы.

4.6. РАСШИРЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

В отличие от изменений профиля линии, вызываемых изменениями числа поглощающих частиц, механизмы расширения, которые мы сейчас рассмотрим, связаны с самим атомом. Эти механизмы являются либо свойством, присущим данному атому (естественное расширение), либо результатом его движения (доплеровское расширение), либо результатом возмущения его

энергетических уровней окружающими частицами. Понимание особенностей механизмов расширения линий дает возможность определять кинетическую температуру, плотность и скорость движения солнечного вещества по наблюдаемым эквивалентным ширинам и профилям линий. Более детальное описание расширения линий можно найти у Аллера [1], Грима [14] и Джеффиса [16].

Рассматривая расширение в «атомной шкале», естественно пользоваться коэффициентом поглощения a_λ , рассчитанным на один атом; a_λ есть не что иное, как эффективное поперечное сечение атома для поглощения, «видимое» с фотона, имеющего длину волны λ . Коэффициент поглощения κ_λ связан с a_λ соотношением

$$N_{\lambda_0} a_\lambda = \rho \kappa_\lambda, \quad (4.47)$$

где N_λ — концентрация атомов, способных поглощать излучение в линии с центром на λ_0 . Нам в конечном счете интересуют S_λ и τ_λ , с помощью которых можно вычислить интенсивность I_λ , чтобы сравнить ее с данными наблюдений. В случае локального термодинамического равновесия S_λ и N_{λ_0} определяются просто по формулам Планка, Саха и Больцмана, но τ_λ зависит от тех особенностей эквивалентной ширины и профиля линии, которые заключены в значении a_λ . При отсутствии локального термодинамического равновесия S_λ и N_{λ_0} определяются без особого труда только для некоторых предельных случаев, которые будут рассмотрены в разд. 4.8.

Естественное расширение

Если атом неподвижен по отношению к наблюдателю и не подвержен действию внешних электромагнитных полей, то атомный коэффициент поглощения имеет дисперсионный профиль:

$$a_\lambda = \pi r_0 \lambda_0^2 f \frac{\Delta \lambda_N}{4\pi^2 (\lambda - \lambda_0)^2 + \left(\frac{\Delta \lambda_N}{2}\right)^2}, \quad (4.48)$$

где r_0 — классический радиус электрона ($e^2/4\pi\epsilon_0 mc^2 = 2,82 \cdot 10^{-5}$ Å), λ_0 — длина волны в центре линии, $\Delta \lambda_N$ — естественная ширина линии, а также использовано предположение, что $\Delta \lambda_N/\lambda_0 \ll 1$. Сила осциллятора f , в данном случае абсорбционное значение f , — это эффективное число классических осцилляторов, требующихся для того, чтобы осуществить такое поглощение в линии λ_0 , какое создает рассматриваемый атом. Это та самая величина f , которую мы использовали, когда шла речь об эквивалентной ширине. Например, для первых шести членов се-

рии Бальмера силы осцилляторов имеют следующие значения (Грим [14]):

$$\begin{aligned} N\alpha &= 0,6408, & N\beta &= 0,1193, & N\gamma &= 0,0447, \\ N\delta &= 0,0221, & N\epsilon &= 0,0127, & N\zeta &= 0,0080. \end{aligned}$$

На этом примере отчетливо видно быстрое убывание значений f при переходе к более высоким членам серии, свойственное всем водородоподобным атомам. Насколько существенно значение f для интенсивности линии, видно из выражения для полного количества энергии, поглощаемой атомом из пучка излучения единичной интенсивности,

$$\int_0^{\infty} a_{\lambda} d\lambda = \pi \lambda_0^2 r_0 f. \quad (4.49)$$

Таким образом, полное поглощение прямо пропорционально λ и силе осциллятора f , но не зависит от естественной ширины линии или каких-либо других атомных параметров.

Согласно квантово-механическим представлениям о переходах, фотон обладает вполне определенным количеством энергии, но значения энергии двух атомных состояний, между которыми происходит переход, несколько неопределенны. Если атом остается в данном состоянии долго, прежде чем он спонтанно перейдет на более низкий уровень, испустив фотон, то мы можем измерить энергию состояния очень точно. И наоборот, если продолжительность жизни в данном состоянии мала, то наши сведения об этом состоянии менее определены. Фундаментальная постоянная, определяющая предел точности, с которой можно установить энергию состояния, — это постоянная Планка h .

$$\Delta E \Delta t \geq h, \quad (4.50)$$

где ΔE — неопределенность в значении энергии состояния, а Δt — характерная продолжительность жизни этого состояния. Неопределенность в длине волны, или естественная ширина спектральной линии, излучаемой при переходе из одного состояния в другое, составляет

$$\Delta \lambda_N = \frac{\lambda_0^2}{hc} \Delta E = \frac{\lambda_0^2}{c} \left(\frac{1}{\Delta t_{\text{верхн}}} + \frac{1}{\Delta t_{\text{нижн}}} \right). \quad (4.51)$$

Следовательно, чем больше продолжительность жизни, тем меньше естественная ширина линии. Атомный коэффициент поглощения в центре линии равен

$$a_{\lambda_0} = 4\pi r_0 \lambda_0^2 f / \Delta \lambda_N. \quad (4.52)$$

Даже если полное поглощение во всем профиле линии постоянно, поглощение в ее центре обратно пропорционально естествен-

ной ширине. Большая продолжительность жизни увеличивает вероятность поглощения в центре линии, рассчитанную на один атом. Для длины волны 5500 \AA и приемлемого значения продолжительности жизни (одинаковой для верхнего и нижнего состояний) 10^{-8} с естественная ширина составляет $\Delta\lambda_N = 10^{-3} \text{ \AA}$, а коэффициент поглощения $a_{\lambda_0} = f \cdot 10^{-9} \text{ см}^2$. Как мы вскоре убедимся, естественная ширина линии очень мала по сравнению с другими ширинами. В солнечной атмосфере она обычно бывает перекрыта результатами действия других расширяющих механизмов. Тем не менее естественная ширина спектральной линии имеет фундаментальное значение для понимания структуры атома.

Доплеровское расширение

С точки зрения изучения динамики солнечной атмосферы и определения ее кинетической температуры самым полезным из всех механизмов расширения спектральных линий является доплеровский. Чтобы найти кинетическую температуру, необходимо знать распределение скоростей поглощающих и излучающих частиц. Для состояния локального термодинамического равновесия это распределение выводится сравнительно просто.

К поступательному движению частиц можно применить формулу Больцмана (4.17). Энергия частицы определяется теперь ее скоростью v и равна $mv^2/2$, где m — масса частицы. Статистический вес состояния, входящий в формулу (4.17), пропорционален в данном случае числу возможных состояний частицы с полной скоростью v в трехмерном пространстве скоростей, т. е. объему сферической оболочки с радиусом v и толщиной dv , равному $4\pi v^2 dv$. Следовательно, доля частиц $f(v) dv$, имеющих скорость между v и $v + dv$, составляет

$$f(v) dv = \text{const} \cdot \exp(-mv^2/2kT) 4\pi v^2 dv, \quad (4.53)$$

где T — кинетическая температура. Постоянная определяется из условия

$$\int_0^{\infty} f(v) dv = 1. \quad (4.54)$$

Итак, функция $f(v)$, называемая максвелловским распределением скоростей, имеет вид

$$f(v) = 4\pi v^2 \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp(-mv^2/2kT). \quad (4.55)$$

Зависимость $f(v)$ от v представляет распределение, максимум которого приходится на V_0 — наиболее вероятное значение ско-

рости. Это значение определяется из условия $df/dv = 0$:

$$V_0 = \left(\frac{2kT}{m} \right)^{1/2}. \quad (4.56)$$

Поскольку частицы одинаковой массы выравнивают свои энергии очень быстро, всего за несколько столкновений, можно почти всегда с уверенностью полагать, что глубже короны хаотические движения частиц в солнечном газе имеют максвелловское распределение и могут быть охарактеризованы некоторой кинетической температурой T .

Чтобы оценить расширение спектральной линии, обусловленное движением частиц, рассмотрим распределение скоростей $f_1(v_1)$ вдоль какого-нибудь одного направления. В этом случае энергия, соответствующая одной степени свободы, равняется $mv_1^2/2$, где v_1 — скорость вдоль одной из осей трехмерной системы декартовых координат. Статистический вес, или число возможных значений скорости между v_1 и $v_1 + dv_1$, не зависит от v_1 . Поэтому функция $f_1(v_1)$, нормированная к 1, имеет вид

$$f_1(v_1) = \frac{1}{V_0 \sqrt{\pi}} \exp [-(v/V_0)^2]. \quad (4.57)$$

Чтобы связать это распределение с расширением линии, заметим, что если источник излучения движется к наблюдателю, то волны сближаются и длина волны уменьшается в соответствии с пропорцией

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = -\frac{v_1}{c}. \quad (4.58)$$

Следовательно, происходит сдвиг спектра в сторону более коротких волн, т. е. в синюю сторону. И соответственно при взаимном удалении источника излучения и наблюдателя спектр сдвигается в красную сторону. Скомбинировав два последних соотношения, мы получим $f_1(\Delta\lambda)d(\Delta\lambda)$ — вероятность того, что смещение длины волны от центра линии заключено между $\Delta\lambda$ и $\Delta\lambda + d(\Delta\lambda)$:

$$f_1(\Delta\lambda)d(\Delta\lambda) = \frac{1}{\Delta\lambda_D \sqrt{\pi}} \exp [-(\Delta\lambda/\Delta\lambda_D)^2] d(\Delta\lambda), \quad (4.59)$$

где $\Delta\lambda_D$ — доплеровская ширина, характерная ширина, создаваемая эффектом Доплера,

$$\Delta\lambda_D = \lambda_0 V_0 / c. \quad (4.60)$$

Такой была бы ширина линии, если бы действовал только доплеровский механизм расширения. Поскольку $V_0 \sim T^{1/2}$, доплеровская ширина может служить мерой кинетической температуры излучающих или поглощающих частиц в области образования спектральной линии.

Кроме тепловых движений причиной доплеровского расширения линий может быть также турбулентность в области их образования. Если размер этой области значительно больше характерного размера элементов турбулентности, то каждая движущаяся ячейка газа смещает длину волны так же, как и движущаяся частица. Поэтому расширение, создаваемое турбулентностью, иногда считают аналогичным тому, которое возникает из-за тепловых движений. Его учитывают приближенно, предполагая, что распределение турбулентных скоростей максвелловское, и определяя V_0 так, чтобы выполнялось равенство

$$V_0^2 = \frac{2kT}{m} + (V_{\text{турб}})^2. \quad (4.61)$$

Так как V_0 зависит от массы m поглощающего или излучающего атома, определение доплеровских ширин линий, принадлежащих атомам разных химических элементов, позволяет разделить вклады теплового движения и турбулентности. В случаях когда макроскопическая скорость почти одинакова как по всей глубине области, где возникает линия, так и в пределах некоторого поддающегося пространственному разрешению образования, движение этого образования может быть выделено, поскольку линия оказывается смещенной, а не расширенной. Например, если вещество выброшено по направлению к наблюдателю со скоростью 1000 км/с в виде струи, то все длины волн будут сдвинуты к синему концу спектра на $\Delta\lambda/\lambda = 1/300$ (около 22 Å для линии H α). Приближение одного края Солнца и удаление другого вследствие вращения создает смещения $\Delta\lambda/\lambda = \pm 6,0 \cdot 10^{-6}$ ($\pm 0,04$ Å для H α) на экваториальном лимбе. И, наконец, движение наблюдателя по околоземной орбите также должно приводить к смещениям $\Delta\lambda/\lambda = \pm 2,6 \cdot 10^{-5}$ ($\pm 0,17$ Å для H α) на терминаторах Земли.

Механизмы естественного расширения и доплеровского расширения действуют одновременно, и при описании профиля линии их необходимо учитывать совместно. Атомный коэффициент поглощения для неподвижного наблюдателя при единственном значении доплеровского смещения $\Delta\lambda$ равняется

$$a_\lambda(\lambda + \Delta\lambda) = \pi r_0 \lambda_0^2 f \frac{\Delta\lambda_N}{4\pi^2 (\lambda + \Delta\lambda - \lambda_0)^2 + (\Delta\lambda_N/2)^2}. \quad (4.62)$$

Чтобы учесть все возможные доплеровские смещения, следует умножить коэффициент поглощения, обусловленный естественным расширением, $a_\lambda(\lambda + \Delta\lambda)$ на $f_1(\Delta\lambda)$ вероятность смещения $\Delta\lambda$ и проинтегрировать по всем $\Delta\lambda$:

$$a_\lambda^{ND}(\lambda) = \int_{-\infty}^{+\infty} a_\lambda(\lambda + \Delta\lambda) f_1(\Delta\lambda) d(\Delta\lambda), \quad (4.63)$$

где $a_{\lambda}^{ND}(\lambda)$ — атомный коэффициент поглощения, обусловленный совместным действием естественного и доплеровского механизмов расширения. Нижний предел интегрирования $-\lambda$ был заменен на $-\infty$, чтобы упростить вычисления, это вносит пренебрежимо малую ошибку. Подставив (4.62) в (4.63), получим

$$a_{\lambda}^{ND}(a, \omega) = \frac{r_0 \lambda_0 a f}{\sqrt{\pi} \Delta \lambda_D} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-x^2}}{(\omega - x)^2 + a^2} dx, \quad (4.64)$$

где

$$\begin{aligned} x &= \Delta \lambda / \Delta \lambda_D, \\ a &= \Delta \lambda_N / 4\pi \Delta \lambda_D, \\ \omega &= (\lambda_0 - \lambda) / \Delta \lambda_D. \end{aligned} \quad (4.65)$$

Для случая $a \rightarrow 0$ получается чисто доплеровский профиль (4.59):

$$a_{\lambda}^D(\omega) = a_{\lambda_0}^D e^{-\omega^2}, \quad (4.66)$$

в котором эффективное сечение поглощения в центре линии равняется

$$a_{\lambda_0}^D = \sqrt{\pi} V_0 \lambda_0^2 f / \Delta \lambda_D. \quad (4.67)$$

Следовательно, коэффициент $a_{\lambda}^{ND}(a, \omega)$ можно записать в виде

$$a_{\lambda}^{ND}(a, \omega) = a_{\lambda_0}^D H(a, \omega), \quad (4.68)$$

где

$$H(a, \omega) = \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-x^2}}{(\omega - x)^2 + a^2} dx. \quad (4.69)$$

Значения $a_{\lambda}^{ND}(a, \omega)$ определяются численными методами. Функция $H(a, \omega)$, функция Хьертинга, была вычислена Харрисом [15]; ее график, построенный Брандтом и Ходжем [6], приведен на рис. 4.26.

Заслуживают внимания следующие особенности функции $a_{\lambda}^{ND}(a, \omega)$, которые можно вывести из выражения (4.64) и графика на рис. 4.26:

1. Если $a \gg 1$ (т. е. $\Delta \lambda_N \gg 4\pi \Delta \lambda_D$), то a_{λ} определяется только естественным расширением и линия имеет чисто дисперсионный профиль (4.48).

2. Если $\Delta \lambda_N \ll 4\pi \Delta \lambda_D$, то вблизи центра линии, где $|\Delta \lambda| \leq \Delta \lambda_D$, a_{λ} определяется доплеровским расширением.

3. Если $\Delta \lambda_N \ll 4\pi \Delta \lambda_D$, то вдали от центра линии a_{λ} изменяется как $|\Delta \lambda|^{-2}$. Число частиц, движущихся со скоростями, которые могут создать большие доплеровские смещения, убывает экспоненциально: $f_1(v_1) \sim \exp[-(v_1/V_0)^2]$.

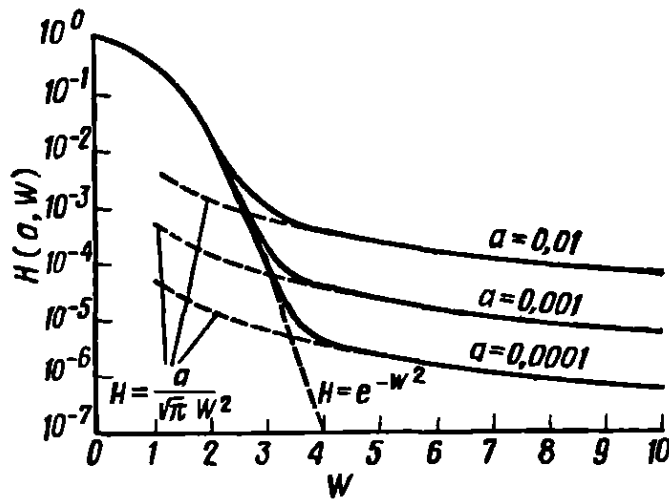


РИС. 4.26. Функция Хертинга.

Отчетливо виден резкий переход от ядра, расширенного эффектом Доплера, к крыльям, обусловленным естественным расширением. Этот переход происходит при $w^2 e^{-w^2} = a/\sqrt{\pi}$. Из-за резкости перехода разумным приближением для $H(a, w)$ при $w^2 \gg a$ может служить сумма членов, соответствующих двум предельным случаям: $e^{-w^2} + (a/\sqrt{\pi})(1/w^2)$. (По Брандту и Ходжу [6].)

С другой стороны, естественное расширение убывает для больших $\Delta\lambda$ только как $|\Delta\lambda|^{-2}$ и, в конце концов, становится преобладающим. Когда $\Delta\lambda_D$ очень сильно превосходит $\Delta\lambda_N$ ($a \rightarrow 0$), это приближение становится справедливым лишь на больших расстояниях от центра линии.

4. Поскольку переход между доплеровским ядром и крыльями, создаваемыми естественным расширением, при $\Delta\lambda_N \ll 4\pi\Delta\lambda_D$ очень резок, разумным приближением для атомного коэффициента поглощения при $|\Delta\lambda| \gg (\lambda_N\Delta\lambda_D)^{1/2}$ может служить выражение

$$a_{\lambda}^{ND} \approx a_{\lambda_0}^D \left\{ \exp \left[- \left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D} \right)^2 \right] + \frac{a}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{\Delta\lambda_D}{\Delta\lambda} \right)^2 \right\}. \quad (4.70)$$

Переход происходит на расстоянии $\Delta\lambda$, определяемом из условия равенства двух членов в правой части (4.70). Вследствие быстрого изменения экспоненты этот переход для большинства линий солнечного спектра наступает при характерных значениях a на расстояниях $\Delta\lambda$ между $3\Delta\lambda_D$ и $4\Delta\lambda_D$ от центра линии.

5. Эффективное сечение поглощения для всей линии при совместном действии естественного и доплеровского расширений остается неизменным:

$$\int_0^{\infty} a_{\lambda}^{ND}(\lambda) d\lambda = \pi\lambda_0^2 r_0 f. \quad (4.71)$$

В качестве численного примера рассмотрим линию $H\alpha$, возникающую в газообразном водороде с температурой 6000 К. Есте-

ственная ширина этой линии $\Delta\lambda_N = 8 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}$, $V_0 = 10 \text{ км/с}$, $\Delta\lambda_D = 0,2 \text{ \AA}$ и $a = 3 \cdot 10^{-3}$. Из рис. 4.26 видно, что профиль $H\alpha$ будет определяться доплеровским расширением до $\sim 3\Delta\lambda_D$, или $0,6 \text{ \AA}$ от центра линии, и естественным расширением дальше, в крыльях. Если температура поднимается до $2 \cdot 10^6 \text{ К}$ (значение, характерное для короны), то доплеровская ширина увеличивается до 4 \AA ; теперь $a = 1,5 \cdot 10^{-4}$ и переход от доплеровского расширения к естественному происходит на расстоянии $\sim 16 \text{ \AA}$ ($4\Delta\lambda_D$) от центра линии.

Расширение вследствие давления

До сих пор мы рассматривали механизмы расширения, являющиеся либо свойством самого атома (естественное расширение), либо следствием его движений (доплеровское расширение). Механизм третьего типа, существенный для линий солнечного спектра, обусловлен воздействием соседних атомов, ионов или электронов на поглощающие и излучающие частицы. Поскольку это воздействие усиливается с возрастанием давления, его называют «расширением вследствие давления». Этот механизм имеет большое значение в фотосфере, в нижней хромосфере и, возможно, во вспышках.

Дискретные энергетические уровни атома образуются вследствие квантования суммарной — кинетической и электростатической — энергии составляющих его элементарных частиц, поэтому дополнительные приложенные извне электростатические силы должны возмущать эти уровни. Такое возмущение называют «эффектом Штарка». Когда на небольшом расстоянии от атома проходит частица, обладающая электрическим полем, и энергетические уровни этого атома испытывают возмущение, длина волны излученного или поглощенного фотона несколько смещается. Этот временный сдвиг длины волны примерно равен

$$\Delta\lambda = \frac{C}{r^m}, \quad (4.72)$$

где r — расстояние между атомом и возмущающей частицей, C — постоянная, характеризующая силу взаимодействия, а показатель степени m зависит от типа возмущающего электростатического взаимодействия (табл. 4.1). Поскольку электрическое поле заряженной частицы убывает как $1/r^2$, изменение длины волны, пропорциональное $1/r^2$, зависит от электрического поля линейно. Поэтому при $m = 2$ взаимодействие называют «линейным эффектом Штарка». Линейный эффект Штарка преобладает в том случае, когда ионы расширяют линии водорода, а квадратичный эффект, — когда ионы расширяют линии атомов или ионов металлов. Если возмущающий и возмущаемый

Таблица 4.1

Типы взаимодействия частиц

Значение m	Описание	Название
2	Электроны или ионы возмущают атомы водорода	Линейный эффект Штарка
3	Нейтральные атомы возмущают атомы того же элемента	Резонансное расширение
4	Электроны или ионы воздействуют на неводородоподобные атомы	Квадратичный эффект Штарка
6	Нейтральные атомы возмущают атомы другого элемента	Силы Ван-дер-Ваальса

атомы принадлежат одному и тому же элементу, как, например, водород — водород в Солнце, то $m = 3$ и расширение называют «резонансным». Если они различны, то $m = 6$ и расширение называют «расширением Ван-дер-Ваальса». Последний механизм играет существенную роль в расширении многих линий солнечного спектра атомами водорода.

При исследовании расширяющих механизмов этого типа делается два упрощающих предположения: считается, что положение и количество движения возмущающей частицы можно измерить одновременно без неопределенности и что ее траектория нечувствительна к состоянию энергетических уровней возмущаемого атома и их изменениям. Иначе говоря, предполагается, что возмущающая частица остается на своей классической траектории — прямолинейной, если одна из сталкивающихся частиц нейтральна, или гиперболической, если обе частицы заряжены.

Рассчитать расширение вследствие давления сравнительно нетрудно для двух предельных случаев. Если продолжительность жизни излучающего атома велика по сравнению с промежутками времени между столкновениями, то его излучение не составляет единого когерентного цуга волн. Ширина линии сильнее связана с интервалами между столкновениями, чем с естественной продолжительностью жизни данного состояния, так как каждый отдельный цуг волн не зависит от всех остальных. Хотя частота столкновений велика, продолжительность каждого столкновения относительно мала, и атом большую часть времени остается в невозмущенном состоянии. В этом случае рассчитать расширение нетрудно, так как естественная неопределенность в значении энергии фотона и неопределенность, соответствующая среднему промежутку времени между столкнове-

ниями $\Delta t_{ст}$, складываются. Поэтому естественную ширину, входящую в выражение (4.64), можно заменить на ширину $\Delta\lambda_{нс}$, в которой учтено влияние столкновений:

$$\Delta\lambda_{нс} = \frac{\lambda_0^2}{c} \left(\frac{1}{\Delta t_N} + \frac{1}{\Delta t_{ст}} \right). \quad (4.73)$$

Полученный профиль линии, как и описанный выше, изменяется в крыльях пропорционально $(1/\Delta\lambda)^2$, но переход от доплеровского ядра к дисперсионному профилю происходит теперь ближе к центру линии. Такое описание расширения вследствие давления, в котором столкновения рассматриваются как дискретные встречи, называют столкновительным приближением; им можно пользоваться тогда, когда возмущающими частицами являются быстро движущиеся электроны.

Второй метод расчета расширения вследствие давления основан на предположении, противоположном столкновительному приближению. Полагают, что во время излучения атом подвергается воздействию устойчивого электрического поля, создаваемого окружающими частицами, а не последовательных быстрых столкновений. Длина волны испущенного фотона смещена эффектом Штарка, и чтобы найти профиль линии, надо суммировать все возможные смещения в соответствии с их статистической вероятностью. Это предположение называется квазистатическим или статистическим приближением; оно обычно используется тогда, когда возмущающими частицами являются медленно движущиеся ионы. Если газ состоит из электронов и ионов, как, например, плазма фотосферы, можно комбинировать столкновительное и квазистатическое приближения. С помощью столкновительного приближения рассчитывается расширение (вследствие столкновений с электронами) линий, возникающих при переходах между состояниями, которые возмущены электрическим полем неподвижных ионов. Полученный результат осредняется статистически по всем возможным электрическим полям и конфигурациям ионов.

В качестве примера квазистатического приближения рассмотрим важный случай расширения линий водорода и водородоподобных ионов ионами других элементов (линейный эффект Штарка). Пусть $W(r)dr$ — вероятность того, что возмущающая частица окажется на расстоянии от r до $r + dr$ от водородоподобного иона. Полагая, что частицы распределены равномерно, мы можем считать, что вероятность $W(r)$ пропорциональна r^2 . Чтобы связать $W(r)dr$ с $W(\Delta\lambda)\Delta\lambda$ — вероятностью смещения длины волны на $\Delta\lambda$, — отметим, что смещение длины волны пропорционально электрическому полю возмущающих частиц, т. е. обратно пропорционально квадрату расстояния между двумя

частицами: $\Delta\lambda \sim E \sim r^{-2}$. Поскольку $W(\Delta\lambda)$ связано с $W(r)$ равенством

$$W(\Delta\lambda) = W(r) \frac{dr}{d(\Delta\lambda)}, \quad (4.74)$$

очевидно, что

$$W(\Delta\lambda) \sim \left(\frac{1}{\Delta\lambda}\right)^{5/2}. \quad (4.75)$$

Следовательно, в крыльях линий водорода или водородоподобных ионов коэффициент поглощения при квазистатическом приближении изменяется пропорционально $|\Delta\lambda|^{-5/2}$, а не $|\Delta\lambda|^{-2}$, как при столкновительном приближении. Грубую, но полезную оценку расширения линии можно получить путем приравнивания $hc\Delta\lambda/\lambda^2$ — расширения в единицах энергии — к $\Delta(\text{энергии})_{\text{возм}}$ — приближительному значению изменения (вследствие возмущения) энергии электронных состояний, участвующих в переходе (диаметр орбиты электрона \times заряд электрона \times электрическое поле возмущающей частицы). Изменение энергии составляет

$$\Delta(\text{энергии})_{\text{возм}} = \left(\frac{2a_0 n^2}{z}\right) \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}\right), \quad (4.76)$$

где первый сомножитель, заключенный в скобки, — диаметр круговой орбиты электрона в водородоподобном ионе с зарядом ядра z , а второй — заряд электрона, умноженный на напряженность электрического поля возмущающей частицы, которую здесь мы считаем протоном, находящимся на расстоянии r , a_0 — радиус боровской орбиты ($\epsilon_0 h^2 / \pi m_e e^2 = 0,529 \text{ \AA}$), n — главное квантовое число данной оболочки и ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость. Следовательно,

$$\Delta\lambda = \left(\frac{n_u^2 + n_l^2}{2\pi^2 z}\right) \left(\frac{\lambda_c \lambda^2}{r^2}\right), \quad (4.77)$$

где n_u и n_l — главные квантовые числа верхнего и нижнего состояний соответственно, а λ_c — комптоновская длина волны электрона ($h/m_e c = 2,43 \cdot 10^{-2} \text{ \AA}$). Характерное значение r можно получить из равенства $\bar{r}^3 = 1/N_{\text{прот}}$. В качестве числового примера рассмотрим линейное штарковское расширение в крыльях линии $\text{H}\alpha$, образующейся в фотосфере на оптической глубине $\tau_{5000} = 1$. В этом случае $T = 6000 \text{ K}$, $N_{\text{прот}} \approx 7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $\bar{r} = 2,4 \cdot 10^3 \text{ \AA}$ и $\Delta\lambda = 0,11 \text{ \AA}$. Доплеровская ширина, вычисленная выше для тех же условий, равняется $0,2 \text{ \AA}$, т. е. имеет тот же порядок величины, что и полученная здесь. Таким образом, эффект Штарка должен оказывать заметное влияние на профиль крыльев линии $\text{H}\alpha$.

Расширение энергетических уровней атома не только ведет к расширению спектральной линии, но изменяет также длины

волн, на которых наблюдаются пределы спектральных серий — скачки в непрерывном спектре. Для водородоподобного иона энергия n -й оболочки равна

$$E_n = \frac{z^2 e^2}{8\pi\epsilon_0 a_0} \left(1 - \frac{1}{n^2}\right). \quad (4.78)$$

Таким образом, при больших значениях n энергии оболочек мало отличаются друг от друга; когда n изменяется на ± 1 , энергия E_n изменяется приблизительно на

$$\Delta E_n = \frac{dE_n}{dn} = \frac{z^2 e^2}{4\pi\epsilon_0 a_0 n^3}. \quad (4.79)$$

Приравнивая половину этой разности энергий соседних оболочек изменению их энергии Δ (энергии)_{возм} вследствие возмущения (4.76) и считая, что N_e определяет среднее расстояние между ионом и протоном, мы находим главное квантовое число оболочки, от которой начинается континуум оболочек:

$$n_c = \left(\frac{1}{2}\right)^{2/5} \frac{z^{3/5}}{(a_0^3 N_e)^{2/5}}. \quad (4.80)$$

Более подробное рассмотрение показывает, что множитель $(1/2)^{2/5}$ следует заменить на $1/2$ (Грим [14]). Линии, связанные с переходами на оболочки или с оболочек, лежащих выше n_c , расширены настолько, что сливаются с соседними (рис. 4.21). Пределы спектральных серий (рис. 4.14) уже не соответствуют теперь $n \rightarrow \infty$, они несколько сдвинуты и соответствуют n_c . Для того слоя солнечной атмосферы, где $\tau_{5000} = 1$, энергетические оболочки водорода сливаются при $n_c \approx 15$.

Теперь мы рассмотрим в общих чертах то влияние, которое оказывают на спектральные линии магнитные поля, а затем перейдем к эффектам отсутствия локального термодинамического равновесия.

4.7. МАГНИТНОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

Кроме эффекта Штарка, энергетические уровни атомов может изменять также внешнее магнитное поле; такое изменение называется эффектом Зеемана. Однако в противоположность электрическим полям, создающим расширение вследствие давления, магнитные поля почти всегда однородны на микроскопических расстояниях. Следовательно, в одном и том же месте все атомы подвергаются одинаковому воздействию, и спектральные линии будут не расширены, а расщеплены. Поскольку мы только что занимались расширением линий и энергетических уровней атомов, уместно рассмотреть теперь эффект Зеемана.

Наблюдения зеемановского расщепления являются основным способом измерения напряженности и направления магнитных полей на Солнце.

Расщепление энергетических уровней в магнитном поле объясняется следующим образом. Если система, обладающая суммарным магнитным моментом μ , помещена в магнитное поле \mathbf{B} , то возникает энергия взаимодействия $\Delta\epsilon_M$, зависящая от ориентации момента μ по отношению к направлению поля \mathbf{B} :

$$\Delta\epsilon_M = -\mu \cdot \mathbf{B}. \quad (4.81)$$

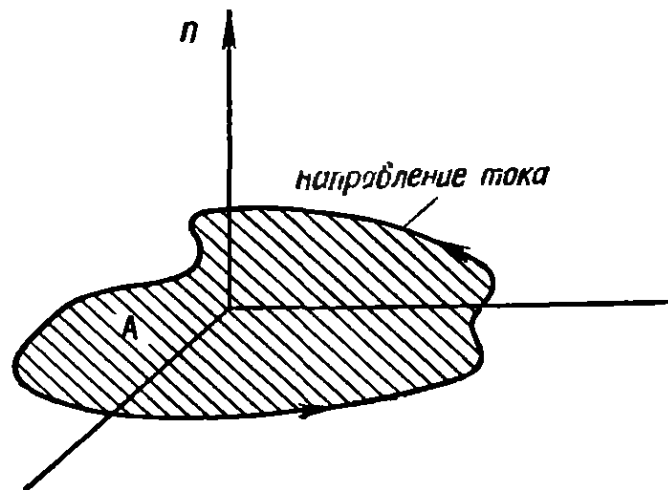
Так как система стремится принять конфигурацию, соответствующую наименьшему значению потенциальной энергии, магнитный момент μ системы стремится установиться вдоль \mathbf{B} . Если электрический ток I образует на плоскости замкнутую петлю, внутри которой заключена площадь A (рис. 4.27), то создаваемый им магнитный момент равен

$$\mu = IAn, \quad (4.82)$$

где \mathbf{n} — единичный вектор, перпендикулярный площади A . Это равенство справедливо независимо от формы петли. Магнитные моменты внутри атомов возникают как от движения электронов по замкнутым орбитам, так и от собственного спина электронов. Взаимодействие этих магнитных моментов с наложенным магнитным полем приводит к расщеплению энергетических уровней атома. Выше при рассмотрении дискретной природы энергетических уровней атома водорода (разд. 4.5) было отмечено, что для каждого значения главного квантового числа n может существовать n различных значений квантованного орбитального момента количества движения ($l = 0, 1, 2, \dots, n$) и $2l + 1$ возможных проекций каждого значения этого момента на произвольно выбранную ось ($m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$). Считая, что ось проекции направлена вдоль магнитного поля, и принимая во внимание только тот магнитный момент, который возникает от

РИС. 4.27. Магнитный момент электрического тока, образующего на плоскости замкнутую петлю.

\mathbf{n} — единичный вектор, перпендикулярный к плоскости A .



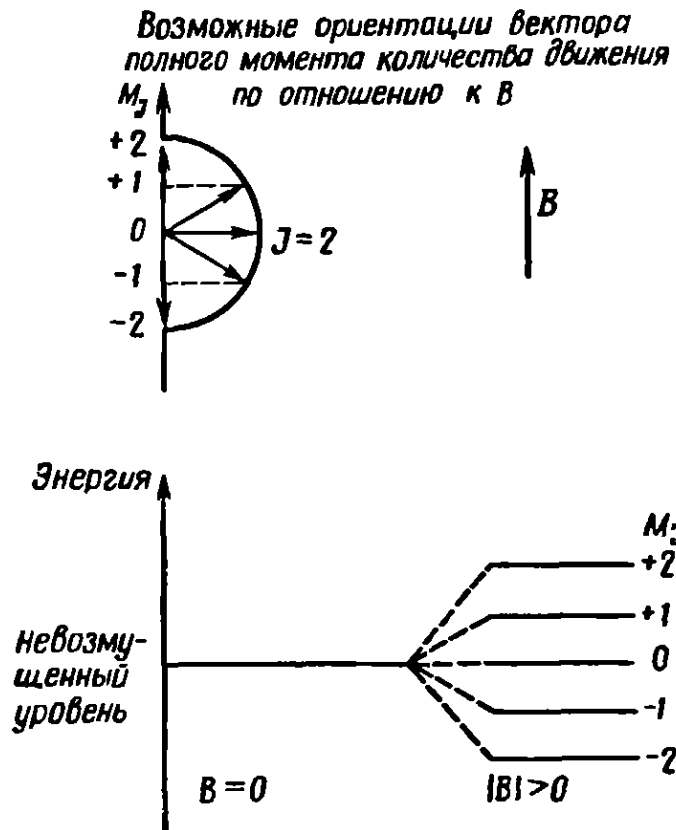


РИС. 4.28. Расщепление энергетических уровней атома в магнитном поле.

орбитального движения электронов, мы получим $2l + 1$ возможных значений энергии магнитного взаимодействия, так как $\mu \cdot B$ может принимать любое из возможных значений проекции μ на B (рис. 4.28). Численное значение расщепления энергетического уровня определяется выражением

$$\Delta \epsilon_M = \frac{1}{2} \left(\frac{ehB}{2\pi m_e} \right) M_J g, \quad (4.83)$$

где M_J включает вклады, вносимые в μ и орбитальным движением электрона, и его спином. В общем случае полный момент количества движения многоэлектронного атома представляет собой векторную сумму вектора суммы спинов отдельных электронов и вектора суммы орбитальных моментов отдельных электронов; ему соответствует квантовое число J . А M_J — это возможная квантованная проекция полученного таким путем полного момента количества движения на произвольно выбранную ось. Следовательно, квантовые числа J и M_J аналогичны использованным выше квантовым числам l и m . Величина g называется фактором Ланде. Этот фактор есть безразмерная величина, близкая к единице, которая является коэффициентом пропорциональности между магнитным моментом и моментами количества движения — орбитальным и спиновым. Сложный множитель пропорциональности, связывающий $\Delta \epsilon_M$ и B в (4.83), можно вычислить теоретически, а во многих случаях и определить из эксперимента.

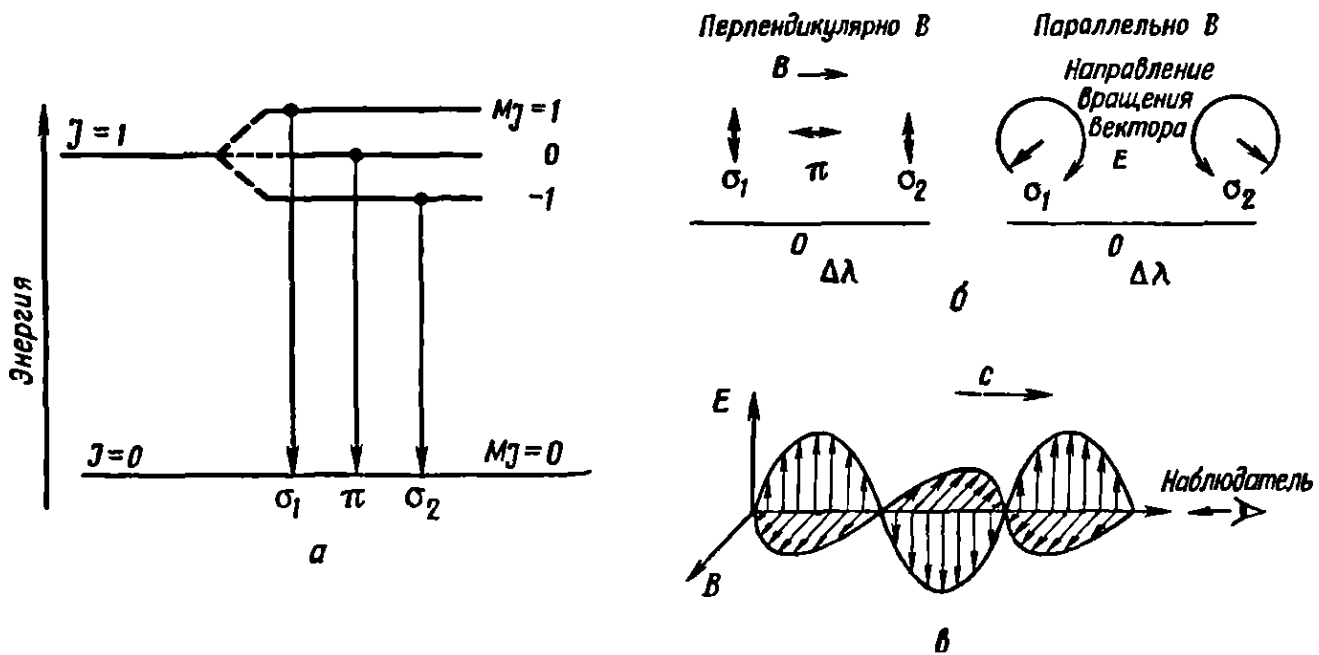


РИС. 4.29. Поляризация линий, расщепленных эффектом Зеемана.

a — нормальный эффект Зеемана. *б* — Поляризация электрического вектора излучения при наблюдении в разных направлениях по отношению к магнитному полю \mathbf{B} *в* — электрическое и магнитное поля линейно поляризованной электромагнитной волны. Колебания полей \mathbf{E} и \mathbf{B} распространяются к наблюдателю со скоростью c .

Направление магнитного поля можно определить по поляризации спектральных линий, возникающих при переходах между расщепленными энергетическими уровнями. Самая простая картина расщепления наблюдается в случае так называемого нормального эффекта Зеемана, показанного на рис. 4.29 (см., например, у Зирина [27]). Если мы смотрим в направлении, перпендикулярном магнитному полю \mathbf{B} , то видим несмещенную линию, называемую компонентой π , которая линейно поляризована параллельно полю. Это означает, что в электромагнитной волне, распространяющейся по направлению к наблюдателю, электрическое поле изменяется со временем синусоидально, причем колебания совершаются в направлении, параллельном \mathbf{B} (рис. 4.29). На рис. 4.29, *б* σ_1 и σ_2 — две линии, отделившиеся от несмещенной линии, линейно поляризованные в направлении, перпендикулярном \mathbf{B} . Суммарное излучение, испускаемое при переходах из верхнего состояния в нижнее, должно быть неполяризованным, как в отсутствие возмущения. Следовательно, интенсивность компоненты π должна быть вдвое больше интенсивности каждой из компонент σ . Если же мы наблюдаем в направлении, параллельном магнитному полю, то совсем не видим компоненты π , а видим две компоненты σ , поляризованные по кругу в противоположных направлениях (рис. 4.29, *б*). Поляризация по кругу означает, что вектор электрического поля электромагнитной волны постоянен по абсолютной величине, но вращается вокруг направления распространения либо по часовой

стрелке, либо против. Поскольку энергия фотона равняется hc/λ , ее изменение (вследствие эффекта Зеемана) составляет $(hc/\lambda^2)\Delta\lambda_M$. Подставив это выражение в левую часть (4.83), мы получим

$$\Delta\lambda_M = \frac{1}{2} \left(\frac{eB}{2\pi m_e c} \right) \lambda^2 M_j g = 4,67 \cdot 10^{-13} \lambda^2 M_j g B \text{ \AA}, \quad (4.84)$$

где λ выражено в \AA , а B — в гауссах. Если $M_j g = 1$, $\lambda = 7000 \text{ \AA}$ и $\Delta\lambda_M = 0,1 \text{ \AA}$, то B должно равняться 4370 Гс. Следовательно, зеемановское расщепление можно непосредственно наблюдать обычными средствами только в сильных магнитных полях очень крупных солнечных пятен, так как в остальных случаях оно оказывается за пределами спектральной разрешающей способности приборов. Однако в магнитографах, использующих эффект Зеемана для построения карт солнечных магнитных полей, эта трудность обходится и очень удачно: с их помощью можно измерять слабые поля вплоть до 1 Гс.

4.8. ОТСУТСТВИЕ ЛОКАЛЬНОГО ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО РАВНОВЕСИЯ

Основная цель нашего исследования фотосферы заключается в том, чтобы установить связь между наблюдаемыми характеристиками солнечного излучения и физическими свойствами солнечной атмосферы. В интенсивностях и профилях линий поглощения солнечного спектра заключено, как мы могли убедиться, огромное количество информации. Мы полагали, что наша задача состоит, вообще говоря, в определении температуры, плотности, химического состава и турбулентной скорости для каждого уровня солнечной атмосферы. Однако в действительности физика солнечной атмосферы гораздо сложнее. В частности, для устранения очевидных противоречий необходимо пересмотреть, вправе ли мы пользоваться понятием температуры. Например, ядра сильных линий возникают в хромосфере, где градиент температуры положителен, и в их свете должно было бы наблюдаться увеличение яркости к краю солнечного диска. Однако в свете ядер $\text{H}\alpha$ и Ca K (рис. 2.14, 2.15 и 2.17) наблюдается прямо противоположное явление — потемнение к краю. Кроме того, температура излучения в ядрах этих сильных линий значительно ниже температуры газа в той области, где они образуются. Следовательно, функцию источника в линии S'_λ нельзя представлять формулой Планка для кинетической температуры газа. И вообще образование линий поглощения над фотосферой невозможно считать процессом, протекающим в условиях локального термодинамического равновесия. Чтобы найти истинную зависимость функции источника от свойств газа, нам при-

дется исследовать каждый отдельный физический механизм, связанный с испусканием или поглощением излучения. Мы убедимся, что переменные, определяющие функции источников, сами являются функциями интенсивности окружающего излучения, а это приводит к системе нелинейных уравнений. Это делает нашу задачу описания и интерпретации данных крайне сложной. Однако тщательный анализ реальных физических процессов, происходящих в солнечном веществе, часто сам по себе дает возможность понять фундаментальные закономерности.

Термодинамическое равновесие, локальное термодинамическое равновесие и отсутствие локального термодинамического равновесия

Когда мы считаем, что вещество находится в состоянии термодинамического равновесия, мы тем самым предполагаем, что распределение каждого типа частиц, содержащихся в газе, а также всех фотонов по различным доступным для них состояниям энергии (кинетической, возбуждения, ионизации и т. д. и энергиям фотонов) является статистически наиболее вероятным. Если известен химический состав газа и его полная энергия, то наиболее вероятные распределения устанавливаются однозначно. Все эти распределения являются функциями температуры, которая пропорциональна средним значениям энергии фотонов и частиц газа, одинакова для поля излучения и для газа и пространственно однородна. Когда температура перестает быть пространственно однородной, мы вначале пытаемся сохранить предположение о термодинамическом равновесии, но теперь только в локальном масштабе (локальное термодинамическое равновесие). Это означает, что в каждой точке рассматриваемой области частицы и фотоны в полной мере взаимодействуют с соседними частицами и фотонами и их средние параметры в соседних точках мало различаются между собой. Средняя длина свободного пробега всех частиц и фотонов считается значительно меньшей, чем соответствующие характерные расстояния, на которых изменяются свойства вещества. Однако предположение о локальном термодинамическом равновесии в строгом смысле не является правильным даже для солнечного ядра, так как генерируемые там нейтрино уходят из Солнца, не взаимодействуя с окружающим веществом. Тем более невозможно ожидать локального термодинамического равновесия в фотосфере, где средняя длина свободного пробега фотона имеет тот же порядок величины, что и шкала высот для давления. Все же мы допускаем, что оно там есть, так как это предположение очень упрощает вычисления и дает возможность наметить основные направления исследований. Для слабых спектральных линий,

образующихся в нижних слоях фотосферы, согласие между результатами вычислений и данными наблюдений достаточно хорошее.

В теории локального термодинамического равновесия для определения населенности возбужденных состояний и состояний ионизации используются соответственно формула Больцмана и уравнение Саха, а функция источника принимается равной функции Планка $B_\lambda(T)$, где T — локальная равновесная температура. Сравнительно несложен тот случай отклонения от локального термодинамического равновесия, когда равновесную температуру приходится заменять на T_e — кинетическую температуру электронов, отличающуюся от температуры излучения. Это по существу равнозначно предположению, что все процессы, определяющие населенность возбужденных состояний и состояний ионизации, регулируются столкновениями тяжелых частиц с электронами. Относительно высокие тепловые скорости и большие эффективные сечения электронов способствуют частым столкновениям, и такое предположение нередко бывает вполне оправданным. Если степень ионизации газа невелика, а вероятности соответствующих процессов определяются столкновениями между тяжелыми частицами, то вместо T_e следует использовать кинетическую температуру тяжелых частиц. Это простое отклонение от состояния строгого локального термодинамического равновесия часто используют даже в качестве определения этого состояния. Когда частоты процессов возбуждения и дезактивации перестают регулироваться столкновениями, т. е. наступает состояние полного отсутствия локального термодинамического равновесия, приходится прибегать к анализу элементарных процессов. Быстрая утечка излучения из фотосферы сильно нарушает свойственный состоянию локального термодинамического равновесия баланс между процессами возбуждения и дезактивации, и лучшее, что мы можем сделать, — это ввести предположение о состоянии статистического равновесия. Последнее означает, что в каждой точке газа частота возникновения какого-либо состояния равняется частоте его исчезновения. Поскольку теперь мы вынуждены определять частоту каждого отдельного процесса, а не только параметр T_e , мы попадаем в зависимость от не очень хорошо известных постоянных, входящих в соответствующие выражения.

Из-за сложности вычислений, которые приходится выполнять в случае отсутствия локального термодинамического равновесия, важно заранее ясно представлять себе наши цели и методы их достижения. Мы стараемся определить $I_\lambda(0, \theta)$ — интенсивность излучения, испускаемого атмосферой Солнца, как функцию атомных параметров и свойств солнечного вещества, изменяющихся вдоль радиуса. Из выражения (4.38) видно, что

это эквивалентно определению величин η_λ , S_λ^c и S_λ^l как функций τ_λ^c и установлению зависимости между τ_λ^c и r через κ_λ^c . В нижних слоях фотосферы, где справедливо предположение о локальном термодинамическом равновесии, основной вклад в S_λ^c — функцию источника для непрерывного излучения вносят отрицательные ионы водорода H^- . Здесь функцию S_λ^c можно считать равной $B_\lambda(T_e)$, а отношение N_H/N_{H^-} вычисляется по уравнению Саха для температуры T_e , определяющей значение κ_λ^c .

Большую часть сведений о свойствах нижних слоев солнечной атмосферы мы получаем из линий поглощения. Для сильных линий, для которых $\eta_\lambda S_\lambda^l \gg S_\lambda^c$ и $\eta_\lambda \gg 1$, выражение (4.38) можно заменить приближенным:

$$I_\lambda(0, \theta) \approx \int_0^\infty S_\lambda^l \exp(-\tau_\lambda^l / \cos \theta) d\tau_\lambda^l / \cos \theta. \quad (4.85)$$

Поэтому в дальнейшем мы сосредоточим наше внимание на функции источника $S_\lambda^l(\tau_\lambda^l)$ для линии, не забывая, впрочем, и о том, что необходимо определить также κ_λ^l , для того чтобы связать S_λ^l с геометрической высотой в атмосфере. Мы будем стараться главным образом выяснять физическую сущность механизмов, определяющих значение S_λ^l , и умолчим об ужасающей сложности математических вычислений.

Функция источника для спектральной линии

Общее выражение для S_λ^l можно вывести из выражений для коэффициентов поглощения и излучения, так как $S_\lambda^l = j_\lambda^l / \kappa_\lambda^l$. Энергия, поглощаемая в линии, равняется разности между энергией, потраченной на фотовозбуждение, и энергией вынужденного излучения, т. е.

$$\kappa_\lambda^l = (N_l B_{lu} - N_u B_{ul}) \phi(\lambda) hc / \lambda, \quad (4.86)$$

где N_l и N_u — концентрации атомов, находящихся на нижнем и верхнем уровнях соответственно, а $\phi(\lambda)$ — профиль линии поглощения, нормированный к 1:

$$\int_{\lambda^-}^{\lambda^+} \phi(\lambda) d\lambda = 1,$$

hc/λ — разность энергий двух уровней, участвующих в переходе, B_{lu} — эйнштейновский коэффициент для поглощения, определяющий вероятность переходов с нижнего уровня на верхний ($l \rightarrow u$), рассчитанный на один атом в состоянии l и на единицу интенсивности I_λ ; B_{ul} — эйнштейновский коэффициент отрицательного поглощения, т. е. вынужденного излучения, определяющий соответственно вероятность переходов $u \rightarrow l$. Энергия, поступающая в поле излучения благодаря спонтанному излучению, составляет

$$j_\lambda^l = N_u A_{ul} \chi(\lambda) hc/4\pi\lambda, \quad (4.87)$$

где A_{ul} — эйнштейновский коэффициент для спонтанного излучения, рассчитанный на один атом в состоянии u , $\chi(\lambda)$ — профиль линии излучения, также нормированный к единице, а множитель $hc/4\pi\lambda$ — количество энергии, излучаемой при каждом переходе в телесный угол, равный 1 стерадиану. Предполагается, что эйнштейновские коэффициенты для поглощения и излучения изотропны. Используя полученные выражения, мы можем представить функцию источника для линии в виде

$$S_\lambda^l = \frac{N_u A_{ul} \Psi(\lambda)}{4\pi (N_l B_{lu} - N_u B_{ul})}, \quad (4.88)$$

где $\Psi(\lambda)$ — отношение профилей линий излучения и поглощения.

Это обобщенное выражение для S_λ^l можно привести к более привычной форме, используя соотношения, связывающие эйнштейновские коэффициенты. Поскольку эти коэффициенты — атомные параметры, не зависящие от поля излучения и распределения частиц по энергетическим состояниям, можно найти их значения для относительно простого случая — состояния термодинамического равновесия. При термодинамическом равновесии частота актов поглощения равняется сумме частот актов спонтанного и вынужденного излучений, интенсивность I_λ задается функцией Планка $B_\lambda(T)$, а отношение N_u/N_l определяется формулой Больцмана. Следовательно,

$$N_l B_{lu} B_\lambda(T) = N_u [A_{ul}/4\pi + B_{ul} B_\lambda(T)], \quad (4.89)$$

где

$$\frac{N_u}{N_l} = \frac{g_u}{g_l} \exp(-hc/\lambda kT)$$

и

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} [\exp(hc/\lambda kT) - 1]^{-1}.$$

Используя эти соотношения, а также то обстоятельство, что эйнштейновские коэффициенты не должны зависеть от T , можно

без труда показать, что

$$g_l B_{lu} = g_u B_{ul} \quad (4.90)$$

и

$$B_{ul} = \frac{\lambda^5}{8\pi h c^2} A_{ul}. \quad (4.91)$$

Таким образом, функция источника для линии может быть представлена в виде

$$S_\lambda^l = \frac{2hc^2/\lambda^5}{\frac{g_u N_l}{g_l N_u} - 1} \Psi(\lambda). \quad (4.92)$$

Отсутствие локального термодинамического равновесия может изменить в выражении (4.92) только отношения N_l/N_u и $\Psi(\lambda)$, поэтому оно исключительно удобно для изучения процесса образования линий в неравновесном состоянии.

Введем температуру возбуждения T_{ex} , которая определяется из соотношения

$$\frac{N_u}{N_l} = \frac{g_u}{g_l} \exp(-hc/\lambda k T_{ex}), \quad (4.93)$$

т. е. играет ту же роль, что T_e для состояния локального термодинамического равновесия. Если $\Psi(\lambda) = 1$, то

$$S_\lambda^l = \frac{2hc^2/\lambda^5}{\frac{g_u N_l}{g_l N_u} - 1}, \quad (4.94)$$

или

$$S_\lambda^l = B_\lambda(T_{ex}). \quad (4.95)$$

Смысл полученного выражения в том, что мы свели все, что нам не известно, в один параметр T_{ex} . Хотя это и маскирует до некоторой степени физический смысл, использование температуры возбуждения очень упрощает трактовку образования линий. Отклонения $\Psi(\lambda)$ от единицы практически редко бывают значительными, т. е. профили линии поглощения и излучения — естественные и расширенные вследствие эффекта Доплера и давления — не сильно отличаются друг от друга.

Важная особенность функции источника (4.94) состоит в ее слабой зависимости от длины волны в пределах линии. Наблюдаемые профили линий обусловлены преимущественно зависимостью κ_λ^l и, следовательно, τ_λ^l от $\Delta\lambda$. Однако, даже если S_λ^l почти постоянна на данной высоте, разные части профиля линии образуются на разных высотах, где S_λ^l , вообще говоря, не одинакова.

Выражение (4.94) дает возможность объяснить упомянутое выше противоречие — потемнение к краю солнечного диска в свете линий, образующихся в хромосфере, где градиент температуры положителен. Потемнение к краю означает, что функция источника S_{λ}^l и, следовательно, отношение N_u/N_l убывают с высотой. Если бы населенность возбужденных уровней определялась только столкновениями, это было бы не так, потому что T_e возрастает с высотой. Однако отношение N_u/N_l существенным образом зависит от частоты переходов $l \rightarrow u$ (т. е. актов поглощения), которая убывает с высотой, так как увеличивается доля фотонов, покидающих атмосферу. С другой стороны, переходы $u \rightarrow l$ происходят преимущественно спонтанно, и их число не может измениться из-за ускользания фотонов. В результате возбужденные уровни могут оказаться недонаселенными, а T_{ex} — значительно меньшей, чем T_e . И, поскольку S_{λ}^l убывает с высотой, мы наблюдаем потемнение к краю солнечного диска. Однако, как мы убедимся ниже, в некоторых ограниченных интервалах высот T_{ex} может возрастать с высотой, в результате чего возникает самообращение — эмиссионные ядра в линиях поглощения, например в линиях CaH и K и $Li\alpha$. Прежде чем рассматривать факторы, определяющие N_l и N_u , полезно установить зависимость между эйнштейновскими коэффициентами и введенной выше силой осциллятора f . С этой целью приравняем два выражения для количества энергии, поглощаемой единицей объема:

$$\left(\frac{hc}{\lambda}\right) I_{\lambda} N_l B_{lu} = I_{\lambda} N_l \int_0^{\infty} a_{\lambda} d\lambda. \quad (4.96)$$

Воспользовавшись соотношениями (4.49), (4.90), (4.91) и (4.96), получим

$$A_{ul} = 8\pi^2 \frac{g_l}{g_u} \frac{r_0 c}{\lambda_0^2} f. \quad (4.97)$$

Численно, например, для линии $H\alpha$ $f = 0,6408$ и $A_{32} = 4,3 \cdot 10^7$ с, что соответствует продолжительности жизни примерно $2 \cdot 10^{-8}$ с.

Возбуждение и дезактивация

Концентрация атомов, находящихся на данном энергетическом уровне, определяется в стационарном состоянии из условия равновесия между процессами, увеличивающими и уменьшающими населенность этого уровня. Эти процессы можно разделить на обусловленные столкновениями и обусловленные излучением. Рассмотрим, например, относительно простой слу-

чай — атом с двумя энергетическими уровнями. Частота переходов $l \rightarrow u$ должна быть равна частоте переходов $u \rightarrow l$:

$$\underbrace{[4\pi B_{lu} \langle J_\lambda \rangle]}_{\text{Поглощение}} + \underbrace{N_e C_{lu}}_{\substack{\text{Возбу-} \\ \text{ждение} \\ \text{столкно-} \\ \text{вениями}}} N_l = \underbrace{[A_{ul}]}_{\substack{\text{Спонтанное} \\ \text{излучение}}} + \underbrace{4\pi B_{ul} \langle J_\lambda \rangle}_{\substack{\text{Вынужденное} \\ \text{излучение}}} + \underbrace{N_e C_{ul}}_{\substack{\text{Деактивация} \\ \text{столкно-} \\ \text{вениями}}} N_u. \quad (4.98)$$

Здесь $\langle J_\lambda \rangle$ — значение I_λ , осредненное по всем направлениям и по профилю коэффициента поглощения:

$$\langle J_\lambda \rangle = \frac{1}{4\pi} \int_{\lambda^-}^{\lambda^+} \varphi(\lambda) d\lambda \int_{4\pi} \mathbf{I}_\lambda \cdot d\omega, \quad (4.99)$$

т. е. величина, введенная выше выражением (4.43). Постоянные C_{lu} и C_{ul} , определяющие вероятность столкновений — коэффициенты вероятности, не зависят от концентрации частиц и плотности излучения. И, наконец, мы считаем, что ударное возбуждение и ударная деактивация обусловлены преимущественно столкновениями с электронами. Кроме условия (4.98), определяющего баланс частоты переходов, должно выполняться условие неизменности полного числа частиц данного рода во всех состояниях возбуждения и ионизации. Для нашего двухуровневого атома неизменность полного числа частиц означает просто, что $N_l + N_u = \text{const}$. Уравнение (4.98) иллюстрирует связь между процессами, обусловленными столкновениями и обусловленными излучением. Сравнение относительной величины разных членов этого уравнения дает возможность выявить степень преобладания одного типа процессов над другим. Однако, прежде чем приступать к такому сравнению, исследуем члены, обусловленные столкновениями.

Вероятность того, что в результате столкновения с электронным атом перейдет из состояния l в состояние u , равняется отношению скорости электрона и атома (по существу это v_e), деленной на среднюю длину свободного пробега электрона для возбуждающих столкновений $1/N_l Q_{lu}$. Здесь Q_{lu} — эффективное сечение столкновений электрон — атом для перехода $l \rightarrow u$ является функцией v_e . Осреднение по всем скоростям электронов дает

$$C_{lu} = \int_{v_e^{\text{min}}}^{\infty} v_e Q_{lu}(v_e) f(v_e) dv_e, \quad (4.100)$$

где $f(v_e)$ — максвелловское распределение скоростей электронов, нормированное к единице (4.55). Скорость v_e^{min} соответствует минимальной кинетической энергии электрона, достаточ-

ной для обеспечения перехода $l \rightarrow u$:

$$\frac{m_e}{2} (v_e^{\min})^2 = \frac{hc}{\lambda}. \quad (4.101)$$

Следовательно,

$$C_{lu} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} V_0 e^{-\zeta_m} \int_0^{\infty} (\zeta + \zeta_m) Q_{lu}(\zeta) e^{-\zeta} d\zeta, \quad (4.102)$$

где $V_0 = (2kT_e/m_e)^{1/2}$, $\zeta = (m_e v_e^2/2 - hc/\lambda)/kT_e$ — безразмерная переменная, определяющая энергию, а $\zeta_m = hc/\lambda kT_e$. Если $hc/\lambda kT \gg 1$, то вероятность C_{lu} определяется преимущественно множителем $\exp(-hc/\lambda kT_e)$. Появление больцмановского множителя в условиях локального термодинамического равновесия, когда основная роль принадлежит столкновениям, объясняется тем, что при увеличении температуры возрастает по экспоненте число электронов, обладающих энергией, достаточной для возбуждения атома. Кроме того, коэффициент вероятности C_{lu} может иметь большие значения в тех случаях, когда энергетические уровни u и l расположены близко друг к другу (большая длина волны λ), например находятся вблизи континуума (рис. 4.21) или имеют одно и то же главное квантовое число. Вследствие большой вероятности переходов, вызываемых столкновениями, отношение населенностей двух уровней, мало различающихся по энергии, может определяться формулой Больцмана, даже если населенности основного уровня и континуума далеки от значений, соответствующих локальному термодинамическому равновесию.

Связь между коэффициентами вероятности C_{lu} и C_{ul} устанавливается так же, как и связь между эйнштейновскими коэффициентами, т. е. при рассмотрении случая термодинамического равновесия. В состоянии термодинамического равновесия прямые и обратные процессы уравновешены не только в целом — уравновешен каждый элементарный процесс в отдельности. Иначе говоря, частота переходов атома с одного энергетического уровня на другой, происходящих в результате действия некоторого механизма, равна частоте обратных переходов, обусловленных тем же механизмом, действующим в противоположном направлении. Этот принцип детального баланса дает возможность оценить коэффициент вероятности какого-либо процесса как функцию начальных значений энергии частиц, если уже известен коэффициент вероятности обратного процесса. В условиях термодинамического равновесия должен иметь место полный баланс между членами уравнения (4.98), обусловленными столкновениями, что дает

$$\frac{C_{lu}}{C_{ul}} = \frac{g_u}{g_l} \exp(-hc/\lambda kT_e). \quad (4.103)$$

Это соотношение правильно также при отсутствии локального термодинамического равновесия, если скорости электронов имеют максвелловское распределение. Из условия детального баланса элементарных процессов следует, что

$$g_l E Q_{lu}(E) = g_u [E - E_m] Q_{ul}(E - E_m), \quad (4.104)$$

где $E = (m_e/2)v_e^2$, $E_m = (m_e/2)(v_e^{\min})^2$ и $Q_{lu} = 0$ для $E < E_m$. Вероятность того, что электрон, обладающий энергией E , возбудит атом, находящийся на энергетическом уровне l , равна вероятности того, что атом, находящийся на уровне u , отдаст свою энергию возбуждения электрону с энергией $E - E_m$. Поскольку при столкновениях, приводящих к переходу $u \rightarrow l$, энергия электронов увеличивается на E_m , эти столкновения называют «сверхупругими». Из равенств (4.103) и (4.104) следует один важный результат: коэффициент вероятности C_{ul} в отличие от C_{lu} не содержит множителя $\exp(-hc/\lambda kT_e)$ и лишь очень слабо зависит от температуры. Дезактивацию могут произвести все электроны, так как в этом случае значение их энергии уже не должно превышать некоторого предела.

Из уравнения равновесного баланса (4.98) и условия неизменности полного числа атомов данного вида можно найти отношение N_l/N_u и вычислить по (4.94) *) функцию источника для линии. Для идеализированного атома, обладающего двумя или несколькими дискретными уровнями энергии (возбуждение) и континуумом (ионизация), функция источника для линии может быть представлена в виде

$$S_\lambda^l = \frac{\langle J_\lambda \rangle + \eta B_\lambda(T^*) + \epsilon B_\lambda(T_e)}{1 + \eta + \epsilon}. \quad (4.105)$$

Как мы сможем убедиться, такая форма записи функции источника наиболее удобна для исследования физических механизмов образования спектральных линий в условиях отсутствия термодинамического равновесия. Знаменатель $1 + \eta + \epsilon$ учитывает три возможных способа возвращения атома с верхнего энергетического уровня на нижний. Первый член пропорционален вероятности спонтанного излучения; он нормирован к единице. Второй член представляет возбуждение на более высокие уровни и ионизацию с верхнего уровня, сопровождающиеся возвращением на нижний уровень. Иначе говоря, первый член учитывает прямые переходы $u \rightarrow l$, сопровождающиеся излучением,

*) Более подробное рассмотрение неравновесного состояния газа и механизмов образования линий в условиях отсутствия локального термодинамического равновесия можно найти у Джеффриса [16] и Томаса и Атея [22].

а второй — все переходы $u \rightarrow l$, происходящие окольными путями. Третий член ϵ представляет прямую дезактивацию в результате столкновений:

$$\epsilon \approx N_e C_{ul} / A_{lu}. \quad (4.106)$$

В отличие от первого члена (единицы) η и ϵ учитывают процессы, при которых фотон не возвращается в поле излучения с длиной волны данной линии. Поэтому дробь $1/(1 + \eta + \epsilon)$ — это доля уходов с верхнего уровня, в результате которых появляются фотоны с длиной волны рассматриваемой линии.

В функцию источника S'_λ (4.105) вносят свой вклад три различных физических механизма. Первый член $\langle J_\lambda \rangle / (1 + \eta + \epsilon)$ обусловлен рассеянием, он учитывает те фотоны, которые, вызвав переход $l \rightarrow u$, немедленно возвращаются в поле излучения благодаря спонтанному излучению. Второй член $\eta B_\lambda(T^*) / (1 + \eta + \epsilon)$ — фотоэлектрический — учитывает фотоны, спонтанно испущенные атомами, возбужденными на верхний уровень флуоресценцией. Это означает, что атом, ионизованный с верхнего уровня непрерывным излучением (эффективным, так как в этом случае способность к поглощению не ограничена шириной линии), рекомбинирует обратно на верхний уровень, а затем, излучив фотон, спонтанно возвращается на нижний уровень. Здесь T^* — температура излучения. Последний член, $\epsilon B_\lambda(T_e) / (1 + \eta + \epsilon)$ учитывает спонтанное излучение с верхнего уровня после прямого возбуждения столкновением.

Рассеяние фотонов

В выражении (4.105) для функции источника член, обусловленный рассеянием $\langle J_\lambda \rangle / (1 + \eta + \epsilon)$, учитывает фотоны, которые участвуют в переходах $l \rightarrow u \rightarrow l$. Если рассеяние когерентное, то можно заменить $\langle J_\lambda \rangle$ просто на J_λ . В этом случае функция источника S'_λ становится зависящей от длины волны. В спектральной линии, имеющей только естественную ширину и возникающей с основного уровня, рассеяние происходит когерентно по отношению к самому атому. Атом, возбужденный проходящим фотоном, должен вернуться на нижний уровень, имеющий бесконечную продолжительность жизни и соответственно вполне определенное значение энергии. Поэтому поглощенный и рассеянный фотоны обладают одним и тем же количеством энергии. Однако эффект Доплера делает рассеяние некогерентным, так как фотон, поглощенный движущимся атомом, может быть рассеян с равной вероятностью в любом направлении, т. е. в любой частоте в пределах профиля линии. Доплеровские сдвиги в длине волны поглощенного и рассеянного фотона не

одинаковы, что приводит к перераспределению фотонов по доплеровскому профилю. В случае полного перераспределения $S_{\lambda}^l = \langle J_{\lambda} \rangle$. Расширение вследствие давления, при котором промежутки времени между столкновениями значительно меньше, чем продолжительность жизни возбужденного состояния, также приводит к некогерентному рассеянию; длины волн поглощенного и испущенного фотонов не связаны между собой. В солнечной атмосфере рассеяние происходит, вообще говоря, некогерентно и полностью перераспределяет фотоны по профилю линии. Исключение составляют крылья резонансных линий, создаваемые естественным расширением.

Важным результатом такого перераспределения является то, что фотон стремится диффундировать не только в пространстве, но и по длине волны в направлении от центра линии, т. е. туда, где сопротивление его уходу из атмосферы меньше. Следовательно, если бы в солнечной атмосфере функция источника для линии создавалась только некогерентным рассеянием, все же возникали бы темные линии поглощения.

Спектральные линии, определяемые преимущественно фотоэлектрическими процессами

Профиль линии может принадлежать одному из двух отчетливо различающихся типов в зависимости от того, чем определяется в основном ее функция источника, — фотоэлектрическими процессами или столкновениями. Если $\eta B_{\lambda}(T^*) \gg \gg \epsilon B_{\lambda}(T_e)$, то S_{λ}^l определяется фотоэлектрическими процессами, а не столкновениями. Новые фотоны, излучаемые в линии, создаются механизмом флуоресценции. Кроме того, поскольку $B_{\lambda}(T_e)$ обычно имеет тот же порядок величины или значительно превосходит $B_{\lambda}(T^*)$, то отношение ϵ/η должно быть намного меньше единицы. Уход с верхних уровней происходит преимущественно вследствие спонтанного излучения и фотоэлектрического поглощения, дезактивация столкновениями играет пренебрежимо малую роль. Существенная особенность линий, определяемых фотоэлектрическими процессами, состоит в том, что их функции источника зависят не от локальной электронной температуры, а от электронной температуры тех, значительно более глубоких, слоев, где возникает непрерывное излучение, ответственное за флуоресценцию. Отношение N_u/N_l больше соответствует низкотемпературному непрерывному излучению фотосферы, чем высокой электронной температуре хромосферы. Этот эффект плюс утечка фотонов сказываются на функции источника, монотонно убывающей с высотой в атмосфере, и на интенсивности образующейся линии, также монотонно убывающей по направлению к центру линии. Разделение функций источ-

ника на определяемые столкновениями и определяемые фотоэлектрическими процессами не означает, конечно, что существует резкое и полное разграничение между этими двумя типами функций. Эта классификация всего лишь выделяет основной процесс. Функции источника, которые мы относим к определяемым фотоэлектрическими процессами, могут также в значительной степени зависеть от столкновений. Для линий, определяемых столкновениями, справедливо обратное. Классификация функций источника для резонансных линий идеализированных атомов и ионов с двумя энергетическими уровнями в солнечном спектре приведена в табл. 4.2.

Вообще говоря, очевидно, что относительно низкотемпературный поток непрерывного излучения фотосферы может играть основную роль в возбуждении и дезактивации верхних уровней только тогда, когда энергии возбуждения и ионизации невелики. Однако хотя энергии возбуждения и ионизации $H\text{I}$ (10,2 и 13,6 эВ) явно соответствуют типу 1, серия Бальмера отнесена к типу 3. Это сделано потому, что для переходов $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$ и т. д. эффективным основным уровнем служит первый возбужденный уровень водорода (энергии возбуждения и ионизации 1,9 и 3,4 эВ соответственно), а в области, где образуются линии Бальмера, осуществляется детальный баланс между основным и первым возбужденным уровнем водорода.

В качестве примера функции источника, определяемой фотоэлектрическими процессами (тип 3), рассмотрим линию $H\alpha$. Ее наблюдаемый профиль приведен на рис. 4.30, где отмечены переходы от ядра, расширенного эффектом Доплера, к крыльям, образованным естественным расширением. Зависимость кинетической температуры и температуры возбуждения для $H\alpha$, $H\beta$ и $H\gamma$ от $\tau_{\lambda_0}(H\alpha)$ показана на рис. 4.31. Функция источника для непрерывного спектра — это $B_{\lambda}(T_e)$, а функции источников для линий — $B_{\lambda}(T_{ex})$. Высота слоя, где $\tau_{\lambda_0}(H\alpha) = 1$, составляет приблизительно 2500 ± 700 км (Уайт и Уилсон [26]). Монотонное убывание и возрастание разности между T_{ex} и T_e с высотой, характерные для линий, определяемых фотоэлектрическими процессами, хорошо видны на рис. 4.31. Согласно Уайту [25], неравенство $T_{ex} < T_e$ сохраняется до слоя, где оптическая глубина в центре $H\alpha$ равняется 30. При перемещении наружу через фотосферу в хромосферу, где заметно сказывается уход фотонов в окружающее пространство, роль фотоэлектрических процессов возбуждения и ионизации становится менее значительной и населенность энергетического уровня N_u становится меньше, чем она была бы при локальном термодинамическом равновесии. И в самом деле, отношение N_u/N_l убывает с высотой. Следовательно, функция источника S_{λ}^i тоже убывает с высотой, и мы

Таблица 4.2

Классификация функций источника S'_λ для резонансных линий атомов и ионов идеализированного атома с двумя энергетическими уровнями (по Томасу [21])

Тип	Энергии возбуждения (E_{12}) и ионизации (E_∞)	Примеры	ε/η	$\frac{\varepsilon V_\lambda(T_e)}{\eta B_\lambda(T^*)}$	Уход с верхнего уровня	Основной процесс, определяющий S'_λ
1	E_{12} и E_∞ велики (≥ 10 эВ)	HI, HeI, HeII и другие металлы	$\ll 1$	$\gg 1$	Спонтанное излучение + фотоэлектрическое поглощение	Столкновения
2	E_{12} мала (≈ 3 эВ) и E_∞ велика	CaII, MgII	$\gg 1$	$\gg 1$	Спонтанное излучение + дезактивация столкновениями	Столкновения
3	E_{12} и E_∞ малы (≤ 7 эВ)	NaI, MgI, AlI, KI, нейтральные металлы, HI серия Бальмера	$\ll 1$	$\ll 1$	Спонтанное излучение + фотоэлектрическое поглощение	Фотоэлектрические процессы

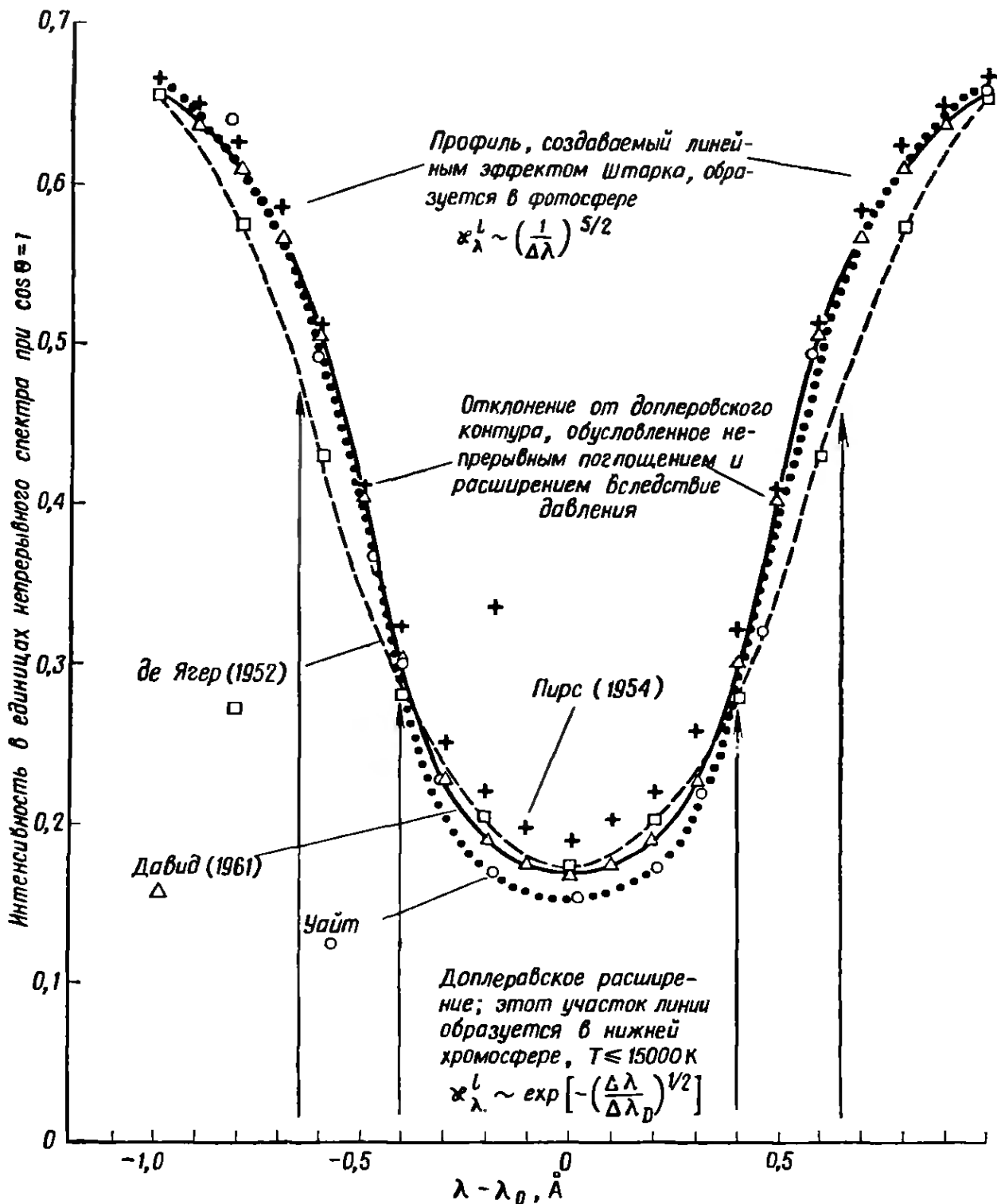


РИС. 4.30. Профиль линий Na для спокойного Солнца.

График построен Уайтом [24] по данным из четырех источников. Средняя высота образования центра линии составляет $2500 \pm 700 \text{ км}$ [26]. В хромосферной сетке эта высота должна быть больше, а в супергранулах вне сетки — меньше. В той части профиля, где $|\Delta\lambda| > 0,8 \text{ \AA}$, излучение возникает преимущественно в фотосфере.

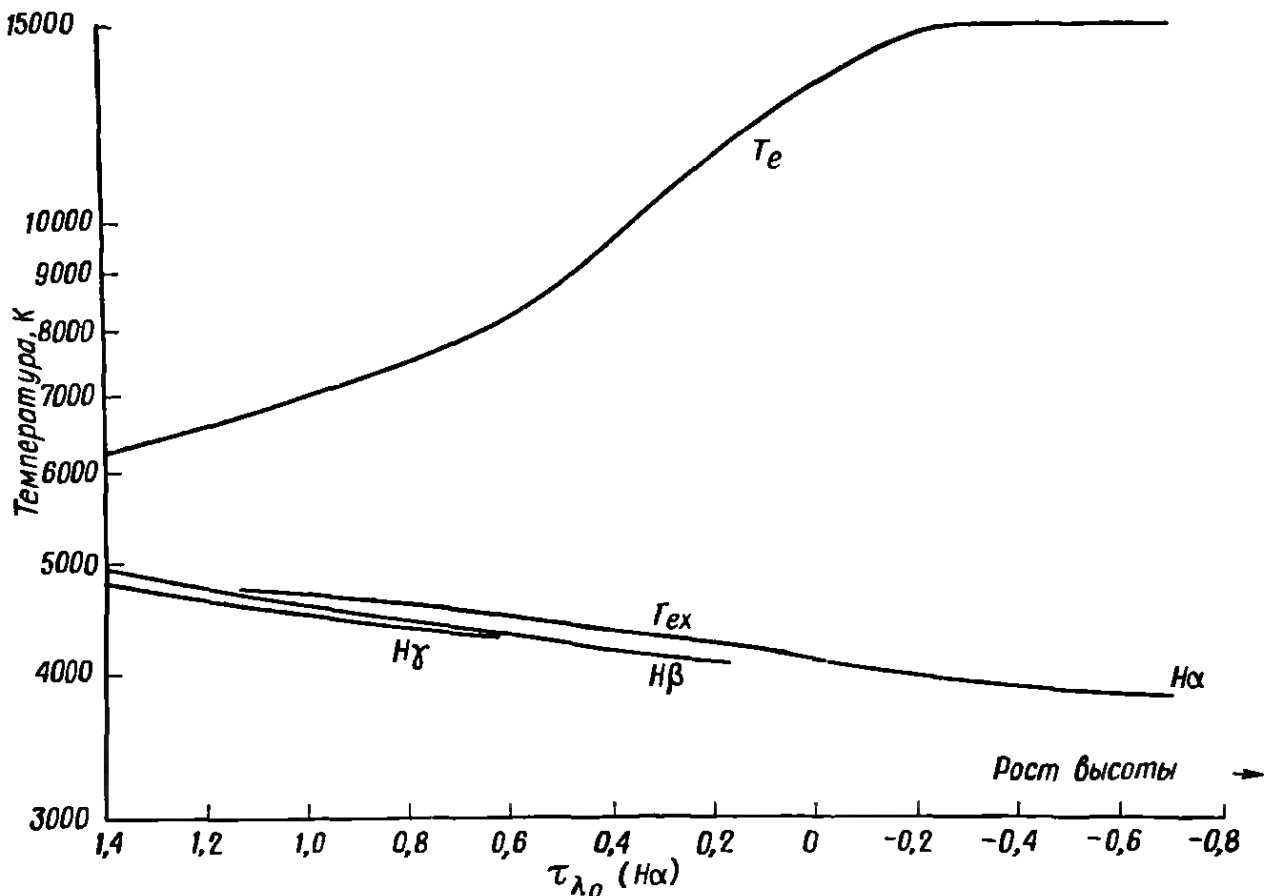


РИС. 4.31. Кинетическая температура и температура возбуждения для линий серии Бальмера.

Очевидно, что для линий, определяемых фотоэлектрическими процессами, расхождение между кинетической температурой $[S_{\lambda}^I = B_{\lambda}(T_e)]$ и температурой возбуждения $[S_{\lambda}^I = B_{\lambda}(T_{ex})]$ увеличивается с высотой. Мы видим также, что T_{ex} (т. е. S_{λ}^I) монотонно убывает с высотой; этим объясняется потемнение к краю солнечного диска и монотонное убывание $I_{\lambda}(H\alpha)$ по направлению к центру линии. Третье, на что следует обратить внимание, — это очень небольшое различие (в данной ограниченной области атмосферы) между функциями источника $B_{\lambda}(T_{ex})$ для трех рассматриваемых линий серии Бальмера.

(По Уайту [25].)

наблюдаем потемнение к краю солнечного диска и монотонное убывание интенсивности $I_{\lambda}(0, \theta)$ при приближении к центру линии.

Чем дальше мы продвигаемся в крылья линии $H\alpha$, тем больше перемещается вглубь — из хромосферы в фотосферу — область возникновения излучения. И, наконец, достигается уровень, где T_{ex} и T_e имеют одно и то же значение. Согласно Гомперцу и Хиндмаршу [13], $T_{ex}(H\alpha)$ и $T_{ex}(L\alpha)$ совпадают с T_e в области $0,2 \leq \tau_{\lambda}^c \leq 1,0$. В линии $H\alpha$ это соответствует расстоянию от центра по меньшей мере $1,3 \text{ \AA}$ (шесть доплеровских ширин для $T \approx 6000 \text{ K}$).

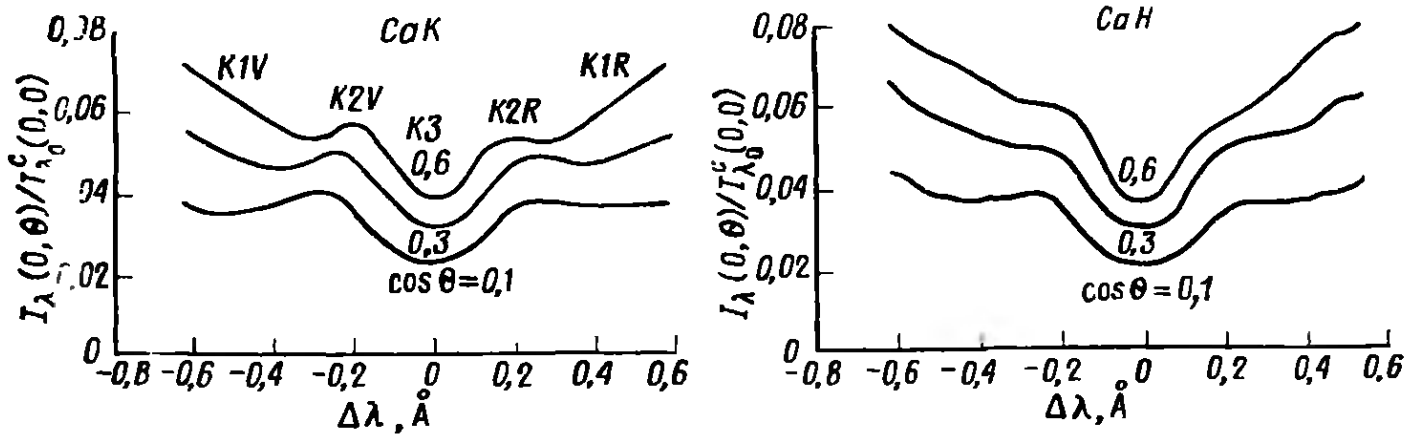


РИС. 4.32. Самообращение в ядрах линий CaK и H.

Интенсивность линий CaH и K, нормированная по отношению к интенсивности в центре линии для центра солнечного диска $I_{\lambda_0^c}(0, 0)$, нанесена на график в зависимости от расстояния до центра линии для трех значений расстояния от края диска. Следует обратить внимание на очень малые центральные интенсивности, 0,02–0,04, и эмиссионные пики на расстояниях $\pm 0,2 \text{ \AA}$ от центров линий. (По Зиркеры [28].)

Спектральные линии, определяемые преимущественно столкновениями

Если $\epsilon B_\lambda(T_e) \gg \eta B_\eta(T^*)$, то функция источника S_λ^i определяется не фотоэлектрическим поглощением, а столкновениями, и может обладать совершенно иными свойствами. Когда частота переходов в верхние энергетические состояния вследствие непосредственного возбуждения столкновениями $N_l C_{lu}$ перестает быть пренебрежимо малой, отношение N_u/N_l и, следовательно, функция S_λ^i начинают приближаться к значениям, соответствующим локальному термодинамическому равновесию при местном значении T_e . Поскольку в хромосфере T_e быстро возрастает с высотой, то S_λ^i может также возрастать на некотором участке высот над областью минимальной температуры. Формально это объясняется присутствием члена $\epsilon B_\lambda(T_e)$. Однако, в конце концов, этот член становится сравнимым, а затем и меньшим $\eta B_\lambda(T^*)$ из-за убывания N_e ($\epsilon = N_e C_{21}[T_e]/A_{21}$). С этого момента S_λ^i убывает с высотой вследствие значительной утечки фотонов и связанного с ней уменьшения члена $\eta B_\lambda(T^*)$. Наличие максимума в ходе функции $S_\lambda^i(h)$ проявляется в самообращении, наблюдаемом в ядрах сильных линий поглощения. В профилях слабых линий самообращения нет, так как они образуются преимущественно в фотосфере и нижней хромосфере, где еще нет быстрого возрастания T_e с высотой.

Линии H и K ионизованного кальция — две самые сильные линии поглощения в спектре Солнца (эквивалентные ширины 15 и 20 Å соответственно). Профили этих линий для нескольких значений расстояния от края солнечного диска приведены на

рис. 4.32. Хорошо заметны слабо выраженные у линии H и хорошо выраженные у K эмиссионные пики на расстояниях примерно $\pm 0,2 \text{ \AA}$ от центров линий. Большая интенсивность и присутствие эмиссии в ядре делают линию $\text{Ca } K$ наиболее удобной для наблюдения структуры хромосферы (см. рис. 2.15 и соответствующий разд. гл. 5). Центр этой линии, обозначаемый $K3$, образуется на высоте около 1800 км, эмиссионные пики $K2$ — примерно на 700 км, где $T_e \approx 7000 \text{ K}$, а части профиля $K1$, внешние по отношению к эмиссионным пикам, — в области минимума температуры и глубже (Атей [2]).

Ионизованный кальций Ca II имеет низкий потенциал возбуждения ($\approx 3 \text{ эВ}$) и высокий потенциал ионизации ($\approx 12 \text{ эВ}$), поэтому функция источника для его линий H и K относится к типу 2 (табл. 4.2). Следовательно, возникновение новых фотонов в этих линиях происходит преимущественно вследствие столкновений. Вычисленная функция источника для линии $\text{Ca } K$ приведена на рис. 4.33, она имеет характерный максимум в хромосфере. Конфигурация внешних электронов ионизованного магния Mg II подобна той, которую имеет Ca II ; резонансные линии H и K Mg II также относятся к типу 2. Функция источника и вычисленные профили линий $\text{Mg } H$, $\text{Mg } K$, а также график функции $B_\lambda(T_e)$ приведены на рис. 4.34. Эмиссионные пики в линиях H и K Mg II выражены еще заметнее, чем в линиях Ca II . Функции источника и профили линий связаны между собой следующим образом. В нижних слоях фотосферы преобладает локальное термодинамическое равновесие и $S_\lambda^i = B_\lambda(T_e)$. При переходе через минимум температуры, где уже сказывается уход фотонов, функция S_λ^i все еще остается тесно связанной с $B_\lambda(T_e)$ и изменяется параллельно ей. Степень этой связанности измеряется

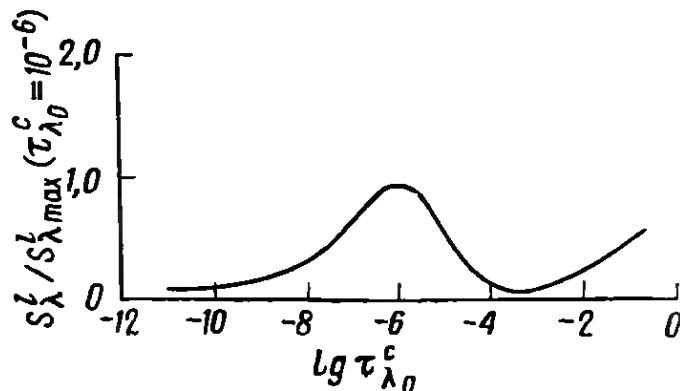


РИС. 4.33. Функция источника для линии $\text{Ca } K$.

Максимум при $\tau_{\lambda_0}^c \approx 10^{-6}$ соответствует эмиссионным пикам $K2$, образующимся на высоте около 700 км, где температура равняется 7000 К. Для $\tau_{\lambda_0}^c > 10^{-6}$ функция источника S_λ^i приближается к $B_\lambda(T_e)$ и отражает ход изменения температуры в области минимума. (По Атею и Скуманичу [4])

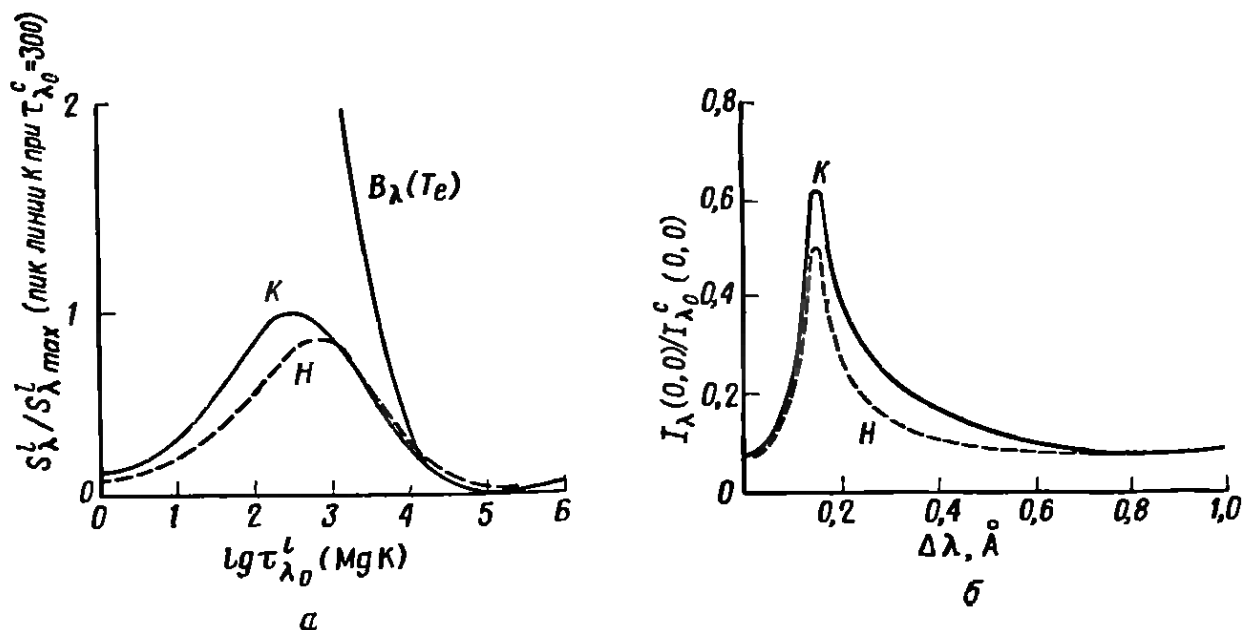


РИС. 4.34. Образование линий MgIIH и K.

а — функции источников для линий MgH и K; б — вычисленные профили линий MgIIH и K (По Атей и Скуманичу [3].)

величиной ϵ , которая прямо пропорциональна N_e и лишь слабо зависит от T_e . В хромосфере, в области резкого подъема температуры, S'_λ достигает максимума, соответствующего пикам K2. При дальнейшем перемещении вверх ее связь с $B_\lambda(T_e)$ становится слабой из-за убывания N_e , а уход фотонов приводит к тому, что отношение N_u/N_l и функция S'_λ снова убывают до малых значений, характерных для отсутствия локального термодинамического равновесия. Величина эмиссионных пиков на профилях линий зависит от градиента температуры, характера изменения с высотой параметра связи (ϵ), оптической глубины хромосферы и изменения с высотой профиля коэффициента поглощения (Атей и Скуманич [3]).

Для моделей солнечной атмосферы, которые дают удовлетворяющие наблюдениям профили линий H и K и их изменения от центра к краю, характерны малое значение температуры в минимуме (≈ 4200 K), очень быстрое возрастание температуры в хромосфере и большая оптическая толщина хромосферы в линиях H и K (Атей, Скуманич [3, 4], Дюмон [8, 9]). То, что нам удалось рассчитать такие модели и создать теорию, учитывающую отсутствие локального термодинамического равновесия, выводы которой достаточно хорошо согласуются с наблюдениями, является значительным шагом вперед. Однако наблюдаемая структура реальной солнечной атмосферы напоминает, что наши модели все еще содержат слишком много упрощений. Снимки Солнца в свете линии CaK, приведенные на рис. 2.15, о которых мы уже говорили выше, а также снимки в Na (рис. 2.17) позволяют судить о том, насколько сложна структура спокойного

Солнца. Очевидно, что вся поверхность Солнца пронизана многочисленными неоднородностями, которые следовало бы включить в наши модели. Кроме того, как мы убедимся в дальнейшем, атмосфера Солнца не статична — в ней существует несколько полей упорядоченных скоростей, создающих локальные доплеровские смещения в профиле коэффициента поглощения. Таким образом, правильное, соответствующее действительности описание излучения спокойного Солнца должно учитывать не только эффекты отсутствия локального термодинамического равновесия, но также неоднородность структуры и изменяющиеся во времени динамические явления.

В следующей главе мы рассмотрим поля упорядоченных скоростей в атмосфере Солнца и ее неоднородную структуру. Мы постараемся выяснить, как они сказываются на потоке солнечной энергии, движущемся из недр Солнца в межпланетное пространство.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Aller L. H.*, The Atmosphere of the Sun and Stars, Ronald Press, New York, 1963. (Русский перевод: *Л. Аллер*, Атмосферы Солнца и звезд, ИЛ, М., 1955.)
2. *Athay R. G.*, Emission Cores in *H* and *K* Lines, V. Asymmetries in *K₂* and *K₃*, *Solar Phys.*, **11**, 347—354 (1970).
3. *Athay R. G.*, *Skumanich A.*, Emission Cores in *H* and *K* Lines, I. The Optically Thick Chromosphere, *Solar Phys.*, **3**, 181—203 (1968)
4. *Athay R. G.*, *Skumanich A.*, Emission Cores in *H* and *K* Lines, IV. Center-to-Limb Variation, *Solar Phys.*, **4**, 176—184 (1968).
5. *Bonnet R. M.*, *Blamont J. E.*, Limb-Darkening Observations Between 1800 and 2900 Å, *Solar Phys.*, **3**, 64—81 (1968).
6. *Brandt J. C.*, *Hodge P. W.*, Solar System Astrophysics, McGraw-Hill, New York, 1964. (Русский перевод: *Дж. Брандт*, *П. Ходж*, Астрофизика солнечной системы, изд-во «Мир», М., 1967.)
7. *Chandrasekhar S.*, Radiation Transfer, Dover, New York, 1950. (Русский перевод: *С. Чандрасекар*, Перенос лучистой энергии, ИЛ, М., 1953.)
8. *Dumont S.*, Contribution to the Study of the Transition Zone Between the Photosphere and Chromosphere From the Resonance Lines of Ca II and Mg II, *Ann. Astrophys.*, **30**, 861—866 (1967).
9. *Dumont S.*, On the Interpretation of the Center-Limb Observations of Ca II Emission Cores, *Astron. Astrophys.*, **2**, 45—51 (1969).
10. *Eddy J. A.*, *Léna P. J.*, *MacQueen R. M.*, Far Infrared Measurement of the Solar Minimum Temperature, *Solar Phys.*, **10**, 330—341 (1969)
11. *Gingerich O.*, *de Jager C.*, The Bilderberg Model of the Photosphere and Low Chromosphere, *Solar Phys.*, **3**, 5—25 (1968).
12. *Gingerich O.*, *Noyes R. W.*, *Kalkofen W.*, *Cuny Y.*, The Harvard-Smithsonian Reference Atmosphere, *Solar Phys.*, **18**, 347—365 (1971).
13. *Gompertz G.*, *Hindmarsh W. R.*, The Interpretation of the Wing of the Solar Line H α , *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **142**, 97—112 (1969).
14. *Griem H. R.*, Plasma Spectroscopy, McGraw-Hill, New York, 1964
15. *Harris D. L.*, On the Line-Absorption Coefficient Due to Doppler Effect and Damping, *Astrophys. J.*, **108**, 112—115 (1948).
16. *Jefferies J. T.*, Spectral Line Formation, Blaisdell, Waltham, Mass., 1968.

17. *Labs D., Neckel H.*, The Radiation of the Solar Photosphere From 2000 Å to 100 μ , *Z. Astrophys.*, 69, 1—73 (1968)
18. *Parkinson W. H., Reeves E. M.*, Measurements in the Solar Spectrum Between 1400 and 1875 Å With a Rocket-Borne Spectrometer, *Solar Phys.*, 10, 342—347 (1969).
19. *Pauling L., Wilson E., Jr.*, Introduction to Quantum Mechanics, McGraw-Hill, New York, 1935.
20. *Pierce A. K., Waddell J.*, Analysis of Limb Darkening Observations, *Mem. Roy. Astron. Soc.*, 68, 89—112 (1961).
21. *Thomas R. N.*, The Source Function in a Non-Equilibrium Atmosphere, I. The Resonance Lines, *Astrophys. J.*, 125, 260—274 (1957).
22. *Thomas R. N., Athay R. G.*, The Physics of the Solar Chromosphere, Intersci., New York, 1961. (Русский перевод: *Р. Томас, Р. Атей*, Физика солнечной хромосферы, изд-во «Мир», М., 1965.)
23. *Warner B.*, Solar Curves of Growth for Neutral Iron, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 127, 413—427 (1964).
24. *White O. R.*, The Center to Limb Variation of H α , H β and H γ in the Solar Spectrum, Ph. D. dissertation, Univ. of Colorado, 1962.
25. *White O. R.*, On the Empirical Temperature Structure of the Solar Chromosphere, *Astrophys. J.*, 140, 1164—1169 (1964).
26. *White O. R., Wilson P. R.*, On the Height of Formation of H-Alpha in the Solar Chromosphere, *Astrophys. J.*, 146, 250—255 (1966).
27. *Zirin H.*, The Solar Atmosphere, Blaisdell, Waltham, Mass., 1966. (Русский перевод: *Г. Зирин*, Солнечная атмосфера, изд-во «Мир», М., 1969.)
28. *Zirker J. B.*, The Solar H and K Lines of Ionized Calcium, *Solar Phys.*, 3, 164—180 (1967).

ХРОМОСФЕРА

Мы начали построение модели Солнца со сферически симметричного солнечного ядра, где генерируют энергию реакции ядерного синтеза. Эта энергия переносится вследствие диффузии излучения и конвекции наружу и уходит в межпланетное пространство из очень тонкой фотосферы. Мы считали, что вещество Солнца однородно в каждом слое, т. е. что при фиксированном значении радиуса не меняется ни одно из его свойств. Однако даже для спокойного Солнца это неверно. Потоки газа, возникающие в конвективной зоне, создают в вышележащих слоях наблюдаемые неоднородности скорости, интенсивности излучения и напряженности магнитного поля. Основные поля упорядоченных скоростей, обнаруженные до сих пор, — это грануляция, супергрануляция и вертикальные колебания. Именно они определяют основные свойства солнечной атмосферы, создавая упорядоченную структуру магнитных полей и способствуя переносу нелучистой энергии в наружные слои атмосферы. Хотя эти поля скоростей присущи в основном спокойному Солнцу и их существование не зависит от солнечной активности, все же в некоторых ограниченных пределах процессы спокойного Солнца и процессы активности взаимодействуют между собой. Например, очень сильные магнитные поля солнечных пятен изменяют свойства гранул, а магнитные поля, диффундирующие в ходе цикла солнечной активности к полюсам, пробиваются сквозь ячейки супергрануляции (разд. 2.8).

Мы изменим теперь наше представление об однородности в том смысле, что будем считать однородными свойства полей упорядоченных скоростей, не причисляя их к локальным физическим свойствам солнечного вещества. Модели солнечной атмосферы, например гарвардско-смитсоновская стандартная атмосфера (HSRA), дают лишь грубые средние значения, которыми мы вынуждены пользоваться, пока неоднородность структуры не будет изучена настолько хорошо, чтобы ее можно было включать в расчеты. Процессы, создающие неоднородную структуру, нелинейны по самой своей природе, и при определе-

нии средних значений функций источника в реальной солнечной атмосфере необходимо учитывать флуктуации физических свойств вещества около средних значений.

В слое над фотосферой неоднородности скорости и структуры меняют свой характер и становятся гораздо более заметными. Однако даже преобладающие особенности структуры все еще непосредственно связаны с нижележащими полями скоростей. В фотосфере магнитные поля легко перетасовываются потоками газа. Однако выше, в менее плотной хромосфере, магнитные поля, мало отличающиеся по напряженности, сами управляют движениями газа и, следовательно, строением атмосферы. Хромосфера подобна легкой пене на поверхности турбулентной фотосферы, пене, связанной магнитными силами с динамикой нижележащих слоев. Спикулы — образования, которые напоминают языки пламени, выбрасывающиеся высоко в корону, — и сетка, наблюдаемая в хромосфере, могут служить доказательствами этой связи.

Конвективная турбулентность не только создает наблюдаемую неоднородность структуры вышележащих слоев атмосферы, она ответственна также за не вполне понятный стремительный рост температуры в хромосфере. Между солнечным ядром и фотосферой температура убывает в среднем со скоростью 23 К/км. А в хромосфере, на протяжении всего 2000 км, она подскакивает до 10^6 К со средней скоростью 500 К/км. Как было отмечено выше, это загадочное обстоятельство связано с механической энергией конвективных движений. Часть этой энергии диссипирует не там, где она генерируется, а распространяется вверх и диссипирует в разреженном веществе хромосферы и короны, способствуя резкому возрастанию температуры. Вследствие высокой температуры вещества слои, лежащие выше фотосферы, излучают преимущественно в ультрафиолетовой и далекой ультрафиолетовой областях спектра. Их излучение можно наблюдать непосредственно только во время солнечных затмений, когда Луна закрывает фотосферу и виден узкий серпообразный слой хромосферы. В этот момент фраунгоферовы линии, обычно наблюдаемые в поглощении, видны в эмиссии наряду с многочисленными ультрафиолетовыми линиями.

Поля скоростей в атмосфере Солнца мы пока не рассматривали и можем не делать различия между причиной и следствием. Макроскопические движения газа в конвективной зоне создают наблюдаемые поля скоростей. Последние в свою очередь создают четко выраженную структуру хромосферы и резкий подъем температуры. Пытаясь истолковать наблюдения, мы должны быть очень осторожны и не допускать подмены реальных трудностей интерпретации физическими моделями, кажущимися в данный момент правдоподобными и эстетически привлекательными.

В большинстве случаев детали поля скоростей и хромосферной структуры не наблюдались с такой разрешающей способностью — пространственной, временной и спектральной, — которая была бы достаточной для подтверждения существующих теорий. Поэтому, хотя при истолковании наблюдений и полезно иметь в виду какие-нибудь физические модели, эти модели все же следует рассматривать как пробные, подлежащие уточнению или замене при дальнейшем улучшении данных наблюдений.

5.1. ПОЛЯ УПОРЯДОЧЕННЫХ СКОРОСТЕЙ

Грануляция

Грануляция хорошо видна в белом свете, если разрешающая способность достигает нескольких секунд дуги, снимок грануляции приведен на рис. 5.1. Грануляция — это первая и самая заметная неоднородность структуры, обнаруживаемая на спокойном Солнце и потому больше всего изучавшаяся. Характеристики грануляции перечислены в табл. 5.1.

Гранулы имеют вид относительно ярких ячеек неправильной многоугольной формы, разделенных узкими темными дорожками. Среднее расстояние между ячейками составляет около 1800 км. Однако размеры ячеек, как можно видеть на рис. 5.2, довольно разнообразны, причем более яркие ячейки обычно крупнее (Намба и Димель [80]). Иногда между ячейками встречаются относительно большие темные промежутки, создается впечатление, что гранулы там отсутствуют. Эти темные промежутки характерны для грануляции. Их не следует путать с порами — тенями очень небольших пятен (диаметр меньше 1500 км, Симон и Вейсс [102]), не имеющих полутени. Поры темнее и существуют дольше, чем темные межгранульные промежутки (Брей и Лоухед [15]). Вследствие конвекции относительно более горячий газ поднимается снизу, образует яркую гранулу, излучает избыточную энергию, остывает и опять стекает вниз в темные относительно узкие промежутки между ячейками. То, что мы наблюдаем, — это верхушки конвективных ячеек, проникших в фотосферу. Картина грануляционных движений неустойчива, продолжительность жизни гранулы составляет в среднем 10 мин. За это время она угасает и разрушается или сливается с другой гранулой.

Определить среднюю разность температуры между центром ячейки и ее границей трудно. Результаты оценок очень различны — от 100 К (Брей и Лоухед [15]) до 2000 К (Уилсон [120, 121]), так как получаемое значение средней разности температуры зависит от точности измерения разности интенсивностей. А эти



РИС. 5.1а. Солнечная грануляция сфотографированная с поверхности Земли. Снимок сделан в белом свете. Он получен с помощью вакуумного телескопа обсерватории Сакраменто Пик и для наземного снимка исключительно удачен. Хорошо видна однородность грануляции на большом участке поверхности спокойного Солнца (По Данну)

измерения могут содержать большие ошибки, так как недостаточная разрешающая способность не дает возможности четко выделить узкие темные дорожки между гранулами и найти нижний предел интенсивности. В самом деле, при наблюдении в белом свете замывание изображения из-за беспокойства земной атмосферы может создать на снимках детали, похожие на те, которые обычно связываются с грануляцией (Мусман [78]). Поскольку турбулентность земной атмосферы и дифракция в оптике инструмента ограничивают разрешающую способность, для наблюдения самых мелких деталей грануляции приходится пользоваться большими вакуумными телескопами или поднимать большие телескопы за пределы земной атмосферы. Несколько снимков в белом свете с очень высоким разрешением были получены на высоте 24 км при помощи 12-дюймового телескопа, поднятого на аэростате (1957—1959 гг.).

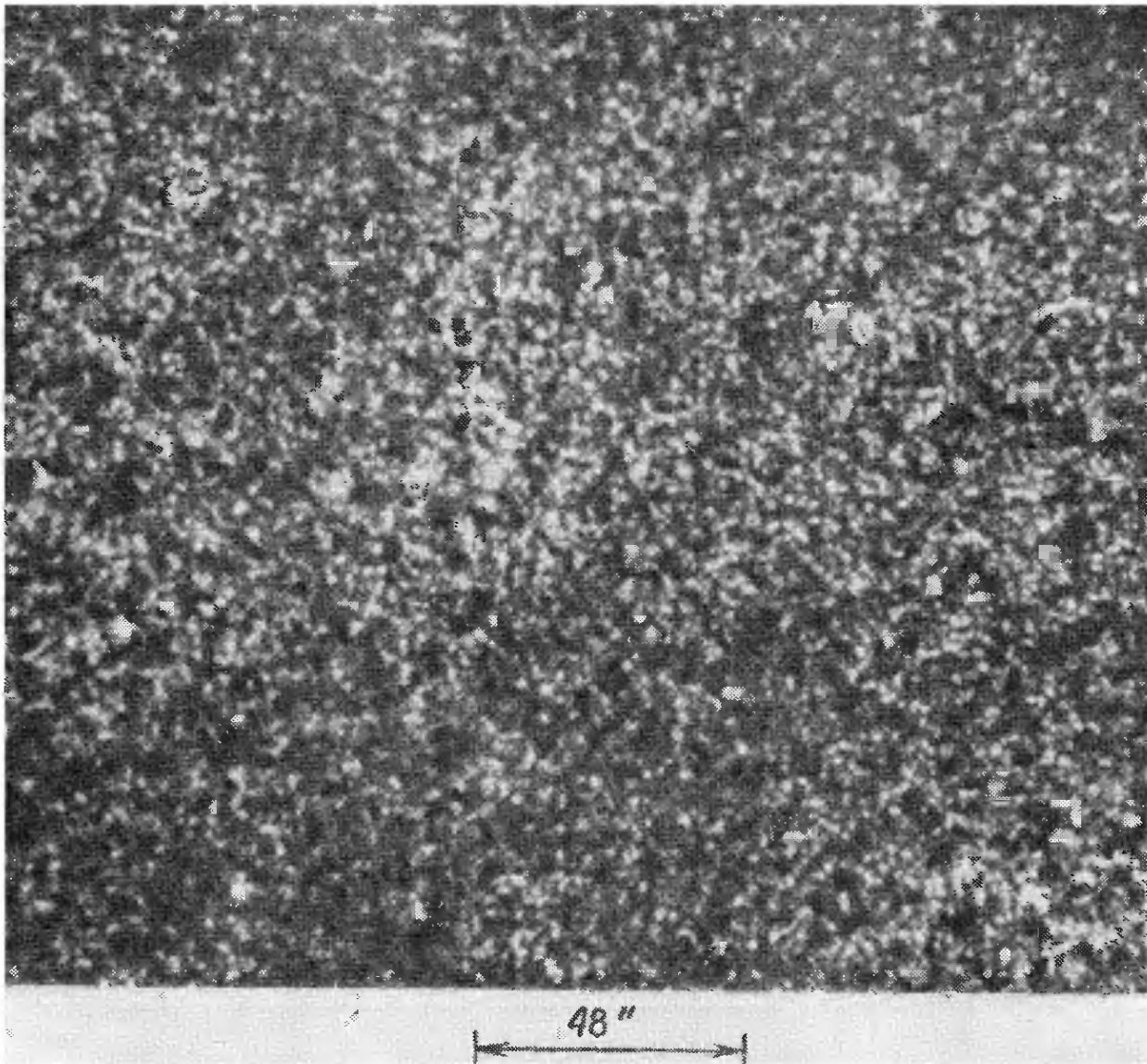


РИС. 5.16. Солнечная грануляция, сфотографированная с поверхности Земли.

Грануляция на большом спокойном участке солнечной поверхности. На этом снимке разрешение несколько меньше, чем на рис. 5.1, а, но все же для полученного с поверхности Земли он хорош. Отчетливо видны отдельные гранулы и разделяющие их темные промежутки. (По Смитту и Нолану, Солнечная обсерватория Локхид)

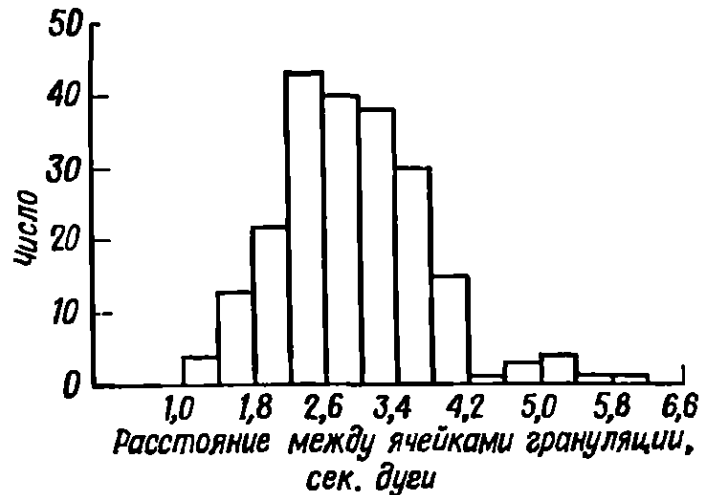
Оценки вертикальной скорости конвективных движений колеблются в пределах от $\sim 0,3$ до $3,0$ км/с. Скорость опускания на границах ячеек относительно высока, опускание наблюдается только в узких темных каналах. Точность определения скорости, так же как и разности температуры, ограничена недостаточной разрешающей способностью (в данном случае нужно было бы разрешение $0,1''$). На спектрограммах с высоким разрешением, подобных приведенной на рис. 5.3, видны доплеровские сдвиги, обусловленные движением гранул. Существует некоторая корреляция между сдвигами в синюю сторону (скорость, направленная вверх) и яркими площадками в белом свете. Однако в количественном выражении эта корреляция не

Таблица 5.1

Наблюдаемые свойства грануляции

	Значение	Источник
Среднее расстояние между ячейкамн	2000 км (2,7") 1800 км (2,5") 1100 км (1,5")	Маттиг и др [74], Лейтон [67] Брей и Лоухед [15] Намба и Днмель [80]
Ширина темной дорожки между гранулами	< 350 км (< 0,48") 250 км (0,34")	Брей и Лоухед [15] Лейтон [67] Намба и Днмель [80]
Средняя продолжительность жизни ячейки	10 мин 8,6 мин	Брей и Лоухед [15] Банг и Шварцшнльд [8]
Расстояние от края солнечного диска до места где исчезает грануляция	5" ($\cos \theta = 0,1$)	Брей и Лоухед [15]
Среднеквадратические флуктуации интенсивности: в центре диска, $\theta = 0$ наибольшее значение, $\theta = 54^\circ$	14% 20,5%	Эдмондс [31] Эдмондс [31]
Разность температуры между центром ячейки и ее границей	> 100 К ≈ 2000 К при $h \approx -30$ км (по HSRA)	Брей и Лоухед [15] Унлсон [120, 121]
Максимальное значение среднеквадратических флуктуаций температуры	≈ 600 К при $h \approx -30$ км (по HSRA)	Унлсон [120, 121]
Вертикальная скорость конвективных движений	$\approx 0,3$ км/с 0,45 км/с (среднеквадр.) 2,2 км/с (от пика до пика на спектрограмме) 2,3—3,2 км/с ≈ 3 км/с ($h \approx 0$); очень мала при $h \geq 150$ км	Зирин [122] Беккерс и Парнелл [11] Кирк и Ливингстон [60] де Ягер и Невен [53] Ламберт и Маллна [65]

РИС. 5.2. Распределение ячеек грануляции по размерам. (По Брею и Лоухеду [15].)



особенно хороша, так как движения гранул отчасти замаскированы налагающимися вертикальными колебаниями, которые будут рассмотрены ниже. Приняв, что скорость, направленная вверх (в центре ячейки), составляет 0,5 км/с, а толщина ячейки 400 км, мы получим, что продолжительность подъема равна 13 мин. Эта величина согласуется с наблюдаемой средней продолжительностью жизни ячейки, равной 10 мин. Следовательно, поднимающийся в центре ячейки пузырь относительно горячего расширяющегося газа разбивается на беспорядочно движущиеся осколки и рассеивается за время, сравнимое с продолжительностью его подъема. Такое разрушение и рассеивание характерны для нестационарной конвекции в противоположность стационарной, при которой элемент газа многократно описывает замкнутые траектории в одном и том же поле скоростей.

Грануляция не связана с солнечной активностью. Ее свойства, как показывают наблюдения, не зависят от фазы цикла активности, области на Солнце или от соседства активных областей. Единственная связь с явлениями активности, обнаруженная до сих пор, заключается в том, что в самых сильных магнитных полях пятен уменьшается размер ячеек грануляции и увеличивается продолжительность их жизни. Как было установлено в разд. 3.2, солнечная атмосфера ниже фотосферы конвективно неустойчива, так как там вследствие увеличения непрозрачности резко возрастает градиент температуры. Когда элемент жидкости движется вверх, температура окружающей среды убывает быстрее, чем температура внутри элемента. Поэтому его плотность становится меньше плотности окружающего вещества, и он всплывает все выше. Количественно условие неустойчивости выражается критерием Шварцшильда (3.11). Элемент будет подниматься до тех пор, пока не достигнет области, где атмосфера опять становится устойчивой, причем следует ожидать, что он пройдет дальше этой области. Поскольку состояние конвективной неустойчивости не зависит от присутствия

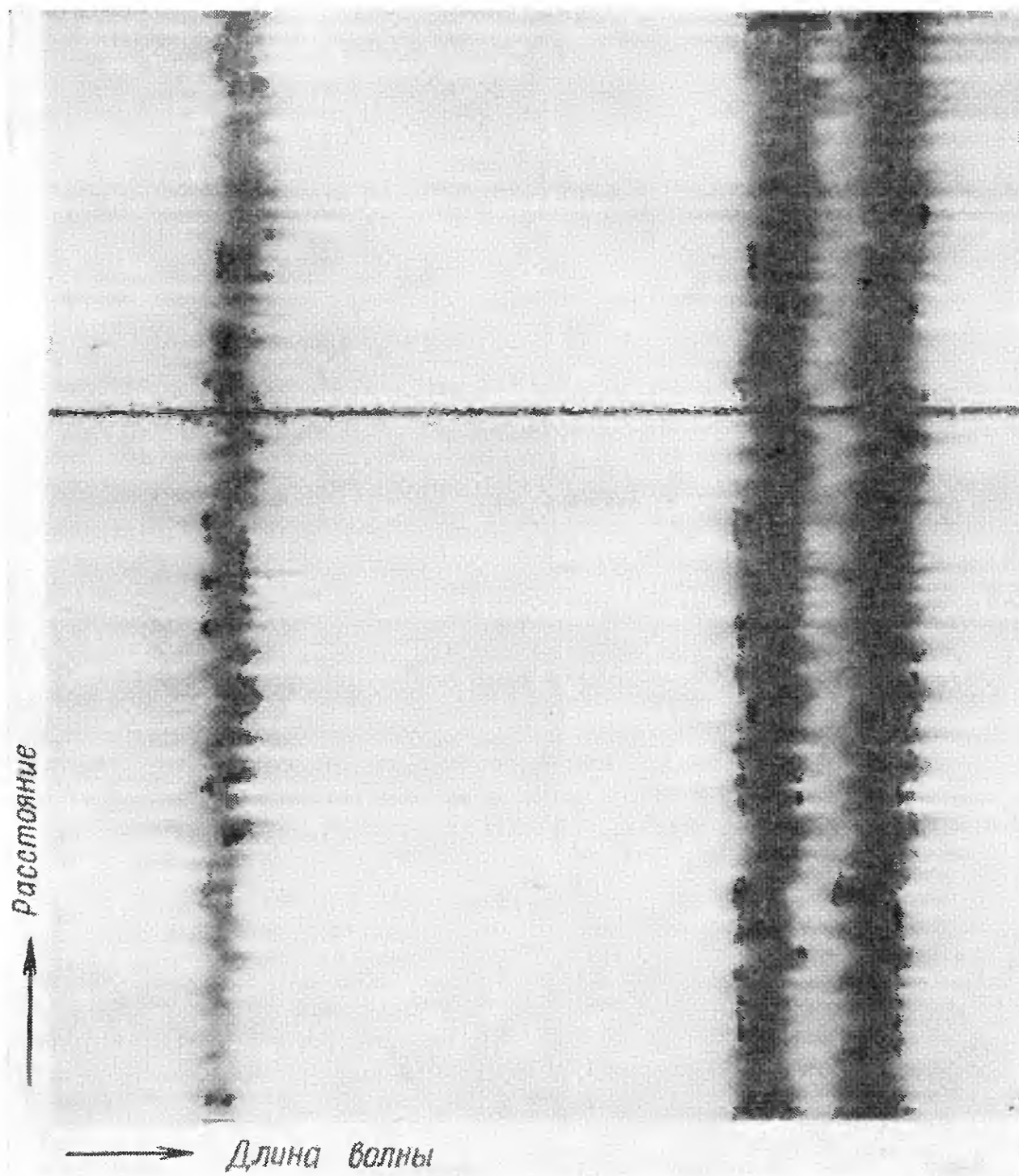
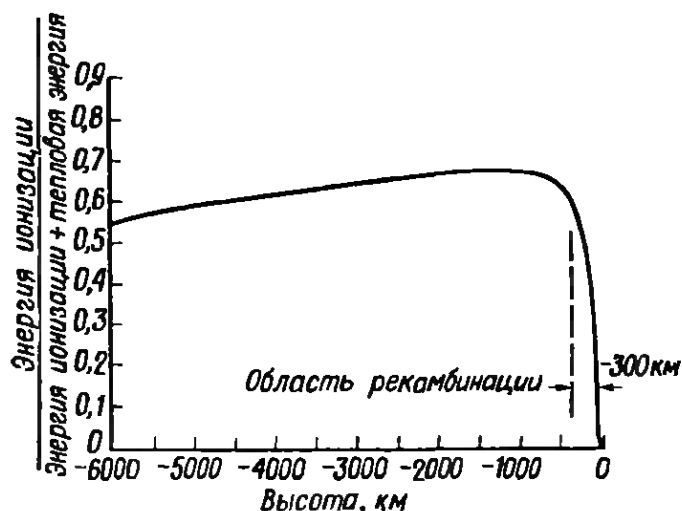


РИС. 5.3. Спектрограмма с высоким разрешением.

Три линии поглощения слева направо: FeI $\lambda 5187,917$, TiII $\lambda 5188,698$ и CaI $\lambda 5188,852$ Å. Светлые горизонтальные полосы — относительно более интенсивное непрерывное излучение гранул, раздвинутое дисперсией по длинам волн. Зигзаги на линиях поглощения объясняются доплеровскими смещениями, вызванными движением гранул. Можно убедиться, что усиленное излучение (светлые горизонтальные полосы), создаваемое поднимающимся веществом, соответствует большому доплеровскому смещению линии в синюю сторону (влево). Однако это соответствие лишь приблизительное, так как вертикальные конвективные движения отчасти замаскированы вертикальными колебаниями солнечной атмосферы. Есть некоторые указания на то, что скорости опускания (сдвиги вправо) относительно больше и что опускание наблюдается на меньших участках поверхности, чем подъем. (По Эвансу, обсерватория Сакраменто Пик.)

РИС. 5.4. Отношение энергии ионизации к полной энергии как функция высоты



магнитных полей, грануляцию, несомненно, следует рассматривать как одно из основных свойств атмосферы спокойного Солнца.

Рекомбинация водорода, которая отчасти ответственна за грануляцию, происходит преимущественно в тонком слое, лежащем непосредственно под фотосферой. Эту зону рекомбинации можно видеть на графике рис. 5.4, представляющем зависимость от высоты отношения энергии, запасенной в ионизованных атомах, к полной энергии (тепловая + ионизационная). В области, где энергия ионизации быстро освобождается, т. е. на высотах примерно от -300 до 0 км, солнечный газ находится в крайне неустойчивом состоянии. Толщина этого слоя (300 км) примерно равна шкале высот атмосферы непосредственно под фотосферой (400 км). Таким образом, характерный размер грануляционной картины (1800 км) примерно в 4 — 5 раз превосходит шкалу высот, что согласуется с современными теориями солнечной конвекции (Симон и Вейсс [101]).

Изменение центр — край среднеквадратических флуктуаций интенсивности в непрерывном спектре также показывает, что наблюдаемая грануляция возникает в очень тонком наружном слое конвективной зоны. Максимального значения эти флуктуации достигают при $\nu = 53^\circ$ (рис. 5.5, а). Для моделей, разработанных Уилсоном [120, 121] на основании этих данных (рис. 5.5, б), характерно следующее:

1. Резкий пик (ширина менее 80 км) на кривой среднеквадратических флуктуаций температуры ΔT_{rms} на высоте около -30 км, что (по Уилсону) на 250 км ниже того уровня, на котором, согласно гарвардско-смитсоновской стандартной модели (HSRA), $\tau_{5000} = 0,03$.

2. Неожиданно большое значение ΔT_{rms} в максимуме — около 660 К.

3. Соответственно большое значение максимальной разности температуры ΔT горячих и холодных областей, равное 2000 К.

Вблизи края диска картина грануляции искажается из-за перспективного сокращения и становится менее определенной. Однако ее все еще можно различить до расстояния $5''$ от края диска, где $\cos \theta = 0,10$ (рис. 5.6). На этом расстоянии оптическая глубина вдоль луча зрения становится равной единице при $\tau_{5000} \approx \cos \theta \approx 0,1$, так как оптическая глубина вдоль луча зрения приблизительно равна $\tau/\cos \theta$. Следовательно, движущиеся гранулы проникают в фотосферу до высоты по крайней мере 140 км (модель HSRA), где атмосфера должна быть конвективно устойчивой. Дальнейшее подтверждение того, что конвекция распространяется далеко в фотосферу, было получено по спектрограммам с высоким разрешением, содержащим три линии, которые возникают на разных уровнях фотосферы (Фразье [39, 40]). Наблюдения флуктуаций скорости и интенсивности велись в течение 55 мин с 20-секундными интервалами. Флуктуации скорости в линии $\lambda 6371 \text{ \AA}$ SiII, образующейся примерно между уровнями -30 и $+90$ км (модель HSRA), показывают, что 61—75% энергии макроскопических движений газа приходится на колебания, которые когерентны и синфазны с грануляционными движениями в нижележащих слоях. Еще более важно то, что, как показывают наблюдения, 3,5% этой энергии все же проникает до уровня минимальной температуры. Таким образом, количество конвективной энергии, переносимой непосредственно в хромосферу, оказывается неожиданно большим. Наблюдаемые флуктуации конвективной скорости когерентны и

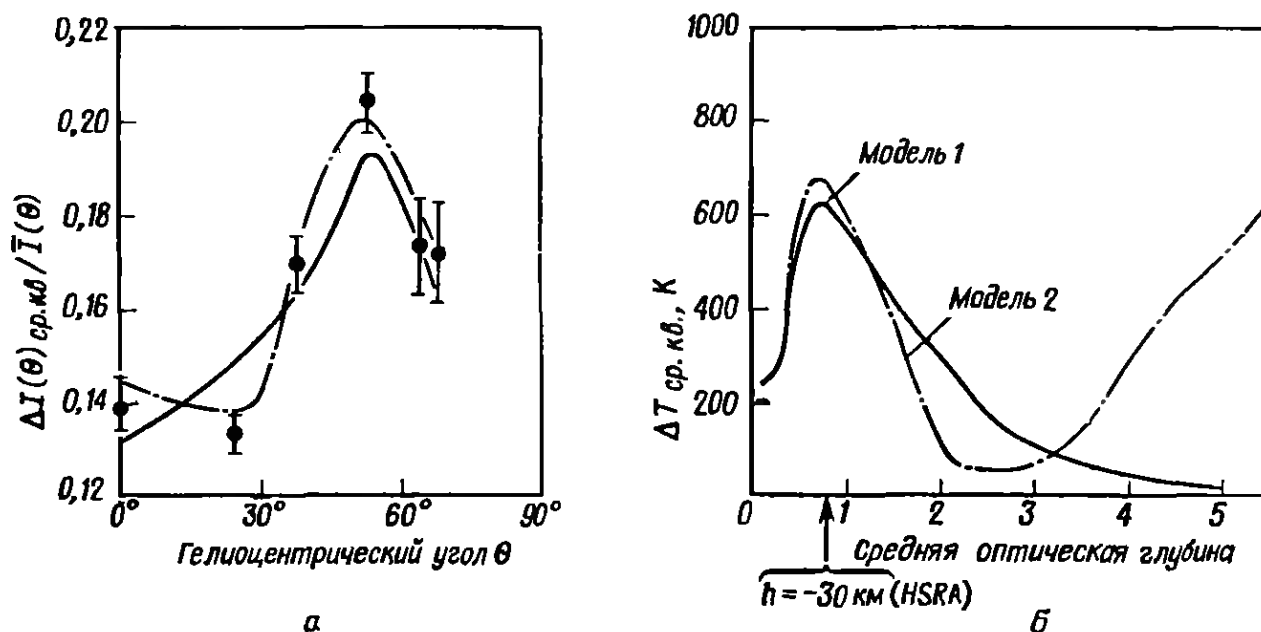


РИС. 5.5. Наблюдаемые флуктуации интенсивности излучения грануляции в непрерывном спектре и вычисленные флуктуации температуры.

Точки на графике *а* нанесены по данным, полученным с помощью телескопа, поднятого на аэрогазе (Эдмондс [31]). Максимум приходится на 53° . Кривые построены по двум моделям Уилсона [120, 121]. Соответствующие флуктуации температуры на графике *б* найдены также по этим двум моделям

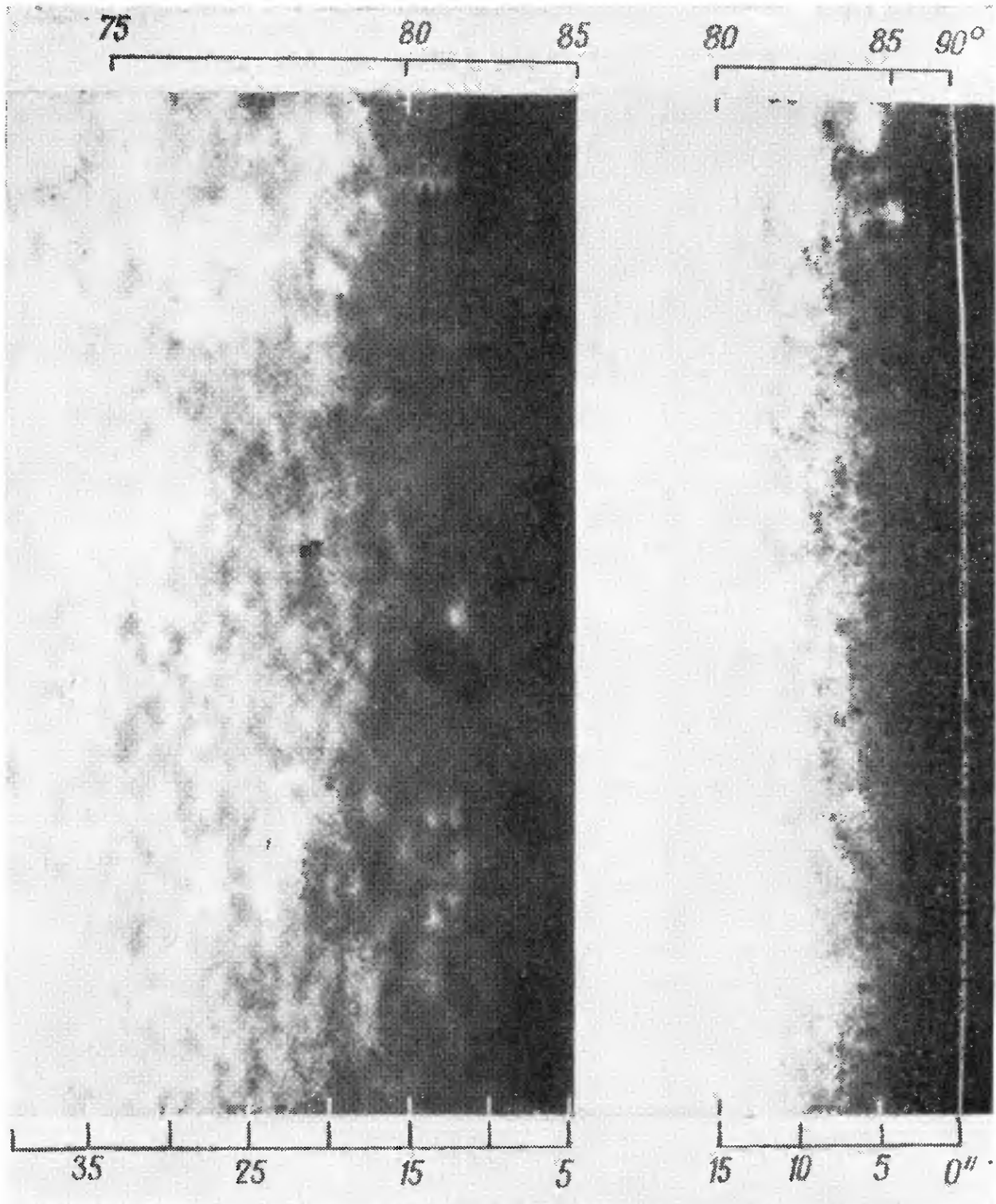


РИС. 5.6. Грануляция на краю солнечного диска

Оба отпечатка сделаны с негатива, полученного на 5-дюймовом фотогелиографе в Сиднее. Белая прямая, соответствующая 90° , показывает границу диска. (По Брю и Лоухеду [15].)

имеют почти одну и ту же фазу на тех трех уровнях, где образуются изучавшиеся линии. Следовательно, элемент грануляции, поднявшийся на поверхность конвективной зоны, смещает расположенный над ним большой столб фотосферного газа когерентно и синфазно.

Обычно полагают, как делали выше и мы, что над конвективной зоной атмосфера конвективно устойчива. Критерий Шварцшильда для конвективной неустойчивости

$$\left| \frac{dT}{dr} \right|_{\text{ад}} < \left| \frac{dT}{dr} \right|_{\text{луч}} \quad (3.11)$$

удовлетворяется вплоть до нулевого уровня (8 км по модели HSRA). Однако критерий Шварцшильда получен в предположении, что элемент жидкости перемещается адиабатически. Для элементов газа, движущихся в атмосфере Солнца, это не совсем так. Если же не считать происходящие изменения адиабатическими, то оказывается, что состояние конвективной неустойчивости должно возникать не только тогда, когда выполняется условие Шварцшильда, но также и при термической неустойчивости (Дефо [23, 24]). Следовательно, в хромосфере, несмотря на то, что градиент температуры там положителен, газ может быть конвективно неустойчивым, если скорость потери энергии веществом вследствие излучения возрастает с убыванием температуры. Чтобы выразить условие возникновения термической неустойчивости количественно, введем функцию потери энергии $\mathcal{L}(\rho, T)$, равную разности между скоростью потери энергии и скоростью ее приобретения единицей массы (Филд [38]). Если слой газа оптически тонок, то эту функцию можно считать не зависящей от давления и не связанной с полем излучения уравнениями переноса. Следовательно, приращение функции потери энергии можно записать в виде

$$d\mathcal{L} = \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial T} \right)_{\rho} dT + \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \rho} \right)_{T} d\rho. \quad (5.1)$$

Воспользовавшись уравнением состояния идеального газа

$$d \left(\frac{P}{\rho T} \right) = 0, \quad (5.2)$$

мы найдем, что при постоянном давлении скорость изменения функции потери энергии при изменении температуры составляет

$$\left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial T} \right)_{P} = \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial T} \right)_{\rho} - \frac{\rho_0}{T_0} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \rho} \right)_{T}, \quad (5.3)$$

где индексами 0 отмечены начальные значения. Газ будет термически неустойчив, если

$$\left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial T} \right)_{\rho} - \frac{\rho_0}{T_0} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \rho} \right)_{T} < 0. \quad (5.4)$$

Поскольку скорость потери энергии вследствие излучения может увеличиваться с возрастанием плотности (излучение, возникающее при рекомбинациях, зависит от частоты парных столкновений), частная производная $(\partial \mathcal{L} / \partial \rho)_T$ может быть положительной, что способствует наступлению термической неустойчивости. Фотосфера и хромосфера вплоть до уровня, где $T_e \approx 17\,500\text{ K}$, устойчивы как конвективно, так и термически (Дефо [24]). Выше этого уровня термическая неустойчивость приводит к конвективной неустойчивости. Хотя мы не знаем никакого обширного поля скоростей, которое отождествлялось бы с этим явлением, Дефо полагает, что конвективная неустойчивость может быть основной причиной возникновения спикул и играть главную роль в установлении наблюдаемого распределения температуры в хромосфере. Эти предположения будут рассмотрены в следующих разделах.

Супергрануляция

Другое поле упорядоченных скоростей в солнечной атмосфере — супергрануляция — несравненно труднее для наблюдения, чем обычная грануляция, и выяснить его характеристики удалось лишь совсем недавно. Движения в фотосфере, происходящие в каких-то ячейках, значительно более крупных, чем ячейки грануляции, были впервые обнаружены много лет назад (Харт [44]); более тщательно это явление начали наблюдать позже (Лейтон и др. [68]). Метод выявления распределения скоростей по диску Солнца путем наложения спектрогелиограмм, разработанный Лейтоном, позволяет наблюдать супергрануляцию непосредственно. На рис. 2.11 видны многочисленные ячейки поля скоростей, которые по мере приближения к краю солнечного диска становятся заметнее. Поскольку мы наблюдаем скорости вдоль луча зрения, это означает, что движения направлены преимущественно горизонтально. Центр солнечного диска кажется почти однородным, т. е. вертикальные составляющие скоростей относительно невелики. Ячейки поля скоростей сами по себе, по видимому, почти симметричны, а около края диска они видны в ракурсе. При внимательном изучении рисунка можно заметить, что темные части ячеек (удаление) расположены со стороны края диска, а светлые (приближение) — со стороны его центра. Следовательно, в каждой ячейке газ расходится от ее центра к краям. Это поле скоростей из-за его сходства с грануляцией при большем масштабе и большей продолжительности жизни называли «супергрануляцией».

Физические параметры супергрануляции, оцененные Лейтоном и др. [68], согласуются с результатами последующих исследований. Было установлено, что среднее расстояние между ячей-

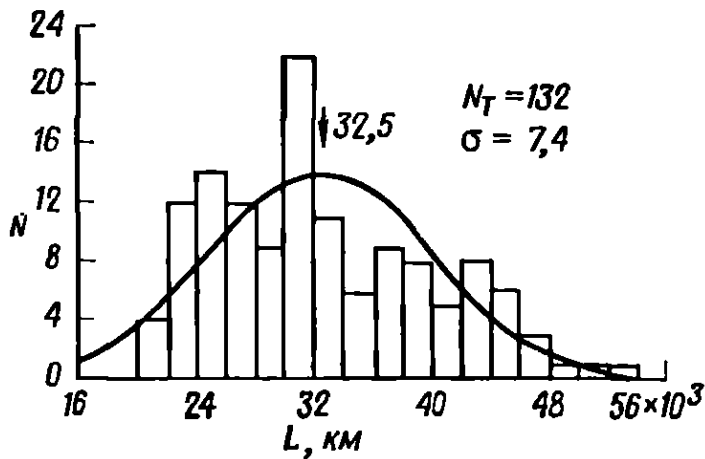


РИС. 5.7. Распределение ячеек супергрануляции по размерам. (По Симону и Лейтону [100].)

ками составляет примерно 32 000 км, а пределы его изменения 20 000—54 000 км (рис. 5.7). Следовательно, линейный масштаб в 18 раз больше, чем у обычной грануляции. Продолжительность жизни супергранул определить трудно, предполагают, что она равна продолжительности жизни хромосферной сетки, т. е. примерно 20 ч. Основанием для такого предположения служит тесная связь между хромосферной сеткой и супергрануляцией. Среднее значение максимальной горизонтальной скорости в ячейке составляет 0,3—0,5 км/с. Горизонтальная скорость несколько возрастает с глубиной (Дёбнер [27]), как показано на рис. 5.8. Поскольку в солнечной атмосфере грануляция и супергрануляция сосуществуют, можно ожидать, что ячейки грануляции выносятся к границам супергранул; это подтверждается некоторыми наблюдениями (Симон [99]). Скорости подъема в центральных частях супергранул сравнительно невелики, приблизительно 0,1 км/с (Симон и Лейтон [100] и Фразье [41]). Естественно предположить, что вещество, поднятое конвективным потоком, стекает обратно в более глубокие слои равномерно вдоль всего периметра ячейки. Однако в действительности в нижней части хромосферы наблюдаются «области стекания» — небольшие изолированные площадки, где вещество течет вниз со скоростью около 0,1 км/с. Эти площадки располагаются преимущественно в местах стыка многоугольных ячеек (Фразье [41]). В отличие от скоростей горизонтальных течений, скорости вертикальных увеличиваются с высотой (Дёбнер [27]). В более высоких слоях, где образуются $H\alpha \pm 0,7 \text{ \AA}$ и $H\beta \pm 0,4 \text{ \AA}$, наблюдаются скорости опускания от 1 до 2 км/с (Симон и Лейтон [100]). Можно считать, что эти изменения обусловлены неразрывностью вещества в потоке ($\rho V \times \text{площадь} = \text{const}$) и быстрым убыванием плотности с высотой в нижней хромосфере.

Супергрануляция в противоположность грануляции не проявляется в колебаниях яркости, и масштаб порождающей ее конвекции указывает, что последняя возникает в значительно более глубокой области. Симон и Лейтон высказали предполо-

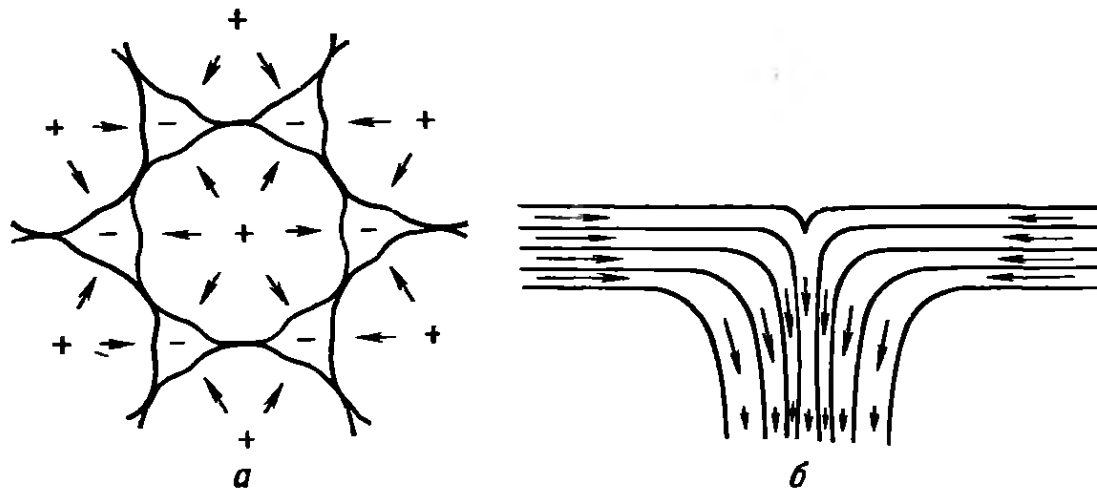


РИС. 5.8 Течения в ячейках супергрануляции.

a — вид сверху, опускание сосредоточено у вершин многоугольных ячеек. Указаны направления течения: вверх (+), вниз (—), горизонтально (стрелки).
б — вертикальный разрез места, где сходятся вершины соседних многоугольных ячеек. Длина стрелок пропорциональна значениям скорости.

жение, что конвективная неустойчивость в этой области обусловлена рекомбинацией He^+ , происходящей на глубинах 8000—2000 км, и He^{++} — на глубинах 20 000—10 000 км (рис. 3.3). Грубая оценка отношения диаметра и глубины для средней ячейки говорит об аналогии между грануляцией и супергрануляцией. Для грануляции расстояние между ячейками равно 1800 км, а эффективная глубина возникновения составляет 400 км, что совпадает со шкалой высот в области непосредственно под фотосферой. Отношение диаметр/глубина для грануляции равно 4,5, а размер ячейки супергрануляции 32 000 км; следовательно, она должна возникать на глубине 7100 км. Если это в самом деле эффективная глубина образования супергрануляции, то она совпадает с областью рекомбинации He^+ (рис. 3.3). Такая глубина совместима и с продолжительностью жизни супергрануляции, и с порядком величины скорости подъема в центрах ячеек. Если считать конвекцию нестационарной, то глубина образования ячеек будет равняться примерно $20 \text{ ч} \cdot 0,1 \text{ км/с} = 7200 \text{ км}$. Однако, согласно современным теориям конвекции, глубину возникновения ячеек правильнее связывать со шкалой высот, которая равна 7100 км на глубине примерно 14 000 км. Это совпадает с областью рекомбинации He^{++} (рис. 3.3). В обоих случаях вследствие относительно небольшого содержания гелия в Солнце при его рекомбинации во всплывающем элементе газа освобождается соответственно меньшее количество тепловой энергии, чем при рекомбинации водорода. Кроме того, элементу супергрануляции требуется гораздо больше времени, чтобы подняться вверх, чем элементу обычной грануляции. Поэтому супергрануляция не может внести заметных изменений в распределение температуры и яркости. Однако из-за отсутствия хорошей теории

солнечной конвекции связь между супергрануляцией и рекомбинацией гелия все же остается предположительной.

Грануляция и супергрануляция аналогичны в том смысле, что обе порождаются конвективной неустойчивостью в зоне конвекции, а затем движутся вверх, проникая в вышележащие устойчивые области атмосферы. Достоин внимания то обстоятельство, что конвективным процессам свойственны лишь два отчетливо различающихся характерных размера, а не непрерывный ряд размеров, заполняющих некоторый интервал. На основании грубой модели конвективной зоны был сделан вывод, что должен существовать еще и третий характерный размер конвективных ячеек — примерно 300 000 км (Симон и Вейсс [101]). Такие гигантские ячейки — «гипергрануляция» — могут объяснять наблюдаемое объединение активных областей в «комплексы активности» (Бумба и Говард [17]). Им приписываются горизонтальные скорости около 0,03 км/с и продолжительность жизни около 14 месяцев (Бумба [16]). В следующих разделах мы убедимся, что из трех типов грануляции основную роль в создании структуры магнитных полей неоднородной спокойной хромосферы играет супергрануляция.

Вертикальные колебания

Как грануляция, так и супергрануляция относятся к конвективным явлениям, с примерами которых мы встречаемся в нашей повседневной жизни, наблюдая кучевые облака или поднимающийся столб дыма. Однако супергрануляцию не так легко предвидеть и не так просто наблюдать, как грануляцию, а ее происхождение и связь с другими явлениями спокойного Солнца остаются пока открытыми вопросами фундаментального значения. Столь же загадочны и трудны для наблюдения вертикальные колебания атмосферы, обнаруженные примерно одновременно с супергрануляцией (Лейтон [66])^{*}). С точки зрения физики эти колебания поверхностных слоев Солнца, грубо говоря, аналогичны волнам, вздымающимся на поверхности океана. В противоположность грануляции вертикальные колебания легче всего наблюдать в центре солнечного диска, так как движение в них происходит преимущественно в вертикальном направлении. Период вертикальных колебаний составляет около 5 мин, и они наблюдаются в виде всплесков, состоящих из многих полных колебаний. Их горизонтальный масштаб примерно в 1—3 раза больше, чем у грануляции, а максимальную скорость,

^{*}) Поскольку предполагается, что вертикальные колебания играют важную роль в нагревании солнечной атмосферы, а начали изучать их сравнительно недавно, сейчас ими занимаются очень много. Соответственно и здесь они будут рассмотрены достаточно подробно.

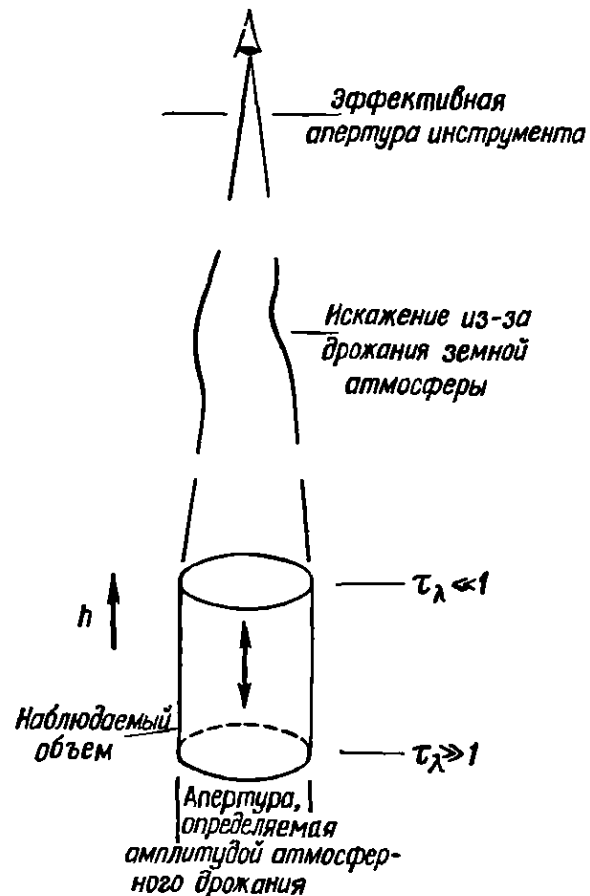


РИС. 5.9. Объем, в котором мы наблюдаем колебания на Солнце.

равную примерно 0,4 км/с, они имеют в фотосфере. Эти вертикальные движения можно рассматривать как некие возмущения в спокойной атмосфере. Период, равный 5 мин, и наибольшая скорость 0,4 км/с, составляющая $1/18$ скорости звука в фотосфере, соответствуют смещениям, составляющим всего $1/5$ шкалы высот, и ускорению порядка $1/30$ локального ускорения силы тяготения.

Причины вертикальных колебаний и их следствия еще не вполне понятны. Некоторая часть механической энергии конвективных движений превращается в упорядоченные колебания фотосферы и хромосферы. Возможно, что подфотосферные турбулентные движения имеют широкий диапазон частот, а солнечная атмосфера действует как фильтр, избирая и усиливая те колебания, период которых близок к 5 мин. Основной вопрос состоит в том, в какой мере это резонансное усиление определяется локальными условиями (бегущие волны) и в какой является свойством всей атмосферы в целом, т. е. условий на ее верхней и нижней границах (стоячие волны). Важно также установить, какую роль играют эти колебания в переносе механической энергии из конвективной зоны и могут ли они быть одним из источников нагревания верхних слоев солнечной атмосферы. Последний вопрос будет рассмотрен в разд. 5.2.

Когда мы наблюдаем на данной длине волны какую-нибудь «точку» на поверхности Солнца, мы фактически регистрируем

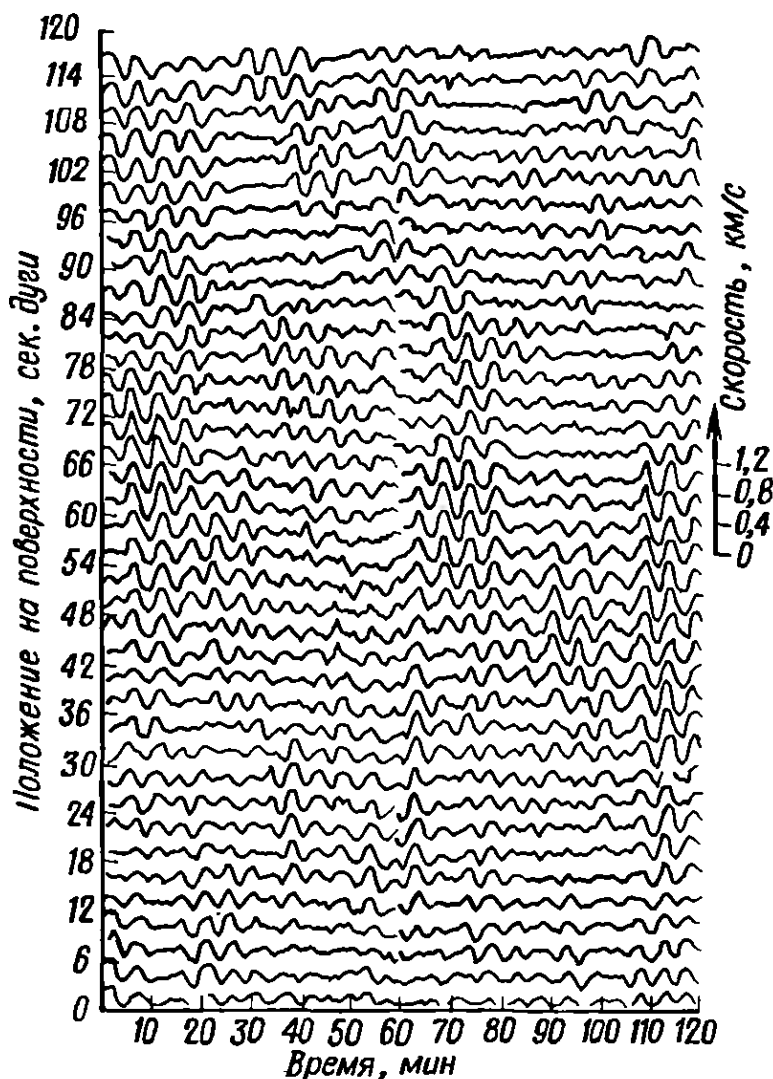


РИС. 5.10. Изменения со временем вертикальной скорости в точках солнечной поверхности, отстоящих друг от друга на расстоянии $3''$ (2200 км).

Эти записи получены Мусманом и Растом [79] на обсерватории Сакраменто Пик с помощью сканирующего фотоэлектрического устройства для измерения доплеровских и зеемановских смещений. Сдвиги линий измерялись со среднеквадратической ошибкой $0,025$ км/с. Использовалась апертура $6''$, разрешение во времени составляло 35 с. Наблюдения проводились 7 янв 1969 г. в области со слабой активностью вблизи центра солнечного диска.

излучение, исходящее из приблизительно цилиндрического объема (рис. 5.9). Поперечное сечение этого цилиндра определяется апертурой инструмента или состоянием земной атмосферы — каждый из этих факторов может быть определяющим. Высота цилиндра равняется расстоянию, на котором τ_λ изменяется от значения, намного меньшего единицы до намного большего единицы, т. е. характерной высоте функции вклада на данной длине волны. Наблюдать вертикальные колебания с достаточной степенью точности можно лишь в том случае, если скорость приблизительно однородна во всем наблюдаемом объеме. Инструменты, имеющие разрешающую способность $1''$ (комбинация размера апертуры и состояния земной атмосферы), могут обнаружить колебания, сохраняющие однородность на

расстояниях не меньше 2300 км (π раз 730 км) в горизонтальном направлении. Заметим также, что у слабых или умеренно сильных спектральных линий, образующихся в нижней фотосфере, вертикальный масштаб функций вклада мал по сравнению с расстояниями, на которых изменяется вертикальная скорость. Однако для более сильных линий, образующихся в хромосфере, это уже не так. Поэтому при интерпретации данных наблюдений необходимо проявлять крайнюю осторожность. Мы все время должны задавать себе вопрос, можно ли считать скорость приблизительно одинаковой во всем наблюдаемом объеме.

Превосходный пример изменения скорости со временем на отрезке длиной 2 мин дуги приведен на рис. 5.10, хорошо иллюстрирующем некоторые особенности вертикальных колебаний. Во-первых, эти колебания в той или иной мере присутствуют почти всегда. Наблюдающиеся иногда более сильные колебания обычно имеют небольшие амплитуды в начале и в конце. Иначе говоря, они не начинаются внезапно, а затем затухают, как будто их возбудил какой-то конвективный «поршень», толкнувший наблюдаемую область снизу. Скорее создается впечатление, что существуют какие-то постоянно происходящие колебания, а на них налагаются отдельные нестационарные «цуги волн» с плавно изменяющейся амплитудой. Фаза этих колебаний сохраняется значительно дольше, чем амплитуда. Во-вторых, иногда колебания происходят в фазе на больших участках солнечной поверхности. Хотя нередко случается и так, что точки, отстоящие друг от друга всего на 3—6", колеблются независимо, все же иногда когерентность фазы сохраняется на протяжении 30—60" (22 000—44 000 км). Эти две особенности согласуются с данными наблюдений Говарда и др. [51]. В-третьих, как видно из смещения максимальных значений амплитуды, должны существовать волны, распространяющиеся горизонтально. На рис. 5.10 выявляются фазовые скорости горизонтальных волн порядка 100 км/с (Мусман и Раст [79]). Эти фазовые скорости прослеживаются на расстояниях 30—50". Например, на рис. 5.10 они видны от 78 до 48" на 8-й минуте, от 12 до 72" на 63-й минуте и от 18 до 68" на 110-й минуте. И, наконец, амплитуды линейной скорости этих колебаний заключены между 0,2 и 0,6 км/с.

Для того чтобы выяснить свойства налагающихся цугов нестационарных волн, прибегают к осреднению данных, подобных тем, которые приведены на рис. 5.10. На рис. 5.11 можно видеть результаты наложения сотен цугов волн скорости, а также соответствующих колебаний средней интенсивности в двух линиях поглощения и в непрерывном спектре. Из рисунка видно, что колебания скорости и интенсивности происходят с периодом приблизительно 5 мин. Согласно табл. 5.2, обычно наблюдается

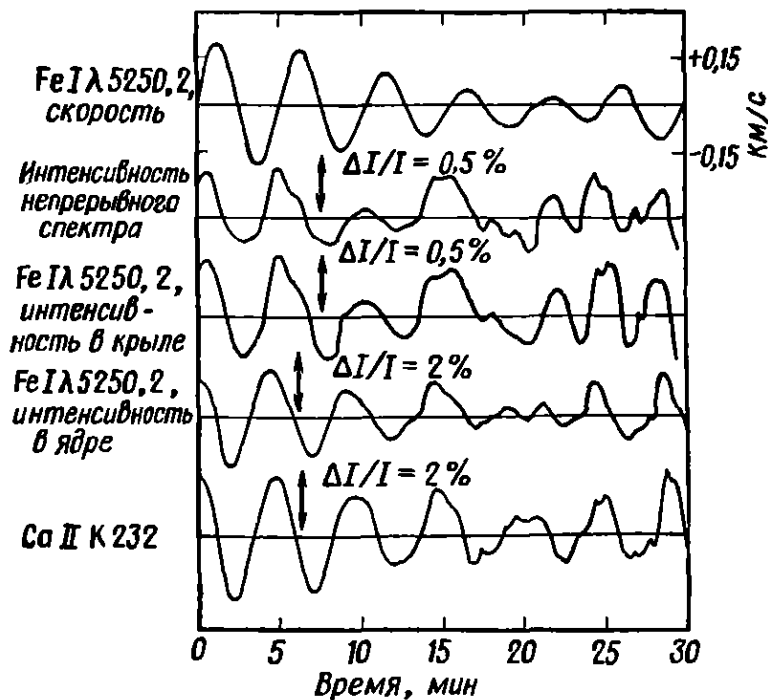


РИС. 5.11. Сопоставление колебаний скорости и интенсивности.

Кривые изменения скорости получены путем наложения нескольких сотен отдельных цугов волн, взятых с записей, подобных приведенной на рис. 5.10. За начало цуга волн принимался момент, когда скорость, направленная вверх, достигала 0,1 км/с. Колебания интенсивности, соответствующие во времени цугам волн скорости, также получены наложением. Все кривые изменения интенсивности синхронизованы с кривой скорости, записанной в линии Fe I $\lambda 5250 \text{ \AA}$. Наблюдения выполнены на магнитографе с апертурой 2,4" на Национальной обсерватории Китт Пик. (По Таненбауму и др. [109].)

период около 300 с, уменьшающийся с высотой. Убывание со временем амплитуд колебаний на рис. 5.11 отчасти обусловлено наложением цугов волн, имеющих несколько отличающиеся периоды, что приводит к постепенному изменению фазы.

На рис. 5.11 колебания интенсивности в непрерывном спектре и в крыле линии Fe I $\lambda 5250 \text{ \AA}$ опережают колебания скорости по фазе явно меньше, чем на 90° . Это, как показывают наблюдения, справедливо и для других линий, образующихся в нижней части фотосферы (Таненбаум и др. [109]). Колебания интенсивности в ядре линии Fe I $\lambda 5250 \text{ \AA}$ и в линии Ca II K 232, образующихся в хромосфере, опережают колебания скорости несколько больше, чем на 90° . Колебания в линии Fe I $\lambda 6355 \text{ \AA}$, возникающей вблизи минимума температуры, опережают колебания скорости на 117° (Фразье [39]). Фаза колебаний интенсивности Ca II K 1 опережает фазу колебаний скорости, наблюдаемой в двух слабых линиях Fe I, на 90° (Йенсен и Орралл [56]). Такие изменения с высотой разности фаз колебаний скорости и интенсивности, по-видимому, должны помочь нам проникнуть в природу этих колебаний. Их используют как довод в пользу утверждения, что наблюдаемые колебания представляют собой бегущие волны в фотосфере и стоячие волны в хромосфере (Таненбаум и др. [109]). Если бы интенсивность излучения изменялась в фазе

Таблица 5.2

Наблюдения периода вертикальных колебаний

Период, с	Источник
≈ 300	Мусман и Раст [79]
300 ± 6 «несущее колебание» и несколько боковых полос меняющейся мощности, раздвинутых на $8,5 \cdot 10^{-4}$ Гц (≈ 77 с)	Гончи и Роддье [43]
306 ± 6 (Ca I $\lambda 5380 \text{ \AA}$)	Таиенбаум и др. [109]
298 ± 2 (Fe I $\lambda 5250 \text{ \AA}$)	
288 ± 6 (Na I $\lambda 5896 \text{ \AA}$)	
280 ± 11 (Mg I $\lambda 5173 \text{ \AA}$)	
265 и 345 (два пика — одни и те же на трех высотах)	Фразье [39, 40]
≈ 330 (и несколько других пиков от 200 до 400)	Говард [48]
300 ± 54 (период убывает с высотой и с расширением области спектра)	Орралл [85, 86]
273 (Fe I $\lambda 3931 \text{ \AA}$ и Fe I $\lambda 3937 \text{ \AA}$)	Йенсен и Орралл [56]
250 (Ca II K1 и Ca II K2)	
170 (Ca II K3)	
≈ 290 (в нижней фотосфере и слабо убывает с высотой)	Нойес и Лейтон [83]
200—300. среднее значение 242 (убывает с высотой)	Эваис и Мишар [36]
296 (Fe I $\lambda 5250 \text{ \AA}$)	Говард [47]
296 ± 3 (несколько фотосферных линий)	Лейтон и др. [68]

с адиабатическими флуктуациями температуры колеблющегося элемента, в котором давление всегда равно давлению в окружающей среде, то флуктуации интенсивности опережали бы вертикальные смещения на 180° , а скорость — на 90° . Однако при интерпретации всех этих данных необходимо учитывать следующее:

1. Время релаксации для возмущений температуры не бесконечно велико (адиабата) — в нижней части фотосферы оно может иметь тот же порядок величины, что и период колебаний или быть значительно меньше.

2. Изменения интенсивности могут непосредственно коррелировать с изменениями температуры и плотности лишь в идеализированном случае, если возникновение излучения обусловлено только столкновениями. Если излучение определяется фотоэлектрическими процессами, а также в промежуточных случаях, установить такую корреляцию трудно.

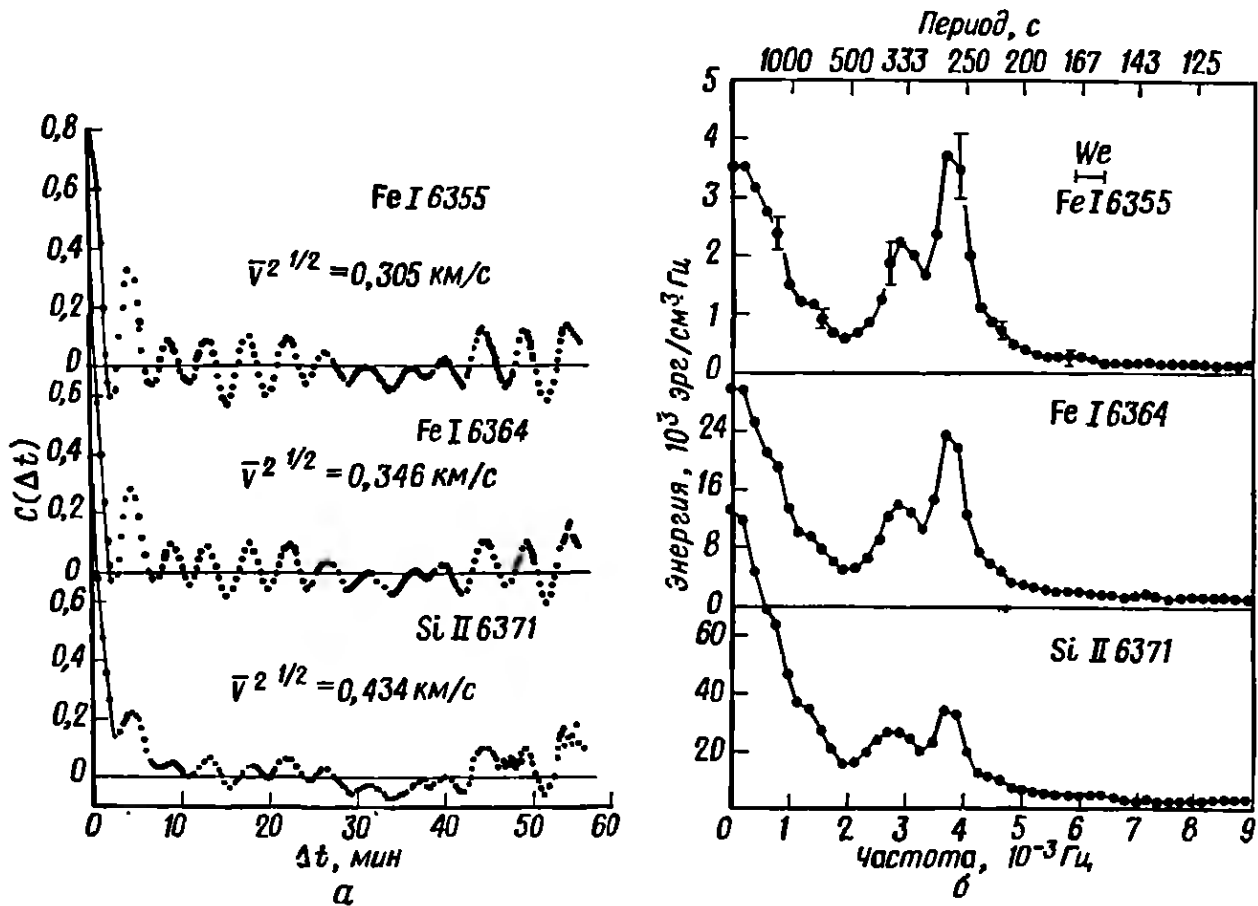


РИС. 5.12. Временная автокорреляция лучевых скоростей и спектры мощности.

Скорости, использованные для построения этих кривых, были получены на вертикальном спектрографе Национальной обсерватории Кэпт Пик. Измерения проводились на 13 полосах размером 170×6800 км, отстоящих друг от друга на 510 км, через каждые 20 с. Высота образования и приблизительная вертикальная шкала для функций вклада (по модели HSRA) трех использованных линий составляют: 30/120 км для Si II $\lambda 6371$ Å, 100/240 км для Fe I $\lambda 6364$ Å, 350/160 км для Fe I $\lambda 6355$ Å. Наблюдения проводились 19 мая 1965 г. в центре солнечного диска в отсутствие явлений активности. На рис. а указаны среднеквадратические значения амплитуды скорости. На рис. б, где по оси ординат отложена кинетическая энергия $\rho v^2/2$ на единицу интервала частот, указаны разрешающая способность We инструмента и величина вероятной ошибки.

Автокорреляция была вычислена путем отдельного осреднения данных по каждой из 13 полос вдоль направления x и последующего осреднения полученных результатов, что приводит фактически к осреднению по y . (По Фразье [39].)

3. Наблюдаемые флуктуации интенсивности возникают также и по чисто геометрической причине — вследствие интегрального эффекта изменений функции источника и оптической глубины на протяжении всего луча зрения, а не только из-за изменений, происходящих в одном элементе вещества.

4. Давление в элементе, совершающем колебания, может отличаться от давления в окружающем веществе, как в звуковой волне.

5. Интенсивность излучения в соседнем непрерывном спектре не постоянна, она изменяется вследствие изменений, происходящих в эволюционирующих ячейках грануляции.

Все эти трудности до сих пор не позволяют дать обоснованной интерпретации наблюдаемому соотношению фаз колебаний

скорости и интенсивности, исходя из сколько-нибудь разумной модели.

Данные такого типа, как приведенные на рис. 5.10, можно анализировать также и другим способом. На рис. 5.12,а приведены временные автокорреляционные функции $C(\Delta t)$ для линий, образующихся на трех различных высотах; линии наблюдались с очень маленькими апертурами. Если мы начинаем наблюдать в момент t вертикальную скорость некоторого элемента, совершающего стационарные колебания, то можно ожидать, что произведение $v(t)v(t + \Delta t)$, нормированное с помощью множителя $1/v^2(t)$, будет колебаться при возрастании Δt между $+1$ и -1 . Временная автокорреляционная функция осредняет произведение $v(t)v(t + \Delta t)$ по наблюдаемому участку поверхности и также нормирована к 1. Это дает меру ковариантности средней скорости поля со временем:

$$C(\Delta t) = \frac{\langle\langle v(\mathbf{r}, t) v(\mathbf{r}, t + \Delta t) \rangle\rangle}{\langle\langle v^2(\mathbf{r}, t) \rangle\rangle}, \quad (5.5)$$

$$C(\Delta t) = \frac{\int_0^{y_0} \int_0^{x_0} v(x, y, t) v(x, y, t + \Delta t) dx dy}{\int_0^{y_0} \int_0^{x_0} v^2(x, y, t) dx dy}, \quad (5.6)$$

где \mathbf{r} — позиционный вектор точки на поверхности Солнца, x и y — координаты в прямоугольной системе координат, в которой ось z направлена по локальной вертикали, а интегралы берутся по всему наблюдаемому участку поверхности (x_0, y_0) . Если данные наблюдений получены для большого числа отдельных точек на наблюдаемой площадке, то интегрирование заменяется суммированием. Как видно из рис. 5.12,а, колебания выражены очень отчетливо, несмотря на то, что уже через два периода $C(\Delta t)$ уменьшается до 0,1. Это быстрое начальное затухание обусловлено неколебательными конвективными движениями, а также тем, что колебания в различных точках не совпадают по фазе. Помимо начального затухания, самой заметной особенностью кривых на рис. 5.12,а является длительное сохранение фазы колебаний, т. е. устойчивый резонанс. На рисунке можно насчитать 12 циклов колебаний, уложившихся в интервал наблюдений 55 мин. Бросается в глаза также возрастание амплитуды после 40-й минуты. Подобная длиннопериодная модуляция временной автокорреляционной функции наблюдается также и при использовании других данных. Однако эта картина не повторяется, даже если наблюдения продолжаются несколько часов (Говард [48]).

Спектр мощности ($\rho v^2/2$ на единичный интервал частот как функция частоты) представлен на рис. 5.12,б. Периодам, превосходящим 8 мин — приблизительное значение продолжительности жизни конвективных ячеек, — соответствует четко выраженное увеличение мощности в области низких частот, которое связывают с конвективными движениями. Как видно из рисунка, эта мощность особенно велика в свете линии SiII $\lambda 6371 \text{ \AA}$, образующейся в нижней части фотосферы. Самая интересная особенность спектров мощности состоит в том, что 300-секундные колебания фактически складываются из двух составляющих, периоды которых не меняются с высотой: 1) узкая сильная составляющая с периодом 265 с и 2) широкая относительно более слабая составляющая с периодом 345 с. С увеличением высоты преобладание 265-секундной составляющей становится все более заметным. Результатом наложения этих двух составляющих должно быть колебание с периодом 300 с, который модулируется возникающими при их взаимодействии биениями с периодами 19 мин в исходных данных (рис. 5.10) и 38 мин во временных автокорреляционных функциях (рис. 5.12,а). Это согласуется с наблюдениями Гончи и Роддье [43], из которых следует, что фаза колебания сохраняется значительно дольше, чем амплитуда, вероятно, больше 1 ч. Амплитуда тоже модулируется таким образом, что колебания имеют вид цугов волн продолжительностью около 11 мин, разделенных интервалами около 20 мин. Поэтому по данным Фразье, полученным с малой апертурой (170 км) и выявляющим две составляющие, получается картина когерентных колебаний. Однако спектры мощности, построенные по данным, которые получены со значительно большими эффективными апертурами, т. е. с меньшей разрешающей способностью, не подтверждают этих результатов. На рис. 5.13 спектры мощности напоминают модулированную волну, которая состоит из высокого 300-секундного максимума, присутствующего

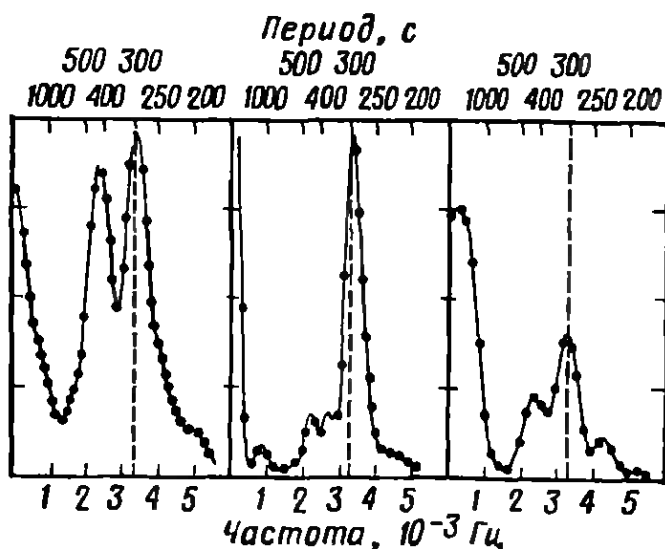
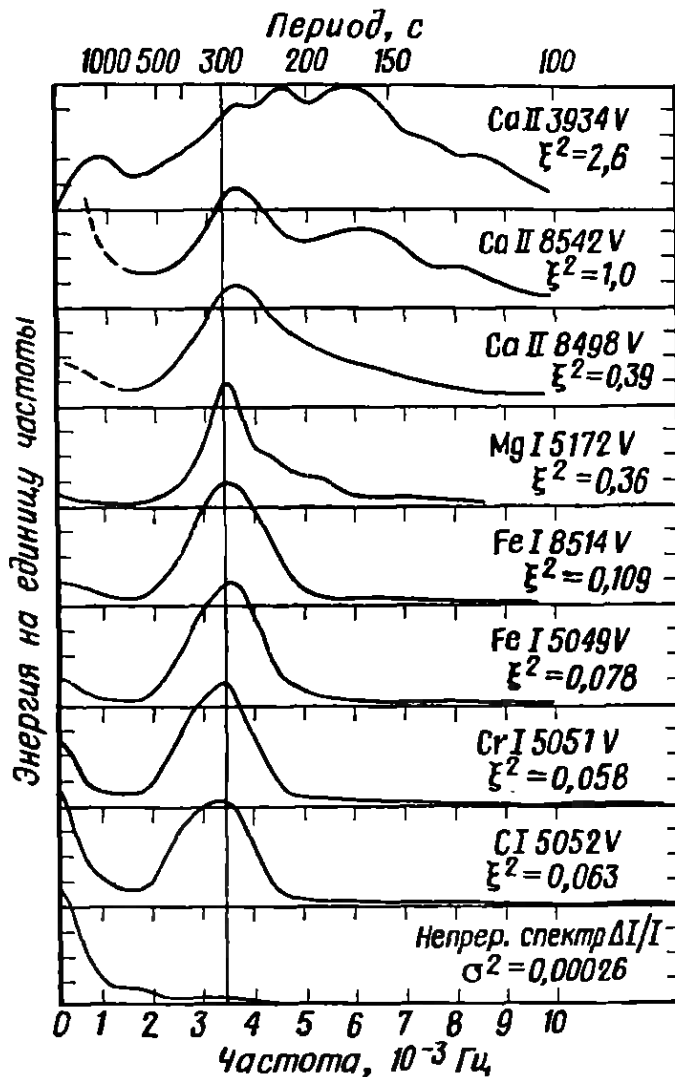


РИС 5.13. Спектры мощности колебаний.

Наблюдения выполнены на Мак-Маковском солнечном телескопе обсерватории Китт Пик. Была использована линия SrI $\lambda 4607 \text{ \AA}$, диаметр апертуры между 36 и 10". Продолжительность трех приведенных записей слева направо соответственно 95, 120 и 75 мин. (По Гончи и Роддье [43])

РИС. 5.14. Зависимость спектра мощности колебаний от высоты.

Мощность нормирована так, чтобы максимум был равен 1 для каждой линии. Для каждой линии указано значение удвоенной максимальной энергии на единицу массы $\xi^2 = 2 \langle v^2 \rangle$, выраженное в $(\text{км/с})^2$. Данные, полученные в разных линиях, расположены на рисунке так, чтобы снизу вверх возрастала высота области образования линии в атмосфере Солнца. Непрерывный спектр возникает на высоте $h \approx 0$, а Ca II $\lambda 3934 \text{ \AA}$ — на высоте $h \approx 2000 \text{ км}$. Данные взяты из следующих источников: для $\lambda 3934 \text{ \AA}$ — Оррал [86], для $\lambda \lambda 8542, 4898, 5172$ и 8514 \AA — Эванс и др. [37], для $\lambda \lambda 5049, 5051, 5052 \text{ \AA}$ и непрерывного спектра — Эдмондс и др. [32]. Из данных, полученных в линии Ca K3, были предварительно исключены эффекты медленных изменений поля скоростей (частота $< 10^{-3} \text{ Гц}$). (По Нойесу [82])



щего всегда, подобно «несущему колебанию», и дополнительных максимумов меньшей высоты, напоминающих боковые полосы. Другие наблюдения дают от 6 до 10 максимумов между 200 и 400 с, причем максимум на 300 с часто отсутствует совсем (Говард [48]). Чтобы определить единственным образом детальный спектр мощности колебаний, необходимы дополнительные данные наблюдений, которые одновременно 1) были бы выполнены с эффективной пространственной разрешающей способностью, значительно превосходящей даже ту, с какой работал Фразье, 2) охватывали бы обширную область (на многих длинах волн), 3) обладали бы высоким разрешением во времени (малая доля периода) и 4) были бы продолжительными, включающими много периодов колебаний, чтобы их результаты можно было использовать для статистики.

Общий характер изменений спектра мощности с высотой установлен лучше (рис. 5.12,б и 5.14). В нижней части фотосферы в спектре мощности преобладают конвективные движения, которым соответствуют периоды больше 8 мин. Выше, при приближении к уровню минимальной температуры, в спектре

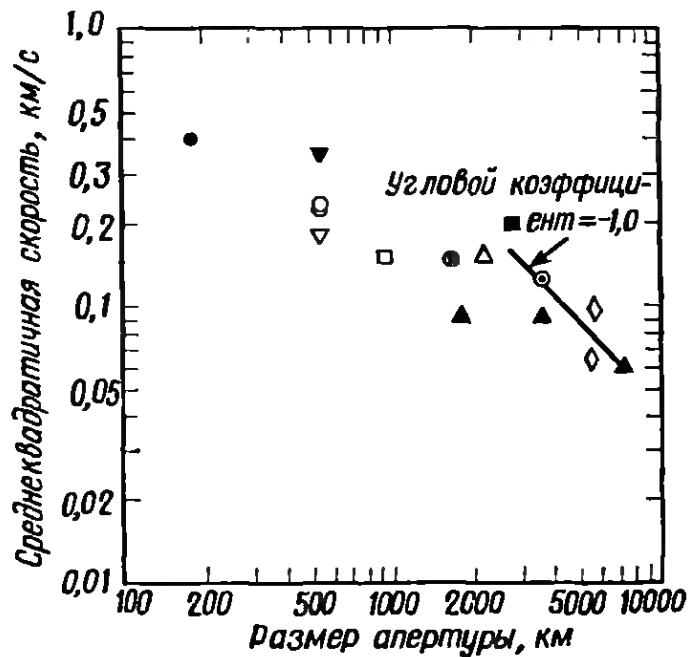


РИС 5.15. Зависимость амплитуды среднеквадратических значений наблюдаемой скорости от величины апертуры.

На этом обзорном графике за величину апертуры принята длина стороны квадрата, вырезавшегося на Солнце, или если апертура круглая, то сторона квадрата, площадь которого равна площади соответствующего круга на Солнце. Если наблюдения велись без апертуры, за величину последней принималась эффективная разрешающая способность инструмента. Для апертур, превосходящих 3000 км, амплитуда колебаний скорости обратно пропорциональна величине апертуры; на графике это отмечено отрезком прямой.

● Фразье [39], ▼ Лейтон, Нойес, Симон [68], ○ Эваис и Мншар [34, 35], ∇ Эдмондс, Мишар, Серважаи [32], □ Ливингстон [70], ⊙ современные исследования, ▲ Говард [48], △ Дебнер [25], ■ Родье [94], ◇ Рикорт и Гончи (частное сообщение). (По Таниенбауму и др. [109])

появляется резко выраженный пик, соответствующий периоду около 5 мин. Еще выше, примерно на уровне 2000 км, в хромосфере мощность распределена на более широкую область частот, сдвинута к более коротким периодам и образует несколько отдельных максимумов ($\text{Ca II } \lambda 3934 \text{ \AA}$, или $K3$ на рис. 5.14). Кроме того, в $\text{Ca II } K3$ заметен максимум приблизительно между 18 и 20 мин. Следует отметить, что медленные изменения поля скоростей (частота $< 10^{-3}$ Гц) из этих данных исключены (Орралл [85]). Спектр мощности в свете линии $\text{H}\alpha$, образующейся примерно в той же самой области хромосферы, что и $\text{Ca II } K3$, также содержит низкочастотный максимум (период 15 мин); его связывают с колебаниями на границах супергранул (Эллиот [33]).

Средняя скорость колебаний в фотосфере заключена в пределах 0,1—0,4 км/с и увеличивается с убыванием размера апертуры (т. е. осредняемой области на Солнце) (рис. 5.15) Средняя амплитуда для наименьшей апертуры составляет 0,4 км/с. Корреляции между амплитудой и периодом колебаний пока не обнаружено. Однако было отмечено, что амплитуды колебаний убывают в присутствии магнитных полей средней напряженно-

сти: на 25% в полях сильнее 80 Гс (Говард [48]) и на 33% в полях сильнее 100 Гс (Дёбнер [25]). Как видно из рис. 5.14, амплитуды увеличиваются также с высотой. В области, где образуется линия $H\alpha$, максимальная скорость составляет 3,0 км/с, что соответствует среднеквадратическому значению 2,1 км/с (Дёбнер [26]). Даже если энергия на единицу массы колеблющегося элемента увеличивается с высотой, энергия на единицу объема быстро убывает из-за резкого спадания плотности. Приняв, что среднеквадратическая скорость равняется 0,4 км/с, а плотность 10^{-8} г/см³ (что соответствует высоте около 200 км), мы получим для средней плотности кинетической энергии $\langle \rho v^2/2 \rangle = 8$ эрг/см³. На высоте 2000 км среднеквадратическая скорость составляет 2 км/с, плотность $2 \cdot 10^{-13}$ г/см³, а средняя

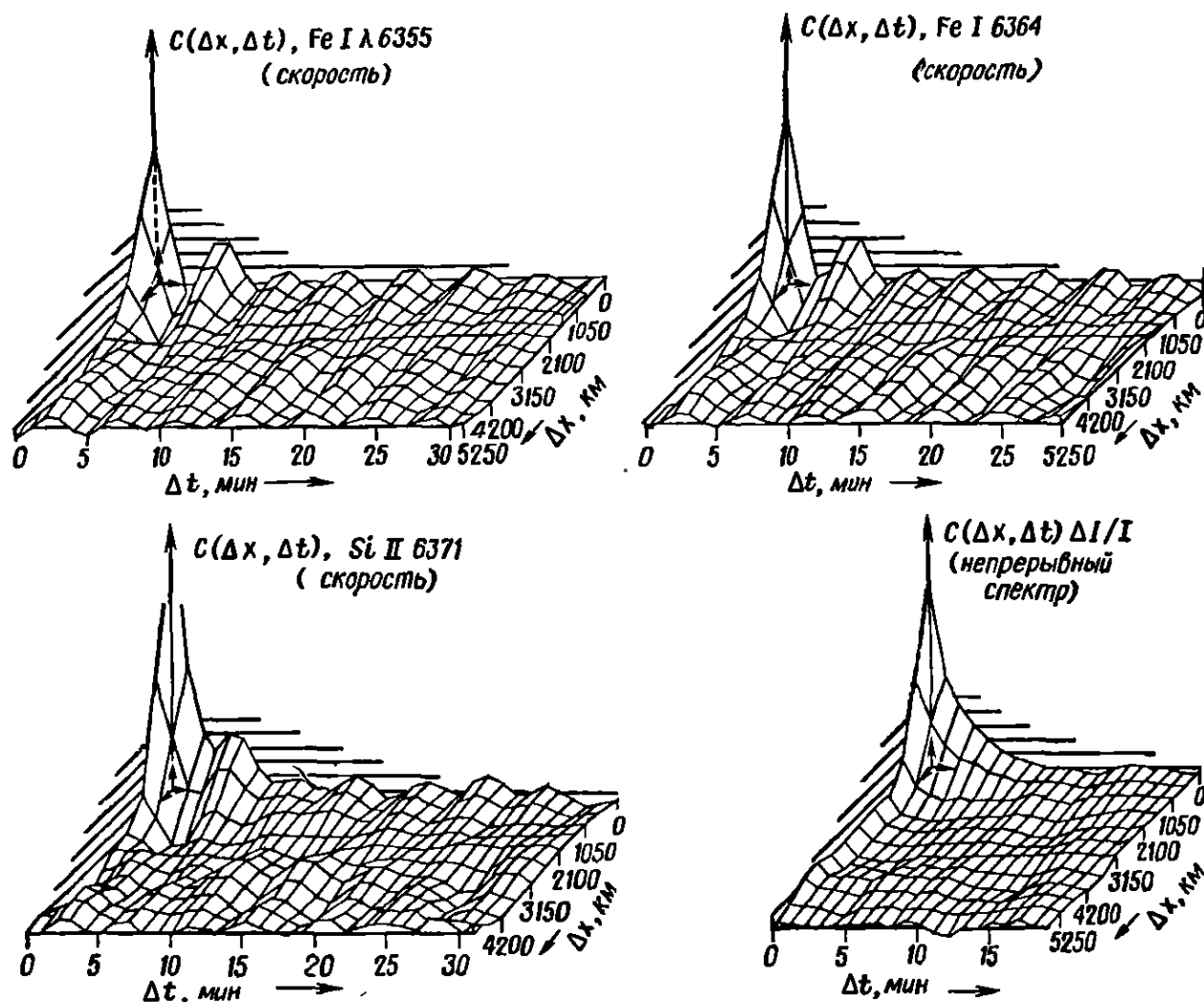


РИС. 5.16. Пространственная и временная автокорреляции лучевых скоростей.

Данные наблюдений те же, что и на рис. 5.12, но добавлена двумерная пространственная корреляция. Она была вычислена для одного измерения (x) при всех значениях второго измерения (y), затем полученные функции были осреднены по y . Эффективная апертура имела величину 170 км, шаг решетки 510 км. Относительно высокий пик в начале координат отчасти обусловлен конвективной составляющей скорости, которая убывает с высотой. Приблизительные уровни образования линий, в которых проводились наблюдения: 350 км для Fe I λ 6355 Å, 100 км для Fe I λ 6364 Å, 30 км для Si II λ 6371 Å и 0 км для непрерывного спектра. (По Фразье [40].)

плотность кинетической энергии $2 \cdot 10^{-3}$ эрг/см³, что в $2,5 \cdot 10^4$ раза меньше, чем на высоте 200 км.

Вертикальные колебания солнечной атмосферы периодичны не только во времени, но и в пространстве. Рис. 5.16 отчетливо выявляет как временные, так и пространственные колебания. По вертикальной оси отложены значения автокорреляционной функции, которая представляет собой обобщение использованной выше и дает возможность установить также ковариантность с положением на поверхности Солнца:

$$C(\Delta r, \Delta t) = \frac{\langle\langle v(r + \Delta r, t + \Delta t) v(r, t) \rangle\rangle_{x,y,t}}{\langle\langle v^2(r, t) \rangle\rangle_{x,y,t}}, \quad (5.7)$$

$$C(\Delta x, \Delta y, \Delta t) = \frac{\int_0^{t_0} \int_0^{y_0} \int_0^{x_0} v(x + \Delta x, y + \Delta y, t + \Delta t) v(x, y, t) dx dy dt}{\int_0^{t_0} \int_0^{y_0} \int_0^{x_0} v^2(x, y, t) dx dy dt}, \quad (5.8)$$

где t_0 — продолжительность наблюдения. При построении чертежа, приведенного на рис. 5.16, были использованы не интегралы, а суммы конечного числа членов по узлам сетки; приращение Δy при вычислениях считалось равным нулю, затем результат осреднялся по всем значениям y . Быстрый спад автокорреляционной функции вблизи начала координат обусловлен отчасти конвективными движениями, а также тем, что при $\Delta x = 0$ колебания в разных точках не совпадают по фазе. Соответственно для $\Delta t = 0$ колебания в разные моменты времени не остаются неизменными по фазе при возрастании Δx . Следовательно, точно так же, как период во времени не один и тот же во всех точках пространства, период в пространстве не одинаков в разные моменты времени. На рис. 5.16 интересна также упорядоченность переходов между холмами, обусловленная циклическостью изменений автокорреляционной функции с Δx и Δt . И наконец, видно, что длина волны наблюдаемых пространственных колебаний имеет ту же величину, что и вся шкала Δx , т. е. 4000—6000 км.

Как изменяются со временем вертикальные скорости вдоль некоторой прямой на поверхности Солнца, можно видеть на рис. 5.17 (Дёбнер [25]). Нетрудно убедиться, что периодичность во времени выражена значительно более определенно, чем периодичность в пространстве. Среднее линейное расстояние между колеблющимися элементами, осредненное по нескольким доплеровским записям, подобным рис. 5.17, составляет, согласно Дёбнеру, около 6 секунд дуги (4400 км). Если пренебре-

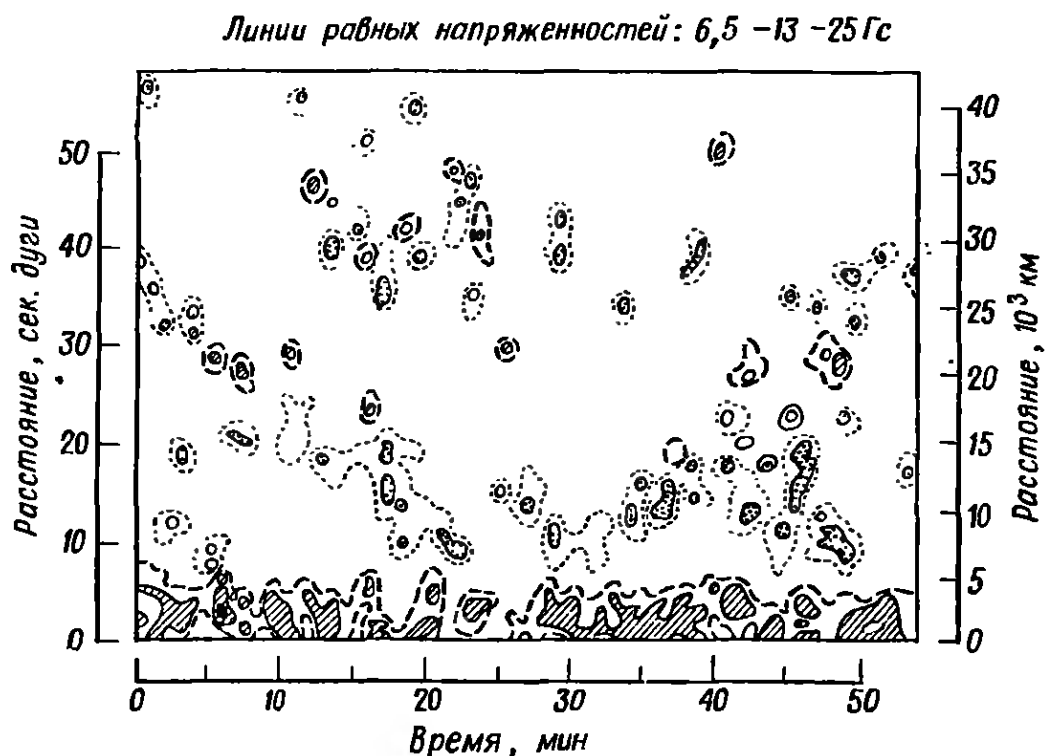
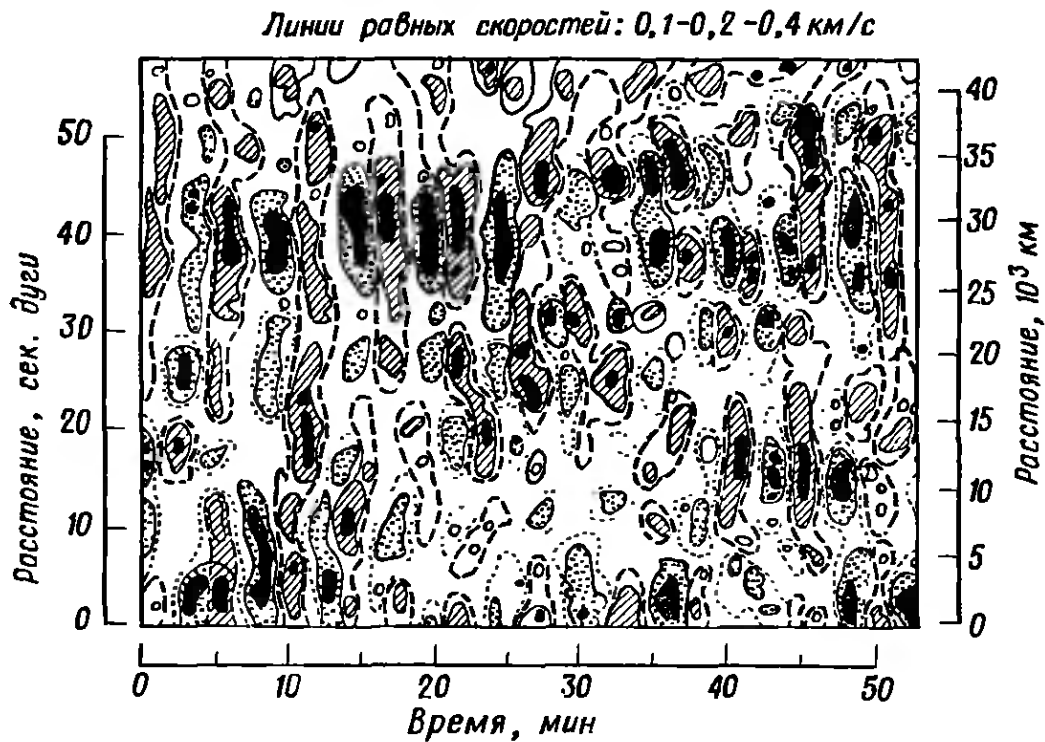


РИС. 5.17. Изменение со временем изолиний скорости вертикальных колебаний и магнитного поля.

Приведенные данные получены с магнитографом на станции Капри Фраунгоферовского института. Сканирование производилось 65 раз, каждый раз в течение 52 с, в линии FeI λ 5250 Å с квадратной апертурой величиной 3". Приведенные на рисунке лучевые скорости и продольные магнитные поля измерены на спокойном участке солнечной поверхности в центре диска 4 окт 1966 г. Точками изображены изолинии скоростей, направленных вверх, и магнитного поля южной полярности, штрихами — скоростей, направленных вниз, и магнитного поля северной полярности. (По Дебнеру [25].)

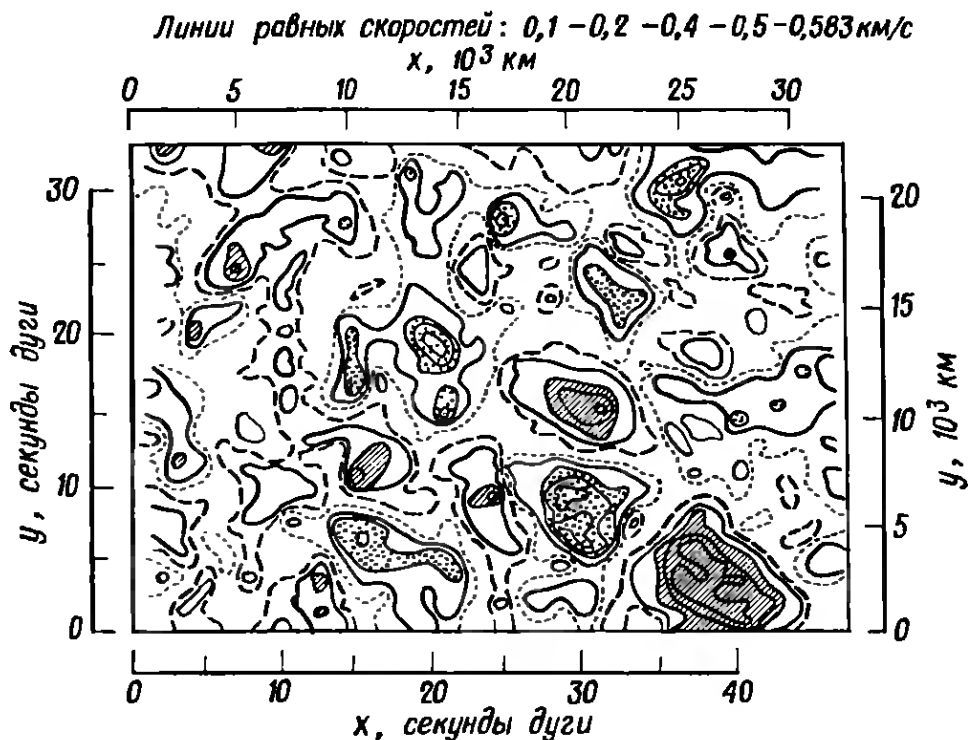


РИС. 5.18 Двумерные изолинии скоростей

С тем же самым инструментом, с каким получены данные, приведенные на рис. 5.17, была просканирована (в течение 450 с) площадка $65 \times 92''$ в центре Солнца. Области, ограниченные пунктирными и точечными линиями, соответствуют противоположно направленным скоростям. (По Дебнеру [26])

гать самыми слабыми колебаниями, то это расстояние получается равным $9''$ (6600 км). Средняя продолжительность колебаний во времени, которую измеряют, следя за колеблющимся элементом в течение всего времени, пока колебание остается ясно различимым, составляет 20—27 мин, если не учитывать более слабых колебаний. В активных областях эта продолжительность приблизительно на 60% больше. Более сильные колебания продолжаются чаще всего в течение 15 мин как вне активных областей, так и в них. Эти отрезки времени сравнимы с теми, которые выявляются на рис. 5.10, а также с упоминавшимися выше оценками продолжительности существования цугов волн. В отличие от рис. 5.10, здесь не наблюдается поперечного распространения возмущений с высокой скоростью (100 км/с). Однако есть возмущения, распространяющиеся со скоростью, близкой к скорости звука (6 км/с). Очень важной особенностью, ясно заметной на рис. 5.17, является то, что колебания обычно начинаются и кончаются с небольшими амплитудами. Следовательно, нельзя считать (Дебнер), что каждое отдельное колебание возбуждается единственной поднимающейся гранулой и не зависит от колебаний соседних элементов. Колебания, скорее, состоят из взаимопроникающих стоячих волн, в которых интерференция соседних колебаний создает наблюдаемые 15—20-минутные модуляции амплитуды. На рис. 5.17 приведены также со-

путствующие изменения магнитного поля. Видно, что они только в общих чертах соответствуют более сильным из колебаний скорости. Колебания магнитного поля были впервые измерены Северным [97], который нашел, что их амплитуда меньше 5 Гс, а период составляет приблизительно 9 мин.

Двумерный характер колебаний хорошо иллюстрируется рис. 5.18. Ячейки, в которых происходят колебания, имеют неправильные очертания и покрывают почти всю наблюдавшуюся поверхность. Несмотря на отсутствие пространственной однородности, четко определяется средний размер ячейки — от 7 до 8" (5100—5800 км) (Дёбнер [26]). Оценки, выполненные ранее, приводили к значительно меньшим значениям: 1700—3500 км (Лейтон и др. [68]) и 2000—3000 км (Эванс и Мишар [36]). С другой стороны, и новая оценка меньше размера областей пространственной когерентности (7700—2300 км), определенной Говардом и др. [51] с помощью автокорреляционного анализа. Рис. 5.18 позволяет убедиться, что группу соседних ячеек, колеблющихся в одной фазе, можно принять за одну ячейку, если наблюдения выполнены с относительно невысоким разрешением. Много таких участков, где когерентность по фазе распространяется на значительно большую площадь, чем когерентность по амплитуде. Эту особенность заметили также Гончи и Роддье [43].

Аналогично одномерному спектру мощности, приведенному на рис. 5.14, можно получить двумерное распределение спектральной плотности мощности, если применить к автокорреляционной функции $C(\Delta r, \Delta t)$ преобразование Фурье (Дженнисон [55], Филлипс [91]). Трехмерное преобразование Фурье для автокорреляционной функции имеет вид

$$F(\mathbf{k}, \omega) = \iint_{\Delta \mathbf{r}} d(\Delta \mathbf{r}) \int_{-\infty}^{+\infty} C(\Delta \mathbf{r}, \Delta t) \exp[-i(\mathbf{k} \cdot \Delta \mathbf{r} - \omega t)] d(\Delta t), \quad (5.9)$$

где \mathbf{k} — двумерное волновое число для горизонтальной волны, численно равно длине волны, умноженной на 2π , а ω — угловая частота. Поскольку никакого предпочтительного горизонтального направления не существует, $C(\Delta \mathbf{r}, \Delta t)$ обладает азимутальной симметрией. Следовательно, представив $\Delta \mathbf{r}$ в цилиндрических координатах $(\Delta r, \Delta \theta)$, мы можем сразу проинтегрировать по $\Delta \theta$. Кроме того, если мы допустим, что свойства колебаний статистически постоянны во времени, т. е. что волновое поле стационарно, то будем иметь $C(\Delta \mathbf{r}, \Delta t) = C(\Delta \mathbf{r}, -\Delta t)$. После этих упрощений интеграл Фурье принимает вид (Фразье [40])

$$F(k, \omega) = 4\pi \int_0^{\infty} \Delta r d(\Delta r) \int_0^{\infty} C(\Delta r, \Delta t) J_0(k \Delta r) \cos(\omega \Delta t) d(\Delta t), \quad (5.10)$$

где J_0 — функция Бесселя первого рода нулевого порядка,

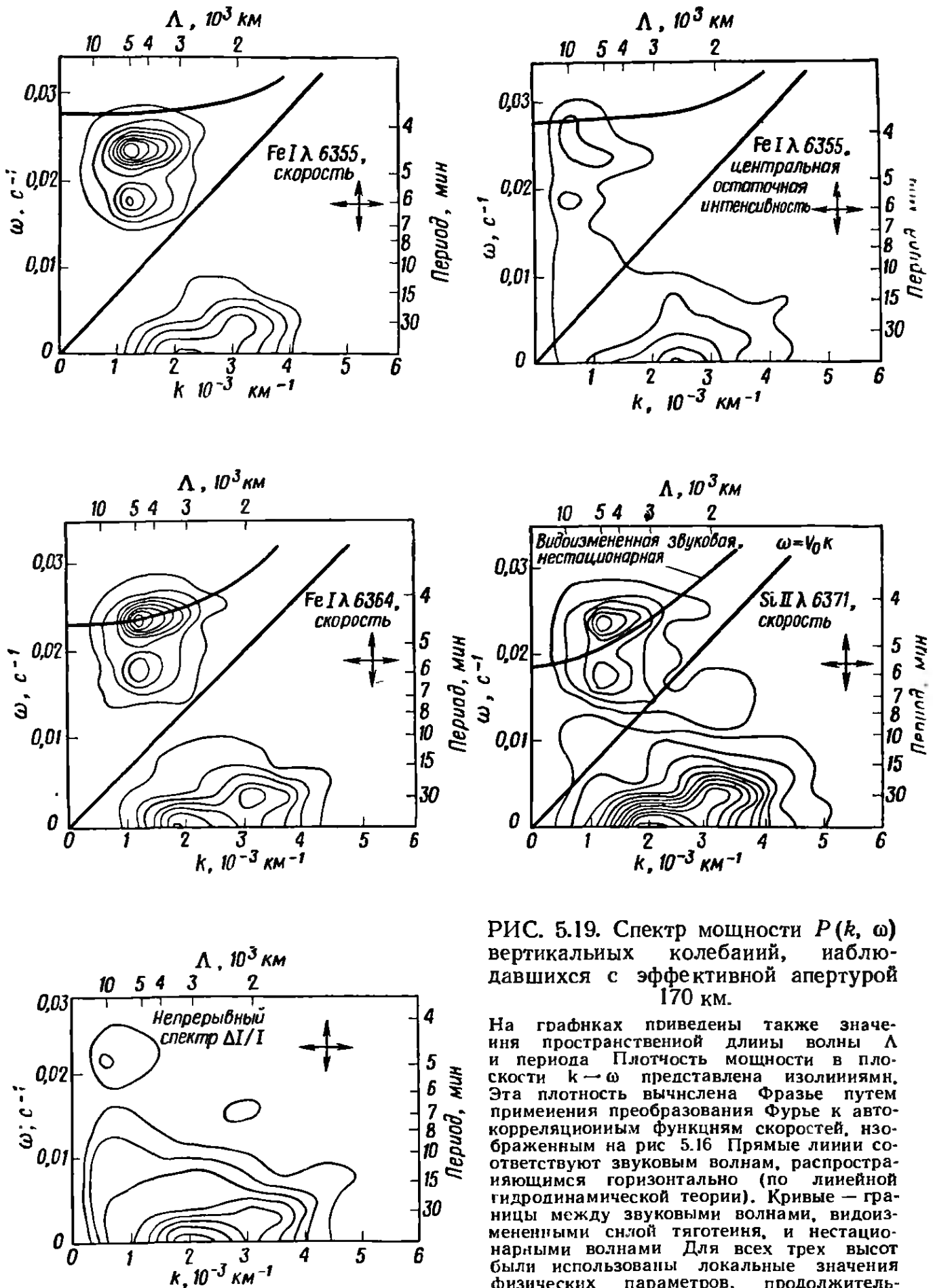


РИС. 5.19. Спектр мощности $P(k, \omega)$ вертикальных колебаний, наблюдавшихся с эффективной апертурой 170 км.

На графиках приведены также значения пространственной длины волны Λ и периода. Плотность мощности в плоскости $k-\omega$ представлена изолиниями. Эта плотность вычислена Фразье путем применения преобразования Фурье к автокорреляционным функциям скоростей, изображенным на рис 5.16. Прямые линии соответствуют звуковым волнам, распространяющимся горизонтально (по линейной гидродинамической теории). Кривые — границы между звуковыми волнами, видоизмененными силой тяготения, и нестационарными волнами. Для всех трех высот были использованы локальные значения физических параметров, продолжительность лучистой релаксации была учтена согласно Суффрену [104]. (По Фразье [40].)

На рис. 5.19 представлены изолинии спектральной плотности мощности $kF(k, \omega)$ в плоскости $k - \omega$ для автокорреляционных функций рис. 5.16. На рисунке с очевидностью выявляется четкое различие между плотностью мощности колебаний и плотностью мощности конвективных движений. Мы видим, что мощность конвекции убывает по отношению к мощности колебаний с возрастанием высоты (непрерывный спектр \rightarrow SiII $\lambda 6371 \text{ \AA}$ \rightarrow \rightarrow FeI $\lambda 6364 \text{ \AA}$ \rightarrow FeI $\lambda 6355 \text{ \AA}$). Длина волны для максимальной плотности мощности конвекции равняется примерно 2500—3000 км и несколько убывает с возрастанием высоты. Эта длина волны значительно больше среднего расстояния между ячейками 1800 км, найденного Бреем и Лоухедом [15]. Расположение двух максимумов мощности колебаний не испытывает существенных изменений с изменением высоты (265 с/5000 км и 345 с/5000 км). На рис. 5.20 приведена спектральная плотность мощности, которая получена из наблюдений, выполненных со значительно бóльшими размерами апертуры, чем на рис. 5.19. Здесь слияние двух максимумов в один и сдвиг спектра в сторону более длинных пространственных волн являются кажущимися. Это заставляет задуматься над тем, на какой длине волны, меньшей 5000 км, оказался бы пик мощности, если бы мы располагали данными наблюдений, выполненными со значительно большей разрешающей способностью, не ограниченной беспокойствием земной атмосферы. На рис. 5.19 приведены также вычисленные длины волн и частоты для некоторых типов гидродинамических колебаний. Прямая, проходящая через начало координат, представляет звуковые волны, распространяющиеся горизонтально ($\omega = V_0 k$). Кривая соответствует границе между нестационарными волнами и звуковыми волнами, измененными силой тяготения. Из результатов, приведенных на рис. 5.19, Фразье [40] вывел заключение, что колебания являются преимущественно стоячими резонансными звуковыми волнами и что волны типа гравитационных не наблюдаются. Существование стоячих волн подтверждается тем, что, согласно наблюдениям Фразье, запаздывание фаз скорости в нижней фотосфере по отношению к скорости в верхней фотосфере пренебрежимо мало. Перейдем теперь к аналитическому описанию возможных типов колебаний.

Попытки дать правильное теоретическое описание вертикальных колебаний обычно сводятся к поискам таких типов резонансных колебаний атмосферы, которые давали бы в плоскости $k - \omega$ спектры мощности, близкие к наблюдаемым, или могли бы существовать, но пока не наблюдаются. Для этого основные уравнения гидродинамики применяют к какой-нибудь модели атмосферы и вычисляют затем возможные типы резонансных колебаний. Сложность таких вычислений заставляет делать не-

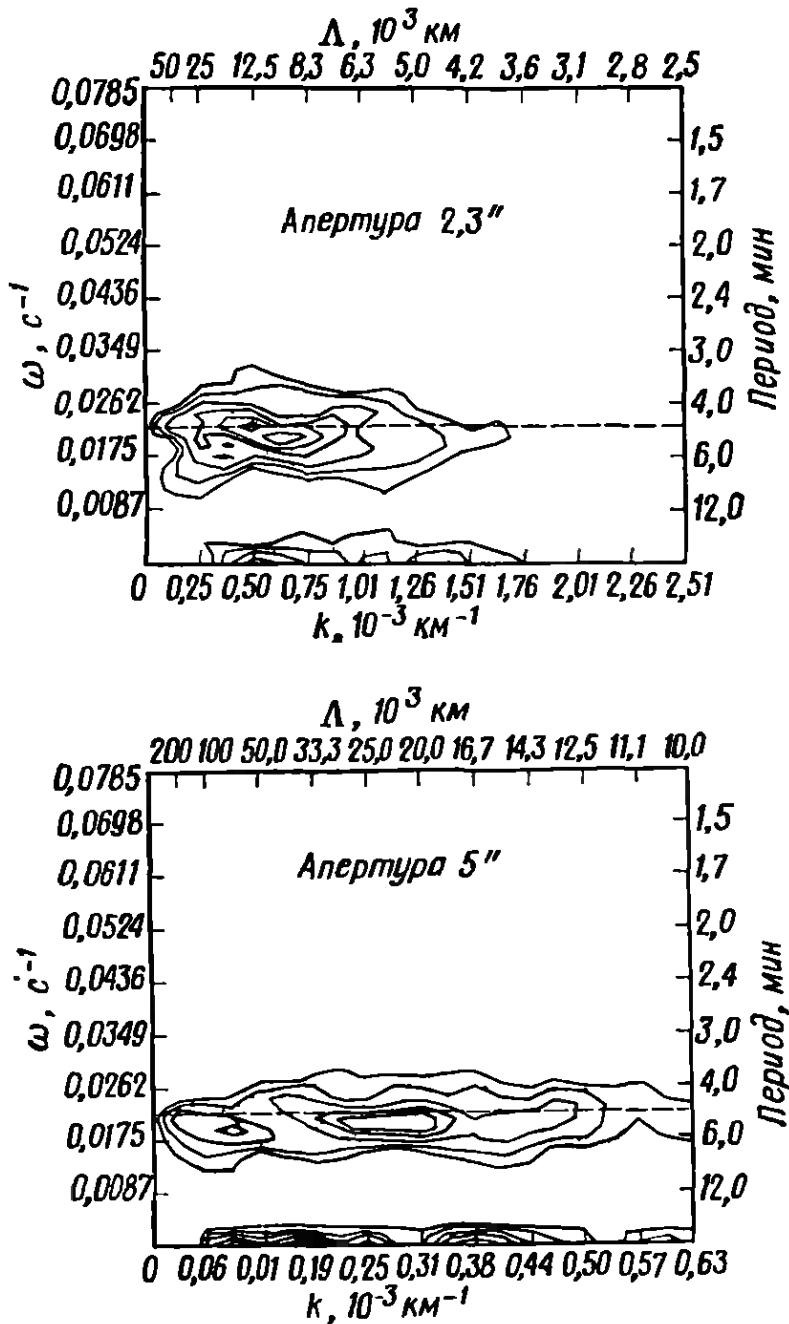


РИС. 5.20. Спектр мощности $P(k\omega)$ вертикальных колебаний, наблюдавшихся с эффективными апертурами 1800 и 3600 км. (По Таненбауму и др. [109].)

которые упрощающие предположения. И, как часто бывает, характер этих предположений сильно сказывается на получаемых результатах.

Первое из основных уравнений гидродинамики — это условие неразрывности вещества, в котором приравниваются эффективная скорость вытекания вещества из единицы объема и взятое с обратным знаком изменение плотности со временем:

$$\nabla \cdot \rho \mathbf{V} = - \frac{\partial \rho}{\partial t}, \quad (5.11)$$

где \mathbf{V} — макроскопическая скорость газа. Условие сохранения количества движения выражается в виде равенства между си-

лой инерции и восстанавливающими силами, поддерживающими колебания. Эти силы таковы:

1. Градиенты давления, отличающиеся от собственных статической атмосфере; в предельном случае они могут создавать чисто звуковые волны.

2. Выталкивающие силы, которые теперь в отличие от случая, когда они создают конвекцию, направлены в сторону, противоположную направлению движения, и при низких частотах могут создавать гравитационные волны.

3. Магнитные силы, которые относительно невелики в фотосфере и нижней хромосфере спокойного Солнца. Мы рассмотрим их только в следующем разделе, где убедимся, что они создают альвеновские и другие магнитогидродинамические волны, могущие играть важную роль в переносе нелучистой энергии в верхние слои солнечной атмосферы.

Следовательно, уравнение движения имеет вид

$$\rho \frac{D\mathbf{V}}{Dt} = -\nabla p + \rho \mathbf{g}, \quad (5.12)$$

где \mathbf{g} — вектор ускорения силы тяготения, направленный вниз, а полная производная $D(\)/Dt$ дает полную скорость изменения некоторой величины, зависящей как от времени, так и от положения в пространстве. Она равна скорости изменения со временем, измеряемой наблюдателем, который движется вместе с элементом вещества. Таким образом,

$$\frac{D\mathbf{V}}{Dt} = \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{V}. \quad (5.13)$$

В уравнении (5.12) мы не учитывали сил вязкости, изменяющихся как $\nabla^2 \mathbf{V}$, считая их пренебрежимо малыми, так как расстояния, на которых изменяется скорость, очень велики (Суффрен [103]). Уравнение сохранения энергии следует непосредственно из первого закона термодинамики, который утверждает, что изменение внутренней энергии элемента вещества равняется количеству сообщенного ему тепла за вычетом совершенной им работы:

$$C_v \frac{DT}{Dt} = -\mathcal{L} - p \frac{D(1/\rho)}{Dt}, \quad (5.14)$$

где C_v — количество энергии, необходимое для того, чтобы повысить температуру элемента единичной массы на 1К (удельная теплоемкость при постоянном объеме), а \mathcal{L} — количество тепла, потерянное единицей массы в единицу времени вследствие излучения [функция потери энергии, определяемая выражением (5.1)]. И, наконец, нам понадобится уравнение состояния

идеального газа (3.14), которое, если снова использовать первый закон термодинамики, можно представить в виде

$$p = \rho(\gamma - 1) C_v T. \quad (5.15)$$

Объединив это равенство с уравнением (5.14), мы сможем записать условие сохранения энергии в виде

$$\frac{1}{T} \frac{DT}{Dt} = -\frac{1}{\tau_R} + \frac{(\gamma - 1)}{\rho} \frac{D\rho}{Dt}, \quad (5.16)$$

где τ_R — характерная продолжительность жизни теплового возмущения, релаксация которого происходит вследствие лучистого переноса при постоянной плотности:

$$\tau_R \equiv \frac{C_v T}{\mathcal{L}}. \quad (5.17)$$

Другая используемая иногда форма записи условия сохранения энергии выводится непосредственно из (5.15) и (5.16). Допустив, что $\gamma = \text{const}$, будем иметь

$$\frac{D \ln(\rho \rho^{-\gamma})}{Dt} = -\frac{1}{\tau_R}. \quad (5.18)$$

Если мы следуем за элементом вещества, то скорость изменения $\rho \rho^{-\gamma}$ зависит от продолжительности жизни возмущения τ_R . Если τ_R велико по сравнению с характерным временем изменения свойств вещества $1/\omega$, то эти изменения происходят почти адиабатически ($\rho \rho^{-\gamma} = \text{const}$). Мы убедимся, что предположение об адиабатичности ($\tau_R \rightarrow \infty$) справедливо для хромосферы, но непригодно для нижней фотосферы.

При решении уравнений сохранения (5.11), (5.12) и (5.18) для определения зависимых переменных p , ρ и \mathbf{V} часто вводятся дополнительные предположения. Кроме адиабатичности происходящих изменений, обычно предполагают, что изменения p и ρ малы по сравнению с их статическими значениями ($\mathbf{V} = 0$). Из наших предыдущих рассуждений, согласно которым колебания представляют собой лишь возмущение в спокойной атмосфере, следует, что это предположение правильно. Обычно делают еще два упрощающих допущения. Во-первых, поскольку не существует предпочтительного горизонтального направления, рассматривают лишь две пространственные координаты: горизонтальную (x) и вертикальную (z). Во-вторых, считают, что все возмущения изменяются гармонически во времени и либо гармонически, либо экспоненциально — в пространстве. Таким образом,

$$\begin{aligned} p &= p_0 + p_1, \\ \rho &= \rho_0 + \rho_1, \\ \mathbf{V} &= \{\text{нуль}\} + u e_x + v e_z \end{aligned} \quad (5.19)$$

и

$$\frac{\rho_1}{\bar{\rho}} = \frac{\rho_1}{\bar{\rho}} = \frac{u}{\bar{u}} = \frac{v}{\bar{v}} = \exp [i (\omega t - K_x x - K_z z)], \quad (5.20)$$

где индексы 0 и 1 относятся соответственно к статическому состоянию (нулевой порядок) и к состоянию, возмущенному колебаниями (первый порядок); e_x и e_z — единичные векторы в направлениях x и z ; $\bar{\rho}$, $\bar{\rho}$, \bar{u} и \bar{v} — комплексные постоянные, определяющие относительную величину и фазу переменных, а K_x и K_z — комплексные волновые числа, определяющие изменения в пространстве (колебания или затухание). Допущение об отсутствии мнимой составляющей ω эквивалентно допущению о стационарности колебаний. Подставив приведенные выше выражения для зависимых переменных (5.19) и (5.20) в уравнения сохранения, мы получим одно уравнение нулевого порядка и четыре уравнения первого порядка. С уравнением нулевого порядка мы уже встречались при изучении спокойной атмосферы:

$$\rho_0 \sim \exp(-z/H), \quad (5.21)$$

где

$$H = (\gamma - 1) C_v T / g = V_0^2 / \gamma g. \quad (5.22)$$

Здесь V_0 — локальное значение скорости звука. Уравнения первого порядка определяют относительные изменения давления и плотности при горизонтальных и вертикальных движениях; они получаются в виде соотношений, связывающих $\bar{\rho}$, $\bar{\rho}$, \bar{u} и \bar{v} , и называются «поляризационными соотношениями». Можно получить также уравнение, связывающее частоту и волновое число; оно называется дисперсионным уравнением и играет особенно важную роль в наших дальнейших рассуждениях*):

$$\omega^4 - \omega^2 V_0^2 (K_x^2 + K_z^2) + (\gamma - 1) g^2 K_x^2 + i \gamma g \omega^2 K_z = 0. \quad (5.23)$$

При решении уравнений первого порядка и выводе уравнения (5.23) предполагалось, что ρ_0 также изменяется как $\exp(-z/H)$. Это равноценно допущению, что

$$\frac{\partial \ln \rho_0}{\partial z} \gg \frac{\partial \ln T_0}{\partial z}, \quad (5.24)$$

т. е., строго говоря, что атмосфера изотермична; такое допущение можно использовать только в области минимума температуры.

Для того чтобы получить из дисперсионного уравнения физически осмысленные выводы, рассмотрим по отдельности действительную и мнимую части уравнения (5.23). Согласно вве-

*) Более подробное изложение вывода и исследование получаемых соотношений можно найти у Хайнса [45], Уиттекера [118], Мура и Шпигеля [76] и Штейна [106].

денному выше предположению, в горизонтальной плоскости нет предпочтительных направлений и изменения в статической атмосфере происходят только в вертикальном направлении; поэтому мы будем считать, что затухание волнового движения происходит лишь в направлении оси z . Следовательно,

$$K_x = k_x, \quad (5.25)$$

где k_x — действительное число. Приравняв мнимую часть уравнения (5.23) нулю, мы будем иметь

$$K_z = k_z + i/2H, \quad (5.26)$$

где k_z — действительное число. Отсюда в свою очередь следует, что плотность кинетической энергии $\rho_0(u^2 + v^2)/2$ не меняется с высотой. Это заключение правильно постольку, поскольку справедливы допущения, на основании которых оно было получено. Дисперсионное уравнение принимает теперь вид

$$\omega^2 k_z^2 = \omega^2 (\omega^2 - \omega_a^2) / V_0^2 + (\omega_g^2 - \omega^2) k_x^2, \quad (5.27)$$

где

$$\omega_a = \frac{1}{2} \frac{V_0}{H} = \frac{\gamma g}{2V_0} \text{ частота звуковой волны,} \quad (5.28)$$

$$\omega_g = \frac{(\gamma - 1)^{1/2}}{\gamma} \frac{V_0}{H} = \frac{(\gamma - 1)^{1/2} g}{V_0} \text{ частота гравитационной волины.} \quad (5.29)$$

Поскольку $\gamma < 2$, ω_g всегда меньше ω_a . Подставив числовые значения, характерные для области минимума температуры, мы получим для ω_a и ω_g значения того же порядка величины, что и у наблюдаемых колебаний. Для $\gamma = 1,2$ и $V_0 = 7$ км/с $\omega_a = 2,35 \cdot 10^{-2}$ с $^{-1}$ и $\omega_g = 1,75 \cdot 10^{-2}$ с $^{-1}$, что соответствует периодам 267 и 359 с.

Скорость распространения фазы V_ϕ равняется, согласно (5.20), ω/k , где $k = (k_x^2 + k_z^2)^{1/2}$. Следовательно, дисперсионное уравнение можно представить в другой форме

$$\left(\frac{V_\phi}{V_0}\right)^2 = \frac{1 - \left(\frac{\omega_g}{\omega}\right)^2 \sin^2 \theta}{1 - \left(\frac{\omega_a}{\omega}\right)^2}, \quad (5.30)$$

где θ — угол между вектором фазовой скорости и вертикальным направлением, $k_z = k \cos \theta$. Таким образом, характер волнового движения может быть различным в зависимости от частоты колебаний. Если $\omega > \omega_a$, то фазовая скорость имеет действительное значение, и волны называются «звуковыми». Если $\omega \gg \omega_a$, то фазовая скорость приближается к скорости звука и не зависит от направления. Это равносильно почти полному отсутствию тяготения: как ω_a/ω , так и ω_g/ω близки к нулю.

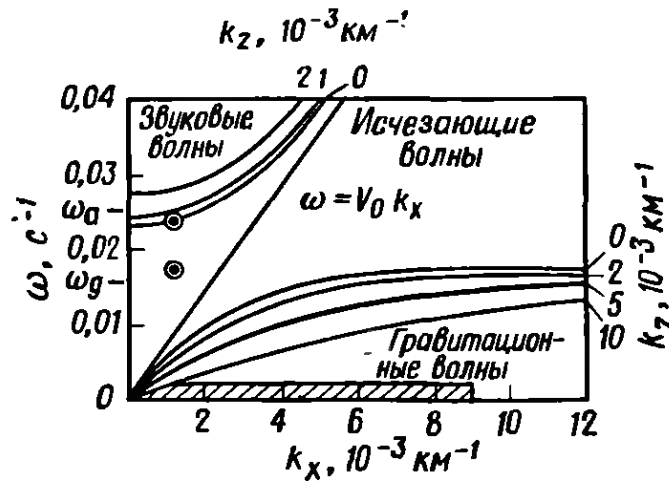


РИС. 5.21 Диагностический график для области минимума температуры. Параметры, использованные при построении этого графика: $T = 5000$ К, $\gamma = 1,20$. Это дает $V_0 = 7,06$ км/с, $\omega_a = 0,0233$ с $^{-1}$ и $\omega_g = 0,0174$ с $^{-1}$. Две линии, соответствующие $k_z = 0$, разделяют график на три области: звуковые, исчезающие и гравитационные волны. Заштрихованная полоса в нижней части графика — область значений ω и k_x для зоны солнечной грануляции. Две точки, отмеченные значками \odot , — максимумы спектральной плотности мощности, полученные Фразье [40]. (По Уиткеру [118])

Для $\omega < \omega_g \sin \vartheta$ ($\omega < \omega_g$ только тогда, когда вектор фазовой скорости горизонтален) фазовая скорость опять становится действительной. Волны такого типа называются «внутренними гравитационными волнами». Слово «внутренние» употреблено здесь для того, чтобы отличить эти волны от тех, у которых фазовая скорость не имеет вертикальной составляющей ($k_z = 0$), как, например, у волн на поверхности воды. Для частот, заключенных в пределах $\omega_a > \omega > \omega_g \sin \vartheta$, фазовая скорость имеет мнимое значение. Волны такого типа мы будем называть «исчезающими» — они либо затухают, либо диссипируют, но не распространяются. В этом случае одно из волновых чисел k_x или k_z в уравнении (5.27) должно иметь мнимое значение, и уравнение (5.23) придется исследовать заново. Следует отметить, что употребление общепринятых терминов может ввести здесь в заблуждение. Выталкивающие силы и градиенты давления сказываются как на внутренних гравитационных, так и на звуковых волнах, и оба типа волн, рассматриваемых здесь, являются по существу внутренними.

Диагностический график, подобный тем, которыми мы пользовались выше для исследования результатов наблюдений (рис. 5.19 и 5.20), можно построить также и для результатов теоретического анализа [уравнения (5.27) — (5.30)]. При чисто горизонтальной фазовой скорости ($k_z = 0$) для каждого значения k_x существуют два значения ω (рис. 5.21). Поэтому диагностический график делится на три области, соответствующие звуковым, исчезающим и гравитационным волнам. Звуковые волны могут существовать выше верхней прямой, на которой

$k_z = 0$. Когда волновое число k_x становится очень большим (малые длины волн), частота звуковых волн приближается к $V_0 k_x$, а фазовая скорость — к V_0 . Гравитационные волны могут существовать ниже нижней кривой, на которой $k_z = 0$. Нетрудно убедиться, что самое большое из возможных значений ω при очень больших k_x (короткие волны) приближается к ω_g . Когда k_x принимает очень большие значения, фазовая скорость приближается к нулю. В области между звуковыми и гравитационными волнами k_z и V_ϕ имеют мнимые значения и всякое волновое движение, едва начавшись, прекращается. Дисперсионное уравнение также можно представить графически (рис. 5.22). На графике нанесены линии пересечения плоскости $k_x - k_z$ с поверхностями одинаковых фаз). Они дают возможность сразу установить направление распространения энергии, т. е. групповую скорость, так как распространение энергии происходит в направлении, нормальном к линиям $\omega = \text{const}$, в сторону возрастания ω . Для звуковых волн (эллиптические сечения) направления фазовой скорости (\mathbf{k}) и распространения энергии приблизительно одинаковы. Однако для гравитационных волн (гиперболические сечения) эти направления могут различаться даже

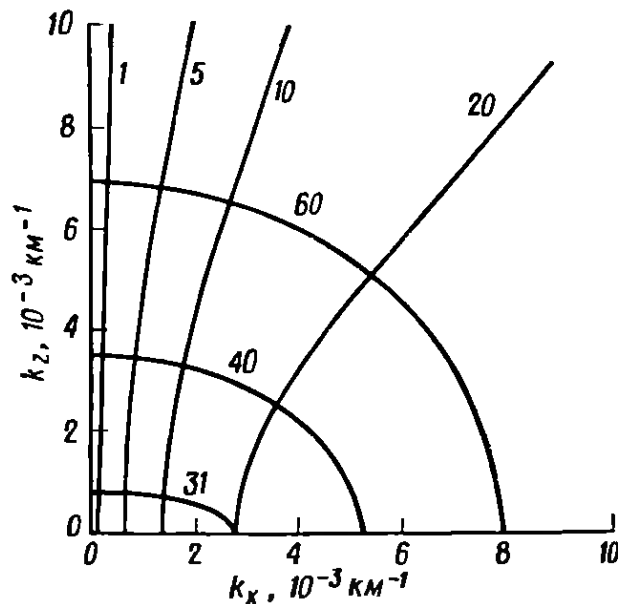


РИС. 5.22. Поверхности равных значений фазы.

Приведены возможные значения k_x и k_z для нескольких значений ω , удовлетворяющих дисперсионному уравнению (5.27). Значения ω (надписанные около каждой кривой) выражены в единицах 10^{-3} с^{-1} . Вычисления выполнены для $T = 5000\text{К}$, $\omega_a = 0,304 \text{ с}^{-1}$, $\omega_g = 0,298 \text{ с}^{-1}$. Звуковые волны ($\omega > \omega_a$) соответствуют эллиптическим сечениям, а гравитационные ($\omega < \omega_g$) — гиперболическим. Распространение энергии колебаний происходит со скоростью, совпадающей по величине и направлению с групповой скоростью:

$$\nabla_{\mathbf{k}} \omega = \frac{\partial \omega}{\partial k_x} \mathbf{e}_x + \frac{\partial \omega}{\partial k_z} \mathbf{e}_z$$

Поскольку эта скорость является градиентом ω в k -пространстве, она перпендикулярна поверхностям равных значений ω и направлена в сторону возрастания ω . (Более подробно см. об этом у Хайнса [45].) (По Штейну [106].)

на 90° . В частности, вертикальная составляющая фазовой скорости будет всегда противоположна вертикальной составляющей направления распространения энергии.

Приведенный выше анализ был основан на упрощающем предположении — мы считали атмосферу изотермичной. Отказ от этого предположения сильно сказывается на оценке роли гравитационных волн. Частоту, соответствующую ω_g , но полученную с учетом градиента температуры, ω_B называют частотой Брунта — Вяйсала (Brunt — Väisälä). Ее значение получают для предельного случая, пренебрегая возмущениями градиента давления по сравнению с возмущениями плотности (т. е. силой давления по сравнению с выталкивающей силой). Чтобы проиллюстрировать это, возвратимся к рис. 2.4, поясняющему образование ячеек конвекции. Поскольку выше конвективной зоны газ устойчив, поднимающийся элемент становится более плотным, чем окружающая среда, и приобретает ускорение, направленное вниз. А на ячейки, движущиеся вниз, действует соответственно выталкивающая сила, и в результате возникают колебания. Пусть z — вертикальное отклонение ячейки конвекции от положения равновесия. Условие равновесия между силой инерции и выталкивающей силой, действующими на единицу объема, можно записать в виде

$$\rho' \frac{\partial^2 z}{\partial t^2} = g(\rho - \rho'), \quad (5.31)$$

где ρ' и ρ — плотности газа внутри и вне ячейки соответственно. Отклонения этих величин от их начального значения ρ_0 в результате смещения ячейки на расстояние z составляют

$$\rho - \rho_0 = \left(\frac{\partial \rho}{\partial z} \right)_{\text{ат}} z, \quad (5.32)$$

$$\rho' - \rho_0 = \left(\frac{\partial \rho}{\partial z} \right)_{\text{ад}} z, \quad (5.33)$$

где частные производные представляют скорости изменения плотности в атмосфере (ат) и в ячейке (по адиабате — ад) соответственно. Если воспользоваться уравнением состояния идеального газа и предположить, что давление внутри и вне ячейки одинаково (т. е. пренебречь возмущением давления), то условие равновесия примет вид

$$\frac{\partial^2 z}{\partial t^2} + \frac{g}{T} \left\{ \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_{\text{ат}} - \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_{\text{ад}} \right\} z = 0. \quad (5.34)$$

Коэффициент перед z равен квадрату частоты колебаний; если давление в атмосфере изменяется как $\exp(-z/H)$, то он может быть выражен в виде

$$\omega_B^2 = \omega_g^2 + \frac{g}{T} \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_{\text{ат}}. \quad (5.35)$$

Этим значением ω_B следует заменить ω_g в полученном выше дисперсионном уравнении (5.27). Частота звуковой волны ω_a не зависит в первом приближении от градиента температуры. А свойства гравитационных волн, как видно из уравнения (5.35), определяются именно градиентом температуры. Если градиент температуры велик по абсолютной величине и отрицателен, то ω_B^2 может быть меньше нуля, так что смещение ячейки газа будет конвективно неустойчивым, как в конвективной зоне. В фотосфере, где градиент температуры все еще отрицателен, но газ устойчив, верхний предел частоты гравитационных волн ω_B меньше ω_g . Однако выше минимума температуры положительный градиент температуры увеличивает ω_B , она становится больше ω_g , и условия для распространения гравитационных волн становятся более благоприятными.

Второе упрощающее предположение, которым мы пользовались выше, заключалось в том, что отношение $p/\rho T$ [равное $(\gamma - 1)C_v$ согласно (5.15)] мы считали постоянным, иначе говоря, считали возможным пользоваться уравнением состояния идеального газа. Но это означает, что мы фактически пренебрегли влиянием изменений степени ионизации, происходящих при изменениях температуры и давления. Если учесть изменения в степени ионизации (Томас и др. [110]), то частота Брунта — Вьяй-сала будет равняться

$$\omega_B^2 = g\beta \left[\left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_{ат} - \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_{ад} \right], \quad (5.36)$$

где β — коэффициент теплового расширения,

$$\beta = - \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p \quad (5.37)$$

и

$$\left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_{ад} = - \frac{\beta T g}{C_p}. \quad (5.38)$$

$\beta = 1/T$ и частота ω_B определяется выражением (5.35) только для идеального газа. Как мы вскоре убедимся, основной результат учета ионизации водорода состоит в появлении широкого максимума ω_B^2 около области минимума температуры. Здесь как бы находится потенциальная стенка, захватывающая гравитационные волны. Если наряду с моделью солнечной атмосферы учитывать также и ионизацию водорода, то построить график, подобный рис. 5.21, становится значительно труднее. Однако для случая чисто горизонтального распространения ($k_z = 0$) еще удастся разделить области звуковых, гравитационных и исчезающих волн. Уравнения сохранения можно объединить в одно, имеющее вид

$$\frac{d^2 Q}{dz^2} + F(k_x, \omega, z) Q = 0, \quad (5.39)$$

где

$$Q^2 = \frac{\rho v^2}{\left| \frac{1}{v_\phi^2} - \frac{1}{v_0^2} \right|}. \quad (5.40)$$

Если $F > 0$, то зависимость динамической величины Q от z носит колебательный характер и могут существовать бегущие волны. Если $F < 0$, то Q изменяется с z экспоненциально и волны исчезают. На рис. 5.23 показаны для периода 300 с и нескольких значений длины горизонтальной волны слои атмосферы, в которых могут существовать бегущие волны. Вычисления были выполнены с помощью кусочно-непрерывной идеализированной модели ВСА. Хотя схема, приведенная на рис. 5.23, станет несколько иной, если использовать другую модель и другой метод вычисления, однако ее общий характер сильно измениться не должен, и ее можно считать хорошим обзором условий распространения волн в солнечной атмосфере. Гравитационные волны возникают главным образом тогда, когда длина волны горизонтальных колебаний не превосходит 2000 км. Если они могут быть захвачены в указанных на рис. 5.23 областях, то там могут существовать как стоячие, так и бегущие волны. Для горизонтальных волн длиной 1000 км область исчезающих волн на высоте 1500 км тонкая, и волны, просачиваясь через нее, могут фактически соединять два слоя, благоприятные для их рас-

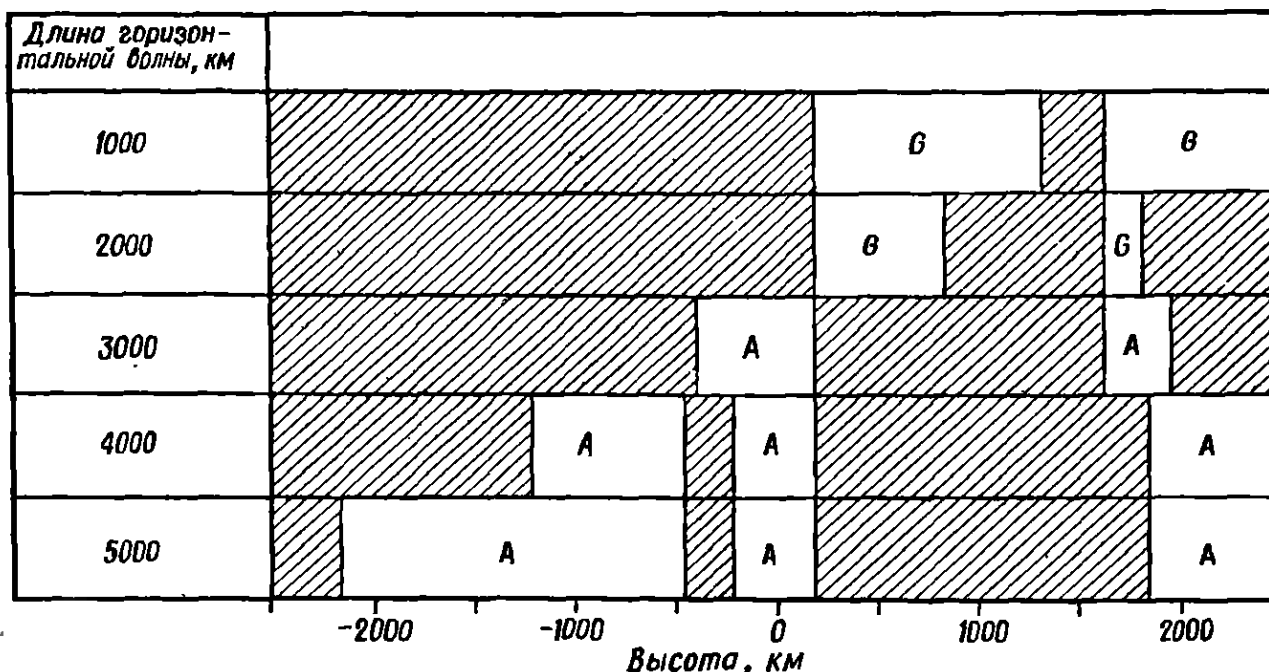


РИС. 5.23. Области распространения и исчезновения волн с периодом 300 с в атмосфере Солнца.

Области исчезновения — это те области, где $k_z^2 < 0$. В заштрихованных областях — исчезающие волны, в незаштрихованных — распространяющиеся волны G — гравитационные волны, A — звуковые волны (По Кларку и др [22].)

пространения. Для горизонтальных волн длиной 3000 км и больше гравитационные волны в фотосфере и хромосфере выше 200 км существовать уже не могут, а звуковые волны возможны в конвективной зоне, нижней фотосфере и средней хромосфере (> 1800 км). Следовательно, опять выявилось уже отмечавшееся свойство колебаний быть гравитационными на коротких волнах (большие значения k_x) и звуковыми — на более длинных (малые значения k_x).

Прежде чем сопоставлять теорию с наблюдениями, мы обсудим, к чему приводит отказ от предположения об адиабатичности для каждого из типов волн. Если характерное время релаксации тепловых возмущений τ_R приблизительно такое же или намного меньше характерного времени изменения свойств вещества $1/\omega$, то изменения состояния газа уже не будут адиабатическими, и атмосфера будет стремиться к нейтрально-устойчивому состоянию. Это означает, что сместившийся элемент газа достигнет теплового равновесия со своим новым окружением раньше, чем успеют оказать заметное восстанавливающее воздействие выталкивающая сила и градиент давления. Время релаксации теплового возмущения в бесконечной однородной среде определяется из соотношения (Шпигель [105])

$$\tau_R^{-1} = \frac{16\sigma\kappa T^3}{C_p} (1 - \tau_e \operatorname{arctg} \tau_e), \quad (5.41)$$

где τ_e — эффективная оптическая толщина для лучистой релаксации теплового возмущения. Член $\tau_e \operatorname{arctg} \tau_e$ учитывает поглощение и переизлучение, которые стремятся сгладить возмущение. При $\tau_e \ll 1$ $\tau_R \approx C_p/16\sigma\kappa T^3$. Однако если релаксации теплового возмущения препятствует главным образом диффузия излучения, то $\tau_e \gg 1$ и $\tau_R \approx 3\tau_e^2\tau_R(\tau_e=0)$. Для волн в бесконечной однородной среде, у которых вектор фазовой скорости горизонтален, τ_e равняется просто горизонтальному размеру возмущенной области $\Lambda/2\pi$, деленному на среднюю длину свободного пробега фотона $1/\rho\kappa$. Следовательно, оптическая толщина возмущения τ_p составляет

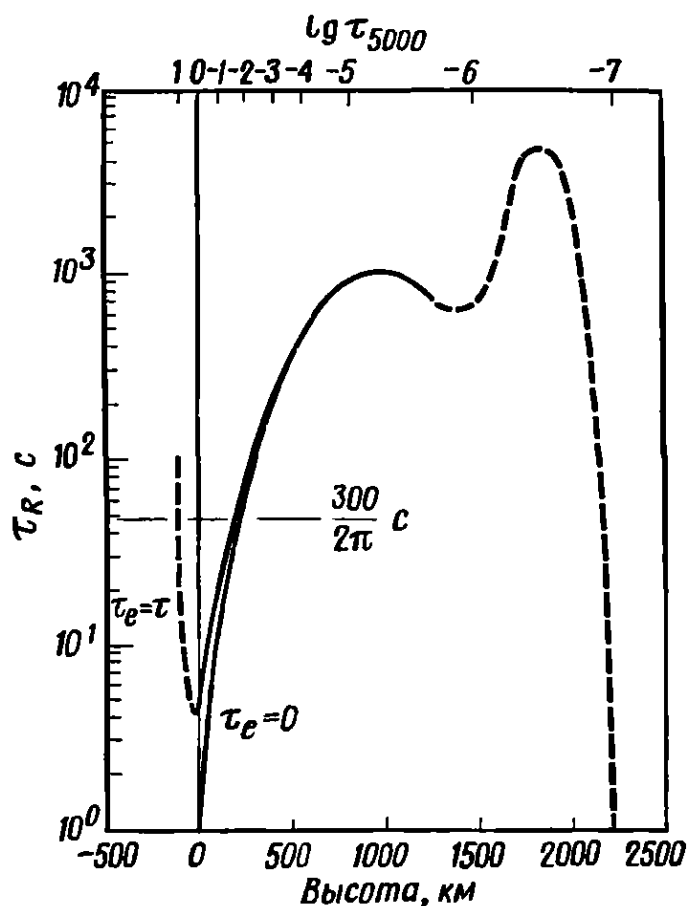
$$\tau_p = \Lambda\rho\kappa/2\pi, \quad (5.42)$$

где Λ — длина горизонтальной волны. В этом случае возмущения сглаживаются в горизонтальном направлении. Однако в солнечной атмосфере τ_e не может быть больше τ — оптической глубины атмосферы, так как обмен излучением между возмущенной областью и окружающим ее веществом может происходить также и в вертикальном направлении. В этом случае грубо приближенное значение τ_e (Ульрих [116]) определяется из соотношения

$$\frac{1}{\tau_e^2} = \frac{1}{\tau^2} + \frac{1}{\tau_p^2}. \quad (5.43)$$

РИС. 5.24. Время релаксации тепловых возмущений в атмосфере Солнца.

Время τ_R для эффективной оптической толщи возмущения, равной либо нулю, либо τ — оптической глубине атмосферы, было вычислено по формуле Шпигеля (541). Была использована бильдербергская модель атмосферы с значением C_p , заимствованным у Томаса и др [110]. Значение κ было взято для $\lambda 5000 \text{ \AA}$. Штриховые линии означают участки, где непосредственное применение формулы Шпигеля неоправдано, но общий ход изменения правлен.



Зависимость времени релаксации τ_R от высоты представлена графически на рис. 5.24. В значительной части фотосферы (от 0 до 250 км) τ_R меньше $300/2\pi$ с и потому адиабатические колебания невозможны. Однако в верхней фотосфере и нижней хромосфере τ_R становится большим главным образом из-за быстрого убывания непрозрачности (коэффициента поглощения κ) с высотой. На высоте 1000 км τ_R начинает уменьшаться, но сильное возрастание C_p , обусловленное начавшейся ионизацией водорода, создает второй максимум. После него τ_R опять быстро убывает из-за того, что возрастают и κ и T . В пределах кривой рис. 5.24 τ_p^2 повсюду намного больше τ^2 для $\Lambda = 5000$ км, так что $\tau_e \approx \tau$. Следовательно, диффузия излучения существенна только в конвективной зоне. Если $\Lambda \rightarrow 0$, то $\tau_e \rightarrow 0$, и диффузия излучения не играет значительной роли нигде. Ниже фотосферы и при возрастании оптической глубины атмосферы τ время τ_R быстро увеличивается пропорционально $3\tau^2\tau_R$ ($\tau_e = 0$). Таким образом, релаксация тепловых возмущений препятствует существованию колебаний в нижней части фотосферы и на поверхности конвективной зоны, но не ниже.

Чтобы выяснить, как сказывается на диагностическом графике то обстоятельство, что значение $1/\tau_R$ отлично от нуля, обратимся опять к линиям раздела между областями звуковых, исчезающих и гравитационных волн, определяемым из условия

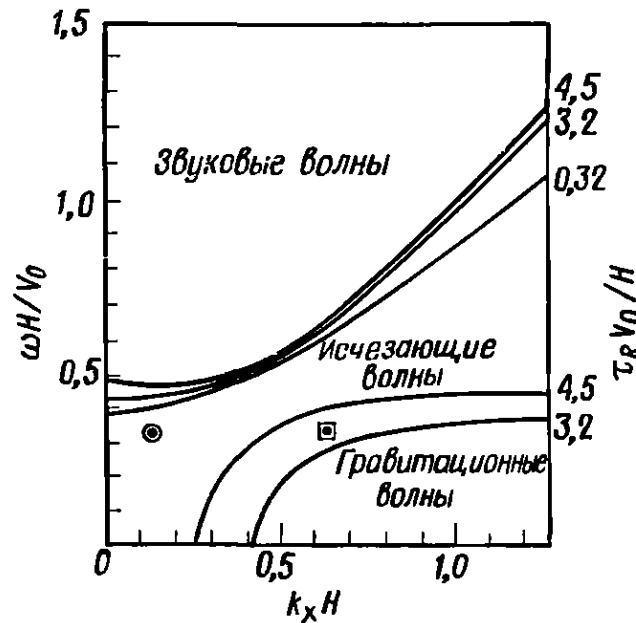


РИС. 5.25. Влияние релаксации тепловых возмущений на диагностический график.

Границы областей существования звуковых, исчезающих и гравитационных волн, определяемые условием $k_z = 0$, приведены для трех значений безразмерного времени релаксации тепловых возмущений $\tau_R V_0 / H$. Для атмосферы Солнца на высоте 300 км (по модели ВСА) при длине горизонтальной волны 5000 км и при $\tau_R = 1/\omega = 300/2\pi$ с мы находим $H = 110$ км и $V_0 = 7$ км/с; следовательно, безразмерные величины составляют $\omega H / V_0 = 0,33$, $\tau_R V_0 / H = 3,0$ и $k_x H = 0,14$. Эта точка отмечена на графике знаком \odot ; точка, соответствующая длине волны 1000 км, отмечена знаком \square . Очевидно, что релаксация тепловых возмущений сказывается сильнее всего на гравитационных волнах. Для горизонтальной волны с длиной 1000 км на высоте 300 км (модель ВСА) условия очень неблагоприятны для гравитационных волн, если только не выполняется равенство $\tau_R V_0 / H \approx 3,7$, т. е. $\tau_R \approx 60$ с. Поэтому 1000-километровые гравитационные волны еще возможны на этой высоте. (По Суффрену [104].)

$k_z = 0$. При $k_z = 0$ из дисперсионного уравнения, полученного в предположении адиабатичности и изотермичности атмосферы (5.27), мы находим

$$k_x^2 = \frac{\omega^2 - \omega_a^2}{\omega^2 - \omega_B^2} \left(\frac{\omega}{V_0} \right)^2. \quad (5.44)$$

Если отказаться от предположения об адиабатичности, это выражение примет вид (Ульрих [116])

$$k_x^2 = \frac{\omega^2 - \omega_a^2 + \left(\gamma - \frac{\omega_a^2}{\omega^2} \right) \tau_R^{-2}}{\omega^2 - \omega_B^2 + \tau_R^{-2}} \left(\frac{\omega}{V_0} \right)^2. \quad (5.45)$$

Соответствующий диагностический график, приведенный на рис. 5.25, следует сравнить с рис. 5.21. Легко убедиться, что самое заметное следствие убывания τ_R состоит в уменьшении областей, в которых могут распространяться гравитационные волны. Согласно Суффрену [104], гравитационные волны не могут существовать, если $\tau_R < 1/\omega_B$. Если принимать во внимание

нимые значения ω (нестационарные колебания), то условием невозможности распространения гравитационных волн будет неравенство $\tau_R < 1/2\omega_B$ (Стикс [108]). В фотосфере $\omega_B \approx 0,03 \text{ с}^{-1}$. Значит, чтобы могли распространяться устойчивые гравитационные волны, τ_R должно быть больше 33 с. Это соответствует уровням выше 200 км.

Обратимся теперь к основному вопросу, на который мы должны ответить в этом разделе: «Какие волны могут существовать в атмосфере Солнца и можно ли их отождествить с наблюдаемыми?» В сущности речь идет о двух видах волн: гравитационных в фотосфере и хромосфере и звуковых в конвективной зоне (рис. 5.23). Существуют ли в Солнце такие виды волн или хотя бы один из них?

На диагностическом графике наиболее очевидным различием между двумя типами волн является длина горизонтальной волны $2\pi/k_x$. У гравитационных волн она составляет 2000 км или меньше, а у звуковых — 3000 км или больше. Поскольку из наблюдаемых волн, соответствующих максимуму спектральной плотности энергии, самая короткая имеет длину 5000 км (Фразье [40], рис. 5.19), может создаться впечатление, что наблюдаются только звуковые волны. Однако беспокойство земной атмосферы делает трудным, если не невозможным, наблюдение горизонтальных волн с длиной 2000 км или меньше (это соответствует разрешающей способности 0,4"). Поэтому вполне вероятно, что гравитационные волны с относительно небольшими длинами существуют, но не могут быть обнаружены при наблюдении с поверхности Земли.

Звуковые и гравитационные волны различаются на диагностическом графике также по возможным для них частотам. На звуковых волнах мало сказывается релаксация тепловых возмущений, а в конвективной зоне время релаксации становится очень большим. Поэтому наблюдаемые колебания могут быть звуковыми волнами. Однако верхний предел частоты гравитационных волн определяется, как можно показать (Стикс [108]), из неравенства

$$\omega_g^2 < \omega_B^2 - (1/2\tau_R)^2. \quad (5.46)$$

Предельная частота для нестационарных волн указана на рис. 5.26, из которого следует, что релаксация тепловых возмущений сказывается только на первых 200 км. Гравитационные волны не могут существовать ниже 140 км и достигают предельно высокой частоты, по существу равной ω_B , выше 200 км. Воспользовавшись более строгим критерием Суффрена для существования устойчивых гравитационных волн, $\omega_B^2 > 1/\tau_R^2$, мы убедимся с помощью рис. 5.25, что атмосфера способна поддерживать гравитационные волны с длиной 1000 км на высоте

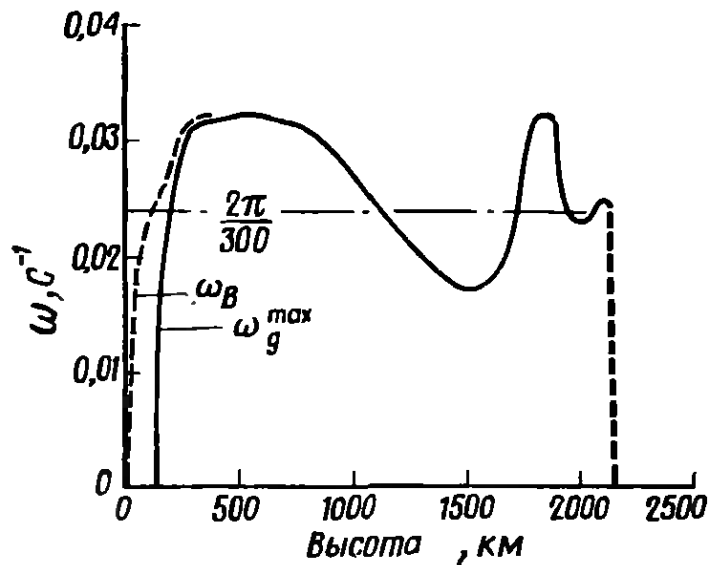


РИС. 5.26. Верхняя граница частоты гравитационных волн как функция высоты

По оси ординат отложена величина $[\omega_B^2 - (1/2\tau_R)^2]^{1/2}$, см. (5.46). Значения частоты Брунта — Вайсала ω_B заимствованы у Томаса и др. [110], при их вычислении учтено влияние ионизации водорода, существенное выше 1400 км. Расчеты выполнены для модели ВСА. Значения τ_R взяты с графика рис. 5.24. Очевидно, что на высотах приблизительно от 200 до 1200 км атмосфера может поддерживать гравитационные волны с наблюдаемой частотой. Быстрый спад до нуля выше 2100 км является следствием быстрого убывания τ_R на этих высотах.

300 км. Таким образом, даже если релаксация тепловых возмущений стремится подавить гравитационные волны на первых 200 км высоты, она не может оказать на них заметного воздействия выше, вплоть до уровня 2000 км, так что гравитационные волны также могут быть ответственными за наблюдаемые частоты. Причина малой протяженности области, где существенно влияние релаксации тепловых возмущений, состоит в быстром возрастании времени τ_R в нижней фотосфере.

Подтверждением звуковой природы колебаний можно считать пренебрежимо малую (наблюдаемую) разность фаз волн в нижней фотосфере и в хромосфере. Таким образом, должен существовать какой-то способ захватывания волн и превращения их в стоячие. Было показано, что в конвективной зоне звуковые волны отражаются вниз вблизи фотосферы и обратно вверх на глубине от нескольких тысяч до нескольких десятков тысяч километров в зависимости от частоты и длины горизонтальной волны (Ульрих [116]). Поэтому могут возникать стоячие волны, но, поскольку верхняя граница — не идеальный отражатель, энергия колебаний будет проникать в фотосферу и хромосферу в виде не могущих распространяться, исчезающих волн. Путь распада этих волн достаточно длинен, и, так как плотность энергии равна $\rho v^2/2$, скорость колебаний должна иметь тенденцию к возрастанию с высотой. Таким образом, наблюдаемые колебания могут быть исчезающими звуковыми волнами,

синфазными со сравнительно длинными стоячими волнами в конвективной зоне.

Интересно отметить, что и у гравитационных волн фаза может мало меняться с высотой. Они также могут создавать стоячие волны в фотосфере и хромосфере. Как видно из рис. 5.26, обширная «потенциальная стенка» для захвата гравитационных волн находится приблизительно между 200 и 1200 км. Захват волн в области минимума температуры связывали вначале только с температурными эффектами (Кан [57, 58] — звуковые волны, Ушида [112, 113] — гравитационные волны). Однако было показано, что образование потенциальной стенки является результатом ионизации, воздействие которой приводит к захвату гравитационных волн, и что звуковые волны, чтобы быть захваченными в той же области, должны иметь частоты выше наблюдаемых (Томас и др. [110]). Начальный рост верхнего предела частоты гравитационных волн в фотосфере (рис. 5.26) обусловлен увеличением ω_B (вследствие перехода от неустойчивости в конвективной зоне к устойчивости в более высоких слоях), а также резким возрастанием времени релаксации τ_R . На высотах 300—800 км частота ω_B изменяется очень медленно, так как атмосферный градиент температуры в этой области пренебрежимо мал, а адиабатический градиент температуры почти постоянен. Если использовать выражение для ω_B (5.36), (5.38) и учесть изменения β и C_p (рис. 5.27), можно показать, что $\omega_B^2 \approx \approx (g\beta)^2 T/C_p$ и что эта величина почти постоянна около минимума температуры (330 км по модели ВСА). Убывание ω_B выше 1000 км объясняется ионизацией водорода, которая быстро увеличивает C_p (рис. 5.27). Это уменьшает адиабатический гра-

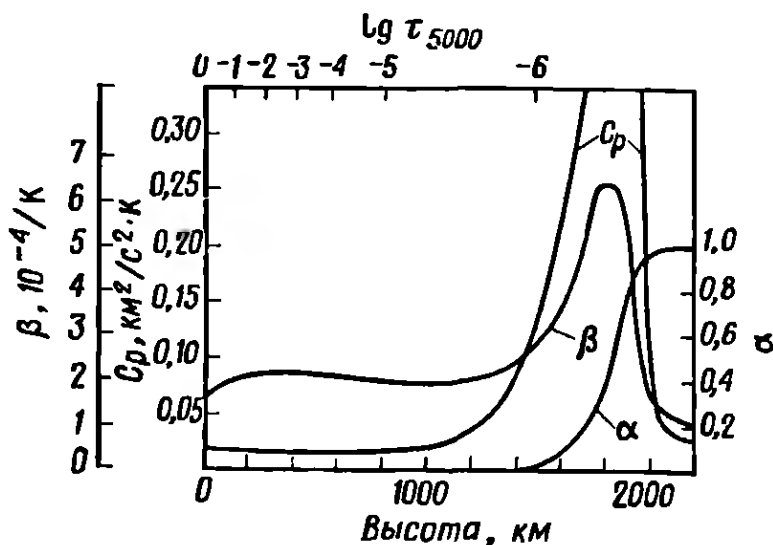


РИС. 5.27. Удельная теплоемкость при постоянном давлении, коэффициент теплового расширения и доля ионизованного водорода как функции высоты. Эти величины вычислены для модели ВСА. Следует обратить особое внимание на резкие максимумы β и особенно C_p при возрастании α до 1 между 1400 и 2000 км. (По Томасу и др. [110])

диент температуры до значений, меньших атмосферного градиента, и создает максимум коэффициента β , который в свою очередь обуславливает второй максимум ω_V на высоте около 1800 км. Томас и др. [110], используя четырехслойную модель атмосферы, получили для захватываемых гравитационных волн два характерных периода: 263 и 338 с; длина волны в обоих случаях составляла 1500 км. Интересно, но не находит своего объяснения то обстоятельство, что эти периоды близки к периодам, полученным из наблюдений Фразье [40], большинство которых относится к нижней фотосфере, где релаксация тепловых возмущений подавляет гравитационные волны. Однако гравитационные волны все же могли бы существовать в этой области, так как захваченные гравитационные волны являются фактически характерными, или собственными, колебаниями некоторого слоя атмосферы. Крупномасштабные движения в этом слое управляют нейтрально устойчивыми областями, лежащими выше и ниже него (Томас, 1971 г., частное сообщение), подобно тому как создают грануляцию мощные конвективные ячейки, поднимающиеся до фотосферы. Это особенно справедливо для областей, отстоящих всего на несколько H от колеблющегося слоя. Таким образом, если бы гравитационные волны наблюдались, то их фаза мало менялась бы с высотой в большом интервале высот.

При сопоставлении звуковых и гравитационных волн целесообразно рассмотреть также возможные механизмы их возбуждения. Утверждалось, но не было доказано, что колебания в конвективной зоне являются самовозбуждающимися, т. е., однажды начавшись с небольшого возмущения, они стремятся усилиться с течением времени (Ульрих [116]). Кроме того, хотя звуковые волны лишь слабо связаны с полем конвективных скоростей, они должны получать от последнего значительную дополнительную энергию. С другой стороны, гравитационные волны должны зависеть только от непосредственного возбуждения турбулентными движениями в нижележащих слоях. Наблюдения не обнаруживают однозначного соответствия между гранулой, движущейся вверх, и колебаниями в вышележащем слое. Однако было показано, что полностью развитый цуг волн должен наблюдаться не непосредственно над гранулой, а на расстоянии по меньшей мере в несколько длин волн от нее (Кларк и др. [22]). Наблюдатель, находящийся на грануле, почувствовал бы бросок вверх, падение, затем медленное возвращение на исходную высоту. Наблюдатель, находящийся на расстоянии нескольких длин волн от гранулы, должен испытывать колебания, период которых медленно убывает с течением времени. На поверхности Солнца должен наблюдаться результат сложения цугов волн от многочисленных окрестных гранул.

И, наконец, необходимо установить, насколько каждая теоретическая модель колебаний может быть приспособлена к реальной атмосфере Солнца с ее горизонтальной неоднородностью (создаваемой хромосферной сеткой, см. разд. 5.3). Мы убеждены, что в конвективной зоне и в нижней фотосфере как статическое, так и динамическое давление газа гораздо больше, чем магнитное давление в хромосферной сетке, поэтому нет необходимости вносить сколько-нибудь значительные изменения в теорию звуковых волн. Однако в хромосфере магнитное поле сетки уже может ограничивать движение газа, вынуждая его двигаться главным образом в вертикальном направлении, параллельно полю. Некоторые эффекты, создаваемые хромосферной сеткой, наблюдались. Средний период колебаний, наблюдавшихся в свете линии CaIIK3 на сетке (сильная линия $K2$), больше, чем вне сетки, внутри ячеек супергрануляции (слабая линия $K2$), прежде всего из-за присутствия хорошо выраженного долгопериодического хвоста (от 400 до 600 с) в спектре мощности (Оррал [86]). Дефо [24] высказал предположение, что области супергрануляционных ячеек, не имеющие магнитного поля, в отличие от областей, расположенных вдоль сетки, проявляют сверхустойчивость по отношению к термической конвекции (самовозбуждению).

В соответствии с этим представлением Ушида [113] проанализировал стоячие гравитационные волны внутри цилиндрического полого резонатора, верхняя и нижняя поверхности которого заключают между собой область минимальной температуры, а стенки образованы укрепленными магнитным полем границами ячеек супергрануляции, совпадающими с хромосферной сеткой. Влияние хромосферной сетки на гравитационные волны настоятельно требует дальнейших исследований.

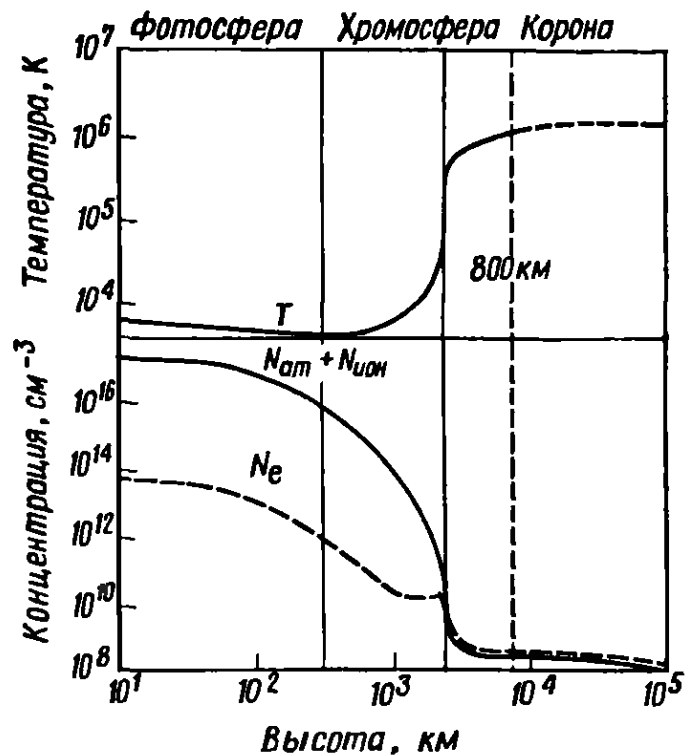
Текущие исследования колебаний в атмосфере Солнца очень интересны и имеют основополагающее значение. В настоящий момент мы вынуждены согласиться с тем, что причиной наблюдаемых колебаний, вероятнее всего, являются звуковые волны. Однако могут существовать также и гравитационные волны с малой длиной пространственной волны. Для того чтобы наблюдать эти колебания, требуется очень высокая, не ограничиваемая беспокойством земной атмосферы пространственная разрешающая способность, которой можно добиться путем использования больших вакуумных телескопов или ориентированных космических платформ. Необходимо также установить роль каждого из типов колебаний в нагревании верхних слоев солнечной атмосферы. Служат ли колебания только промежуточным хранилищем, аккумулятором энергии, или они принимают непосредственное участие в нелучистом нагревании газа? В следующем разделе мы обсудим эти чрезвычайно важные вопросы.

5.2. НАГРЕВАНИЕ АТМОСФЕРЫ И ИНВЕРСИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ

Было бы естественно ожидать, что убывание температуры от солнечного ядра к фотосфере продолжается и во внешних слоях атмосферы Солнца. Тепло переносится от горячих солнечных недр в холодное межпланетное пространство, и непрерывное убывание температуры вполне соответствовало бы нашим привычным представлениям. Однако температура резко повышается в хромосфере и достигает очень высоких значений в короне. Внешняя оболочка, которая, казалось бы, должна быть холодной, неизлучающей и тонкой, оказывается горячей, светящейся и протяженной (рис. 2.18). Как видно из рис. 5.28, температура, опустившись в фотосфере ниже 10^4 К, начинает затем круто подниматься вверх и на протяжении около 2000 км достигает до значений, превышающих 10^6 К, т. е. сравнимых с температурой солнечного ядра. Это кажущееся противоречие с обычными представлениями о переносе тепла объясняется тем, что над нижней фотосферой газ оптически тонок в видимой и инфракрасной областях спектра, содержащих большую часть излучаемой в пространство энергии, и диффузия лучистой энергии уже не является основным механизмом переноса. В то же время действует механизм, превращающий часть энергии, освобожденной в ядре, в нелучистую энергию, поток которой, несмотря на положительный градиент температуры, направлен в хромосферу и корону, где и происходит диссипация. Этот механизм, как обычно полагают, состоит в том, что турбулентное перемешивание в конвективной зоне порождает волны, которые переносят механическую энергию вверх и, диссипируя, увеличивают тепловую энергию атмосферы. 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/(см²·с)).

Наблюдения из космического пространства дали нам возможность исследовать характер скачкообразного подъема температуры в вышележащей высокотемпературной области атмосферы. Большая часть излучения, испускаемого хромосферой и короной, приходится на ультрафиолетовую, далекую ультрафиолетовую и рентгеновскую области спектра. Наблюдения этого излучения, выполненные в последнее время из космоса, обнаружили в распределении температуры особенности, накладывающие определенные ограничения на теории нелучистого нагревания атмосферы. Однако в существующих моделях Солнца местоположение резкого скачка температуры все еще остается весьма неопределенным, потоки энергии оцениваются с точностью лишь до порядка величины и предлагается несколько возможных ме-

РИС. 5.28. Температура и концентрации частиц в атмосфере Солнца (По Гольдбергу и др. [42].)



ханизмов генерации, распространения и диссипации нелучистой энергии. Одна из основных причин такой неопределенности заключается в том, что в хромосфере отсутствует сферическая симметрия: из-за низкой плотности газа и присутствия неоднородных магнитных полей ее структура очень неоднородна. Значительное увеличение пространственной и временной разрешающей способности наших инструментов в будущем позволит составить более подробное и более точное представление об этой области и величине потоков нелучистой энергии, так сильно влияющих на ее свойства. В следующих разделах рассматриваются распределение температуры и потоки энергии в атмосфере Солнца, а также возможные механизмы генерации, переноса и диссипации нелучистой энергии.

Распределение температуры

Предположив, что в атмосферу Солнца поступает нелучистая энергия, мы можем считать качественно, что возрастание температуры является следствием убывания плотности с высотой. В нижних слоях фотосферы плотность достаточно высока, а температура достаточно низка для того, чтобы могли образовываться отрицательные ионы водорода H^- — очень действенный источник поглощения и излучения в непрерывном спектре. Излучение этих ионов эффективно отводит поступающую нелучистую энергию. Над фотосферой, где плотность существенно меньше, намного меньше и вероятность столкновений между атомами водорода и электронами, а следовательно, и содержа-

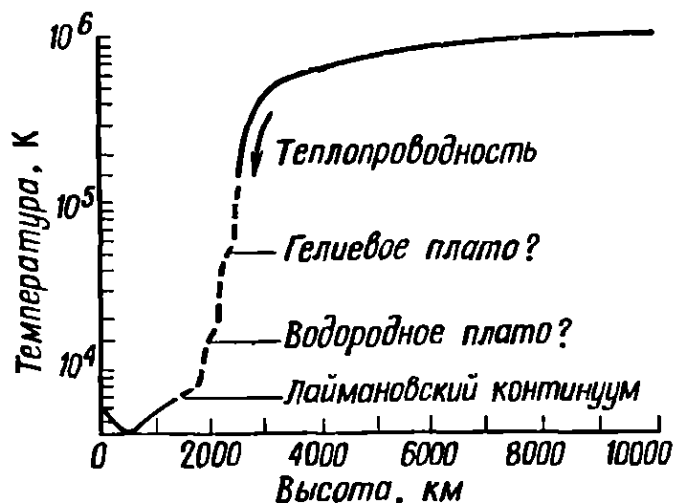


РИС. 5.29. Предполагаемое распределение температуры в атмосфере Солнца.

Из-за неопределенности наших сведений об этом распределении и неправильности предположения о сферической симметрии для внешних слоев солнечной атмосферы положение переходной области и вид кривой выше области минимальной температуры лишь ориентировочны. Тем не менее качественные особенности температурного профиля иллюстрируют некоторые интересные и, возможно, реальные особенности строения солнечной атмосферы. Ниже 1700 км распределение вычислено по модели HSRA. Предполагается, что водородное и гелиевое плато имеют толщину около 200 км и расположены в интервалах температуры, найденных Атеем (Томас и Атей [11]). Водородное плато отнесено к высоте 2000 км. Та часть температурного профиля, где преобладает теплопроводность (от 10^5 до 10^6 К), начинается предположительно на высоте 2500 км, она вычислена Атеем [5]. Расположение и форма кривой между 10^4 и 10^5 К наиболее неуверенные.

ние H-. В этой области температура будет сохранять свое значение до тех пор, пока излучение возбужденных атомов водорода H I и его ионизация в состоянии уравнивать поступление энергии. В фотосфере, находящейся в состоянии локального термодинамического равновесия, вероятность ионизации столкновениями зависит главным образом от частоты двойных столкновений, а вероятность рекомбинации — от частоты тройных столкновений. Следовательно, степень ионизации газа должна увеличиваться с убыванием его плотности. Однако в нижних слоях хромосферы степень ионизации водорода перестает зависеть от плотности. Ионизацию столкновениями (две частицы) уравнивает фоторекомбинация (две частицы), а не рекомбинация при столкновениях (три частицы), поэтому степень ионизации не зависит от плотности. Когда водород становится почти полностью ионизованным, опять начинается возрастание температуры, продолжающееся до тех пор, пока не наступает баланс между притоком энергии и излучением He I и He II. На еще больших высотах He также становится в конце концов полностью ионизованным. Теперь, поскольку относительные содержания Li и Be пренебрежимо малы, а относительные содержания элементов с более высокими атомными номерами малы по сравнению с содержаниями водорода и гелия, для баланса между поступающей и излучаемой энергией требуются значительно более высокие степени ионизации. Излучательная спо-

способность иона с зарядом z и относительным содержанием A , грубо говоря, пропорциональна Az^4 . Таким образом, если A мало, необходимы высокая температура и высокие степени ионизации. В результате температура подскакивает от значений, соответствующих интенсивному излучению гелия ($\approx 0,5 \cdot 10^5$ К), до соответствующих высоким степеням ионизации более тяжелых элементов — С, N, O и т. д. ($\approx 10^6$ К).

Ход изменения температуры с высотой представлен на рис. 5.29. Температурный профиль можно разделить на две части: 1) значения 10^5 — 10^6 К, соответствующие той области атмосферы, где градиент температуры настолько велик, что температурный профиль определяется переносом тепла вниз вследствие теплопроводности; 2) значения 10^4 — 10^5 К, соответствующие области, где преобладает влияние ионизации водорода и гелия. Как показывают наблюдения, оптическая глубина в лаймановском континууме H γ становится равной единице при электронной температуре около 8000 К (Нойес и Калкофен [84], Авретт [7]). Шкала высот при этой температуре равна 280 км, но $\tau = 1$ в лаймановском континууме соответствует толщине слоя всего 50 км (по модели HSRA). Следовательно, выше 50 км над уровнем, где $T = 8000$ К (≈ 1800 км по модели HSRA), большая часть газа прозрачна к лаймановскому континууму, что должно быть следствием резкого возрастания степени ионизации водорода. Это возрастание указывает на резкий подъем температуры, начинающийся приблизительно на высоте 1800 км. Было также установлено, что на этом подъеме должно быть температурное плато примерно на уровне, где $T = 15\,000$ К, толщиной по крайней мере 200 км, его существование следует из наблюдаемого профиля линии L β , а также из характера изменения центр — край резонансной линии CII (Авретт [7]). Существование нескольких плато на кривой возрастания температуры подтверждается также энергетическими соображениями (Томас и Атей [111]). Там, где скорость потери лучистой энергии быстро увеличивается с температурой, возрастание температуры относительно замедляется и на кривой образуется плато. Если же скорость потери энергии становится с возрастанием температуры меньше, как, например, в областях, где водород или гелий приближаются к полной ионизации, то температура должна быстро подниматься, пока не появится новый источник сильного излучения. Атей считает, что могут существовать два плато: между 12 000 и 14 000 К вследствие сильного свободно-связанного излучения водорода и между 40 000 и 60 000 К главным образом вследствие излучения в линии Бальмер α HeII. Исходя из тех же самых общих соображений, несколько отличающихся в частности, Дефо [24] предсказывает, что примерно при 17 500 К происходит переход от постепенного к резкому подъему

температуры; при этом значении температуры функция потери энергии (5.3) убывает при возрастании температуры и атмосфера становится термически неустойчивой. Следовательно, как данные наблюдений, так и теоретические соображения, указывают на существование по крайней мере одного плато ниже уровня, где $T = 10^5$ К, но подробности еще предстоит выяснить.

Потоки энергии

Оценки потоков энергии, связываемых с нагреванием солнечной атмосферы, приведены в таблице на стр. 256. Количество энергии, которое должно поступать в каждую из областей атмосферы, ставит жесткие рамки теориям, оценивающим диссипацию волновой энергии. Из-за теоретических трудностей и сложности наблюдений большая часть приведенных числовых значений может отличаться от истинных в лучшем случае в 2—3 раза. Исследуя нелучистое нагревание, мы встречаемся с потоками энергии четырех типов. Первый F_r — это поток лучистой энергии, избыточный по отношению к тому, который излучало бы Солнце, если бы не происходило дополнительного нагревания атмосферы. Для всей атмосферы в целом энергия, которую уносит этот поток, почти компенсируется притоком энергии волновых движений, порождаемых конвекцией (поток F_w).

Поток F_c , создаваемый теплопроводностью, играет большую роль в переносе энергии между некоторыми соседними областями. И, наконец, поток F_m механической энергии, переносимой движениями в газе (отличный от F_w), включает в себя потоки энергии в спикулах, а также потенциальную и кинетическую энергию солнечного ветра. В атмосфере, находящейся в стационарном состоянии, плотность энергии не должна изменяться со временем. Следовательно,

$$\nabla \cdot (F_r + F_w + F_c + F_m) = 0. \quad (5.47)$$

Числовые значения, приведенные в таблице, представляют собой оценки четырех членов уравнения (5.47), каждый из которых проинтегрирован по соответствующей области:

$$\int_{h_1}^{h_2} \nabla \cdot F_r dh + \int_{h_1}^{h_2} \nabla \cdot F_w dh + \int_{h_1}^{h_2} \nabla \cdot F_c dh + \int_{h_1}^{h_2} \nabla \cdot F_m dh = 0. \quad (5.48)$$

Итак, в каждой области, как уже было упомянуто, приток энергии должен уравновешивать потерю энергии.

Избыточную потерю лучистой энергии ΔF_r в фотосфере и нижней хромосфере можно выразить как разность между действительной температурой T этих слоев атмосферы и той температурой T_0 , которую они имели бы, если бы не происходила

диссипация волн и преобладало лучистое равновесие. Используя уравнение (4.23) и функцию Планка в качестве функции источника для излучения ионов H^- , найдем приближенное выражение для ΔF_r (Атей [3]):

$$\Delta F_r = 8\sigma T_0^3 \Delta T \Delta \tau^c. \quad (5.49)$$

В этом выражении $\Delta T = T - T_0$, причем предполагается, что $\Delta T/T_0 \ll 1$, а $\Delta \tau^c$ — оптическая глубина слоя, в котором непрозрачность определяется преимущественно поглощением ионами H^- и разность ΔT отлична от нуля*. Для $\Delta T = 200$ К и $\Delta \tau^c = 10^{-3}$ $\Delta F_r = 8 \cdot 10^6$ эрг/см²·с; эти значения представляют собой верхние пределы. Если ниже уровня минимальной температуры при $\tau^c \approx 10^{-4}$ нагревание пренебрежимо мало и ΔT составляет всего 100 К, то $\Delta F_c = 4 \cdot 10^5$ эрг/см²·с, т. е. в 20 раз меньше предыдущего значения. Тщательный учет влияния покровного эффекта, создаваемого поглощением в линиях, и отклонений от локального термодинамического равновесия в значениях концентрации ионов H^- (механизм Кейрила) дает для T_0 значение 4300 ± 150 К на оптической глубине $\tau_{5000} = 10^{-4}$, близкое к предсказываемому некоторыми моделями атмосферы (Атей [4]). Точность современных оценок ΔT и $\Delta \tau^c$ невелика, и не исключено, что ниже уровня минимальной температуры нагревание может быть очень слабым ($< 10^5$ эрг/см²·с). В средней хромосфере преобладает излучение в линиях серии Бальмера $H\beta$, вносящее в поток лучистой энергии приблизительно $1 \cdot 10^6$ эрг/см²·с. Положения границ различных областей в солнечной атмосфере, указанные в таблице на стр. 256, лишь приблизительные; они сильно зависят от реального распределения температуры. В верхней атмосфере, где температура выше, кинетическая энергия частиц достаточно велика, чтобы столкновения могли заметно усилить возбуждение $H\beta$, и излучение в его резонансной линии $L\alpha$ становится основной составляющей потока излучения ($3 \cdot 10^5$ эрг/см²·с). Излучение гелия, хотя оно, возможно, и является преобладающим в некоторых узких интервалах высот в хромосфере, все же слабо по сравнению с излучением водорода вследствие низкого относительного содержания гелия. Во внутренней короне суммарное излучение в линиях многих ионизованных металлов создает приблизительно такой же поток, что и $L\alpha$ в хромосфере, т. е. $3 \cdot 10^5$ эрг/см²·с. В гл. 6 будет показано, что в средней короне излучение пропорционально N_e^2 — квадрату электронной концентрации, которая быстро убывает с высотой. Следовательно, излучением слоев, лежащих выше средней ко-

*) В выражении (5.49), полученном Остерброком [87], вместо коэффициента 8 был первоначально коэффициент 4. Его исправил затем на 8 сам Остерброк чтобы учесть как входящее, так и выходящее излучение.

Потоки энергии, определяющие нелучистое нагревание атмосферы Солнца

Область, высота, км	Потеря энергии, эрг/см ² ·с			Приток энергии, эрг/см ² ·с		
	затрачивается на дополнительное излучение	переходит в соседнюю область	затрачивается на генерацию механической энергии	диссипация воли	переходит из соседней области	поступает в виде механической энергии
Средняя корона		↑ 4 · 10 ⁴ уносится солнечным ветром (Паркер [88])	↑ 4 · 10 ⁴ превращается в потенциальную и кинетическую энергию солнечного ветра (Кулерус [63])	? ↑		
— ≈ 100 000						
Внутренняя корона	↑ 3 · 10 ⁵ ультрафиолетовые линии ионов металлов (Атей [3])	5 · 10 ⁵ в верхнюю хромосферу (Атей [5]) ↓		2 · 10 ⁴ замедленные ударные волны, V = 2 Гс (Остерброк [87])		2 · 10 ⁵ переносится из верхней хромосферы спикулами (Атей [5]) ↑
— ≈ 2 500						
Верхняя хромосфера	↑ 3 · 10 ⁵ линия α серии Лаймана H I (Хинтергер)		↑ 2 · 10 ⁵ переносится в нижнюю корону	8 · 10 ⁵ ускоренные волны, V = 2 Гс (Остерброк)	↓ 5 · 10 ⁵ переносится из нижней короны	

	[46])	спикулами (Атей [5])	[87]) ↑	(Атей [5])
— ≈ 1000 — Средняя хро- мосфера	↑ 1 · 10 ⁶ линии серии Бальмера H _I (Атей [3])		6 · 10 ⁶ ускоренные волны, V = 2 Гс (Остерброк [87]) ↑	
— ≈ 500 — Фотосфера и нижняя хромосфера	↑ < 8 · 10 ⁶ континуум H- (Атей [3])	↑ Гравитацион- ные волны 4 · 10 ⁷ (Уитекер [118])	2 · 10 ⁷ ускоренные волны, V = 2 Гс (Остерброк [87]) ↑	
— 0 — Конвективная зона	↑ Звуковые волны			
	3 · 10 ⁷ (Остерброк [87]) (Кулерус [63])			
	2 · 10 ⁷ (Штейн [107])			
	3 · 10 ⁶ (Ульмштейн- дер [115])			

Из-за сложности теории и интерпретации наблюдений большая часть приведенных значений может отличаться от истинных в 2–3 раза. Указанные интервалы высот соответствуют предполагаемым областям возникновения или диссипации каждого из потоков энергии.

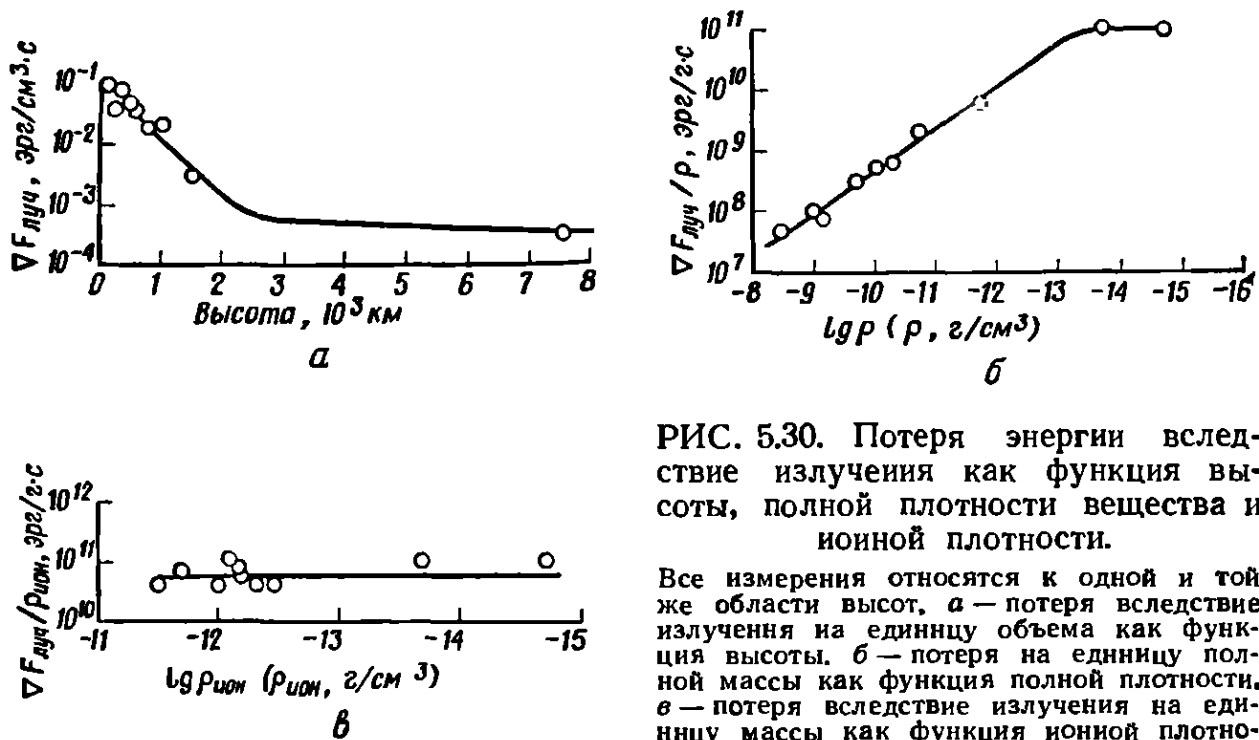


РИС. 5.30. Потеря энергии вследствие излучения как функция высоты, полной плотности вещества и ионной плотности.

Все измерения относятся к одной и той же области высот, а — потеря вследствие излучения на единицу объема как функция высоты, б — потеря на единицу полной массы как функция полной плотности, в — потеря вследствие излучения на единицу массы как функция ионной плотности. (По Атею [3].)

роны, можно пренебречь. Суммируя энергию, теряемую вследствие излучения всеми областями солнечной атмосферы, мы убеждаемся, что нагревающий поток нелучистой энергии должен составлять примерно $1 \cdot 10^7$ эрг/см² · с.

Интересный и, возможно, имеющий глубокий смысл факт отметил Атей [3] (рис. 5.30): хотя потери на излучение убывают как с увеличением высоты, так и с увеличением плотности вещества, они остаются, грубо говоря, постоянными при изменениях ионной плотности, превышающих четыре порядка величины. Очень заманчиво вывести отсюда заключение, что скорость диссипации волновой энергии прямо пропорциональна плотности (по массе) ионов. Однако вполне возможно, что это обстоятельство случайно, и, подчеркивая его, мы можем затруднить понимание механизмов, действующих на самом деле. Кроме того, существуют и другие потоки энергии, которые локально могут быть сравнимы по порядку величины с потерями на излучение и диссипирующей энергией волн.

Из-за быстрого возрастания температуры в переходной области между хромосферой и короной значительное количество тепловой энергии должно переноситься (вследствие теплопроводности) обратно в хромосферу. Величина соответствующего потока энергии равняется градиенту температуры, умноженному на теплопроводность. Выше мы отмечали, что температура меняется скачкообразно от значений, характерных для области ионизации гелия, до очень высоких значений, при которых начинают вносить заметный вклад в излучение малочисленные ме-

таллы. Следовательно, в переходной области, где очень велик градиент температуры, должен быть большим и поток энергии, обусловленный теплопроводностью. Этот поток стремится сгладить скачок температуры. Второе важное следствие высокой температуры короны состоит в сильном увеличении теплопроводности, также способствующем возрастанию потока тепловой энергии. За высокую теплопроводность в первую очередь ответственны вследствие своих больших скоростей электроны, а не ионы. При возрастании средней тепловой скорости электронов (изменяющейся как $T_e^{1/2}$) их траектории испытывают меньшие изменения при встречах с ионами, эффективное расстояние между столкновениями увеличивается и сопротивление электронного газа переносу тепла уменьшается. Этот эффект очень силен: средний свободный пробег электрон—ион пропорционален четвертой степени средней тепловой скорости электронов, или второй степени температуры. Кроме того, электроны, обладающие очень высокой скоростью, быстрее переносят тепло. Учтя оба эти обстоятельства, мы найдем, что теплопроводность меняется как $T_e^{5/2} dT_e/dh$. Следовательно, корональный газ, имеющий температуру 10^6 К, проводит тепло в 10^5 раз более эффективно, чем хромосферный с $T = 10^4$ К. Отсюда непосредственно следует также, что в интервале высот, где поток энергии, обусловленный теплопроводностью, постоянен, градиент dT_e/dh становится очень большим при убывании T_e . В газе, состоящем из водорода, гелия (10%) и других элементов с такими же относительными содержаниями, как в Солнце, при давлении $0,1$ дин/см² поток энергии, обусловленный теплопроводностью, численно равен (Ульмшнейдер [114])

$$F_c = -1 \cdot 10^{-6} T_e^{5/2} dT_e/dh \text{ эрг/(см}^2 \cdot \text{с)}, \quad (5.50)$$

где T_e выражена в К, а h — в см.

Наблюдения в линиях далекой ультрафиолетовой области спектра, выполненные из космоса, позволяют оценить F_c и $T_e(h)$. Выходящий поток излучения в резонансной линии некоторого иона составляет

$$I = \frac{hc}{2\lambda} \int_{h_1}^{h_2} A_{ul} N_u dh, \quad (5.51)$$

где A_{ul} — вероятность перехода с верхнего энергетического уровня на нижний (разд. 4.8), N_u — концентрация ионов, находящихся на верхнем уровне, а h_1 и h_2 — границы слоя, в котором существенно излучение в рассматриваемой линии. Предполагая,

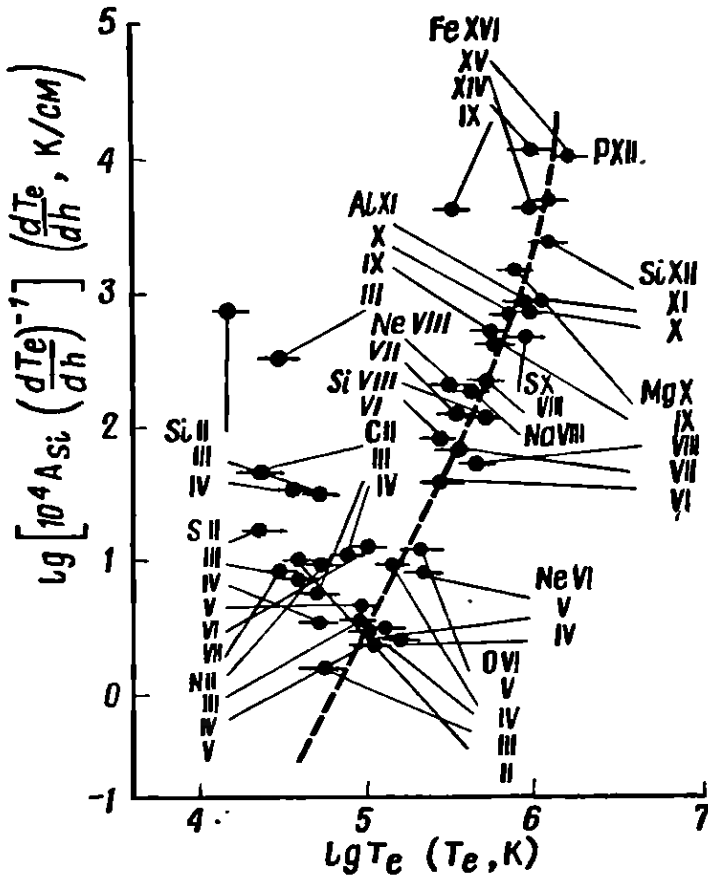


РИС. 5.31. Величина, обратная градиенту температуры, как функция температуры для переходной области по данным наблюдений далекой ультрафиолетовой области спектра. Штриховые линии хорошо представляют данные наблюдений и подтверждают постоянство потока энергии, обусловленного теплопроводностью ($T_e^{5/2} dT_e/dh = \text{const}$), в интервале температуры $10^5 - 10^6$ К. Если считать, что относительное содержание кремния равняется $3 \cdot 10^{-5}$, то значения F_c для графиков рис. 5.31 и 5.32 получаются $3 \cdot 10^5$ и $1 \cdot 10^6$ эрг/см²·с соответственно (Атей [5]). Диелектронная рекомбинация не учтена. (По Атею [2].)

что спонтанное излучение уравнивается возбуждением столкновениями, получаем

$$I = \frac{hc}{2\lambda} \int_{h_1}^{h_2} N_e N_l C_{lu} dh. \quad (5.52)$$

Используя выражение для C_{lu} (Потташ [93]), находим для потока лучистой энергии (Атей [2, 5])

$$I = 0,55 \cdot 10^{-15} g_\lambda f A G(T_e) (N_e T_e)_{tr}^2 \left\langle \left(\frac{dT_e}{dh} \right)^{-1} \right\rangle, \quad (5.53)$$

где поток I выражен в эрг/(см²·с), g_λ — множитель Гаунта, близкий к единице, f — сила осциллятора для данного перехода, A — содержание излучающего иона по отношению к содержанию водорода, $G(T_e)$ — функция T_e (имеющая резкий пик), которая характеризует возбуждение состояния N_u столкновениями и ионизационное равновесие в короне, а $\langle (dT_e/dh)^{-1} \rangle$ — значение $(dT_e/dh)^{-1}$, осредненное по всем уровням слоя, излучающего данную линию. Значение $(N_e T_e)_{tr}$ — произведения $N_e T_e$ для переходной области, пропорциональное электронному давлению, считалось при выводе выражения (5.53) постоянным. Это эквивалентно предположению, что толщина переходного слоя значительно меньше среднего значения шкалы высот для атмосферы. С точностью примерно до множителя 2 можно считать, что

$(N_e T_e)_{tr} = 6 \cdot 10^{14} \text{ K/cm}^3$. В самом деле, в верхней хромосфере, где образуется линия $L\alpha$ H I, $N_e T_e = (2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}) (3 \cdot 10^4 \text{ K})$, а в нижней короне $N_e T_e = (4 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}) (1,5 \cdot 10^6 \text{ K})$. Это значение соответствует электронному давлению $0,08 \text{ дин/см}^2$. Используя наблюдаемые интенсивности многих ультрафиолетовых резонансных линий, образующихся при различных значениях T_e , и теоретические или оцененные значения g_λ , f , $G(T_e)$ и A , мы можем найти $\langle (dT_e/dh)^{-1} \rangle$ как функцию T_e . Полученные графики показывают, что в интервале температур от 10^5 до 10^6 K произведение $T_e^{5/2} dT_e/dh$ имеет почти постоянное значение (рис. 5.31, 5.32). На основании этих графиков и результатов радиоастрономических наблюдений (радиоизлучение также возникает в короне) Атей [5] пришел к выводу, что $F_c \approx 5 \cdot 10^5 \text{ эрг/(см}^2 \cdot \text{с)}$.

Найденная величина потока энергии F_c , обусловленного теплопроводностью, $5 \cdot 10^5 \text{ эрг/(см}^2 \cdot \text{с)}$ сравнима с потоками излучения как от верхней хромосферы, так и от внутренней короны, поэтому поток F_c может играть важную, а местами даже преобладающую роль в переходной области. Из-за небольшой толщины этой области F_c , конечно, значительно больше, чем создаваемый ею поток излучения или количество поступающей в нее энергии. Хотя это обстоятельство и объясняет приблизительное постоянство F_c между 10^5 и 10^6 K , оно становится проблемой, когда мы пытаемся сбалансировать потоки энергии в

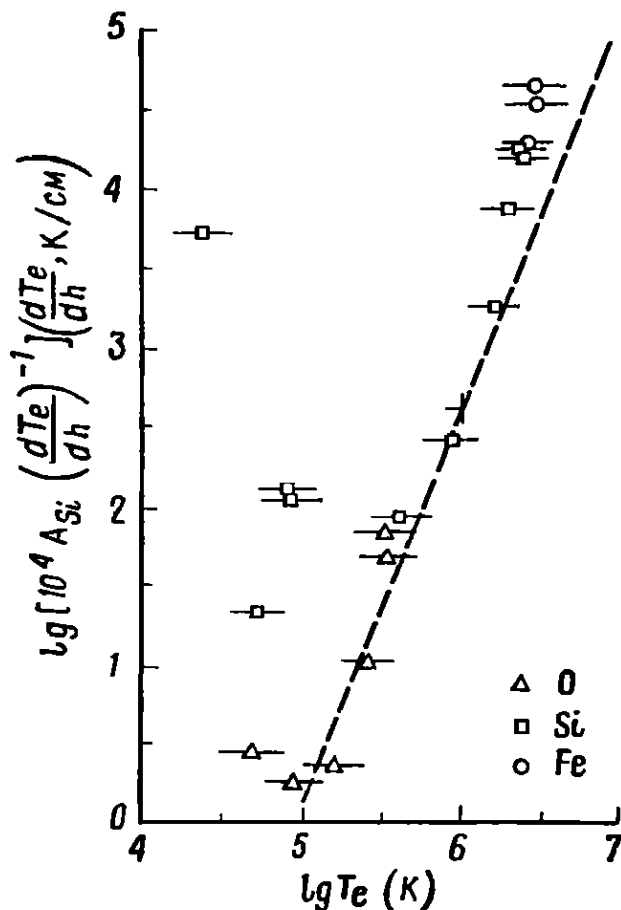


РИС. 5.32. То же, что на рис. 5.31. Двухэлектронная рекомбинация учтена. (По Дюпре и Гольдбергу [30].)

локальном масштабе [уравнение (5.47)]. Чтобы внести ясность, найдем $T_e(h)$; это можно сделать путем интегрирования уравнения (5.50) (Атей [5]):

$$h_2 - h_1 = 2(T_{e2}^{1/2} - T_{e1}^{1/2}), \quad (5.54)$$

где h выражено в км, T_e — в 10^5 К, а поток F_c принят равным $5 \cdot 10^5$ эрг/см²·с. С помощью этого соотношения построен график $T_e(h)$ для $T_e > 10^5$ К на рис. 5.29; мы видим, что при понижении температуры ее градиент становится очень крутым. При $T_e = 10^5$ К изменение на 10^4 К происходит на протяжении всего 0,7 км. Следовательно, при температуре 10^5 К в очень тонкий слой вносится очень большое количество тепловой энергии. С другой стороны, потеря энергии вследствие излучения распределяется на значительно более толстый слой и не может уравновесить $\nabla \cdot F_c$ в локальном масштабе. Высказывалось предположение, что F_c может уравновешиваться направленным наружу потоком кинетической энергии спикул, основания которых приходятся, как показывают наблюдения, примерно на переходную область (Куперус и Атей [64]). Хотя это предположение правдоподобно, физическая картина, в самом деле, значительно сложнее, чем мы ее представили.

Присутствие в спокойной хромосфере неоднородного магнитного поля приводит к неоднородности потока тепловой энергии и кинетической энергии газа. Если плотность газа мала, то тепловая энергия переносится вдоль магнитных силовых линий. В этом можно убедиться, проследив за траекторией электрона, несущего тепловую энергию, когда он пытается двигаться поперек магнитных силовых линий. Он будет испытывать воздействие силы $-e\mathbf{V}_e \times \mathbf{B}$, которая уравновешивается центробежной силой $m_e V_e^2 / r_e$, возникающей при его движении по искривленной траектории. Поэтому электрон со средней тепловой скоростью V_e будет двигаться вокруг магнитной силовой линии по винтовой линии с радиусом витка

$$r_e = \frac{m_e V_e}{eB}. \quad (5.55)$$

Столкновения электрона с другими частицами осредняют его скорость и нарушают его движение по винтовой линии вокруг направления \mathbf{B} . Чтобы установить, какое из этих двух воздействий на электрон сильнее, сравним радиус r_e витка винтовой линии со средней длиной свободного пробега электрона λ_e :

$$1/\lambda_e = \sum_i N_i Q_{ei}, \quad (5.56)$$

где суммирование производится по всем видам частиц, с которыми сталкивается электрон, а Q_{ei} — соответствующие эффек-

тивные сечения для столкновений. В полностью ионизованном газе верхней хромосферы преобладают столкновения электрона с другими электронами, так что $\lambda_e^{-1} \approx N_e Q_{ee}$. Следовательно,

$$\frac{\lambda_e}{r_e} = \left(\frac{eB}{M_e V_e} \right) \left(\frac{1}{N_e Q_{ee}} \right). \quad (5.57)$$

Присутствие магнитного поля не сказывается на коэффициенте теплопроводности K_{\parallel} вдоль направления, параллельного полю. Однако коэффициент теплопроводности K_{\perp} вдоль направления, перпендикулярного полю, может значительно уменьшиться:

$$K_{\perp} = K_{\parallel} \left[1 + \left(\frac{\lambda_e}{r_e} \right)^2 \right]^{-1} = K_{\parallel} [1 + (\omega\tau)^2]^{-1}. \quad (5.58)$$

Последнее выражение, обычно используемое в литературе (Чепмен и Каулинг [19]), эквивалентно первому; ω — круговая частота V_e/r_e , а τ — среднее время свободного пробега λ_e/V_e . В хромосфере этот эффект имеет существенное значение даже при очень слабых магнитных полях. При $T_e = 10^4$ К, $N_e = 10^{11}$ см⁻³ ($h \approx 2000$ км), $Q_{ee} = 10^{-12}$ см² и $B = 1$ Гс как r_e , так и λ_e приблизительно равны 10 см. В областях с более сильными полями, часто встречающимися в спокойной хромосфере, $B > 10$ Гс, $T_e = 10^5$ К и $N_e = 6 \cdot 10^9$ см⁻³ (переходная область), $\lambda_e/r_e = 2 \cdot 10^2$ и $K_{\perp} = 3 \cdot 10^{-5} K_{\parallel}$. Следовательно, тепло перетекает из короны обратно в хромосферу вдоль магнитных силовых линий и накапливается преимущественно в тех областях, где поле вертикально. Мы убедимся, что эти области совпадают с хромосферной сеткой, которая является именно тем местом, где возникают спикулы, могущие унести накопленную энергию. Эту модель мы обсудим ниже, когда будем рассматривать спикулы (разд. 5.4).

Для средней короны имеют существенное значение два способа потери энергии. Температура короны имеет широкий максимум примерно на уровне $10^{-1} R_{\odot}$, выше которого медленно убывает наружу. Направленный вверх поток тепла, связанный с градиентом температуры, составляет $4 \cdot 10^4$ эрг/(см²·с) (Паркер [88]). Кроме того, солнечный ветер уносит тепловую, кинетическую и потенциальную энергию. Этот поток составляет, согласно оценке Куперуса [63], $4 \cdot 10^4$ эрг/(см²·с). Количество излучаемой энергии вначале убывает как N_e^2 и выше внутренней короны пренебрежимо мало.

С приведенными выше оценками вынуждены считаться теории, которые пытаются объяснить нагревание солнечной атмосферы. В общей сложности в конвективной зоне и нижней фотосфере должна генерироваться энергия порядка $1 \cdot 10^7$ эрг/(см²·с), большая часть которой должна диссипировать

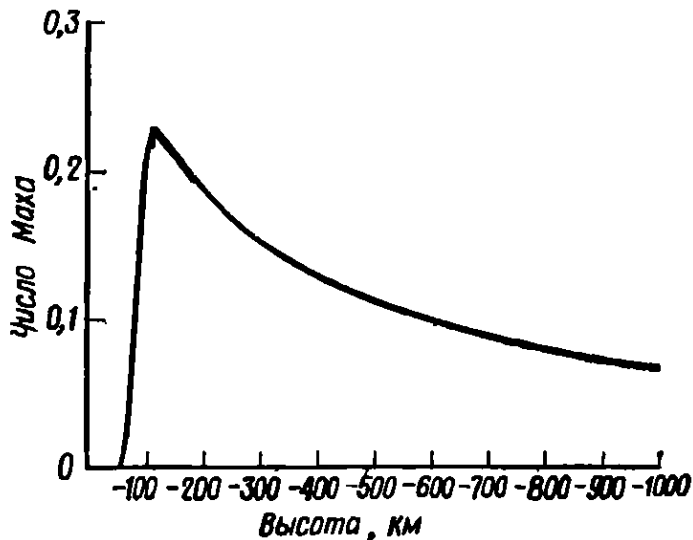


РИС. 5.33. Число Маха в конвективной зоне. (По Штейну [107].)

в фотосфере и нижней хромосфере. Однако некоторое, хотя и относительно небольшое количество энергии волн должно доходить до средней короны и диссипировать в ней.

Генерация нелучистой энергии

Аналогично той ситуации, с которой мы встретились при исследовании вертикальных колебаний, мы поставлены перед выбором между двумя возможными механизмами генерации нелучистой энергии, поток которой направлен вверх. Эта энергия может возникать либо в виде звуковых, либо в виде гравитационных волн. Рассмотрим вначале звуковые волны.

В конвективной зоне выталкивающая сила, действующая на поднимающийся элемент вещества, способствует превращению тепловой энергии в механическую. Часть этой энергии немедленно возвращается в тепловую форму, рассеиваясь вследствие вязкости на границах элементов конвекции, а часть превращается в звуковые волны. Допустим для простоты, что турбулентность локально изотропна, хотя очевидно, что радиальное направление является предпочтительным. В этом предположении скорость генерации энергии звуковых волн веществом, заключенным в единице объема, равняется произведению плотности кинетической энергии, собственной частоты плазмы и числа Маха (Штейн [107]):

$$\nabla \cdot \mathbf{F}_w^a \approx 10^2 (\rho V_t^2) (V_t/L) M_t^5 \text{ эрг/см}^3 \cdot \text{с}, \quad (5.59)$$

где плотность вещества ρ выражена в г/см³, V_t — среднеквадратическое значение локальной турбулентной скорости в см/с, M_t — локальное значение числа Маха, L — характерный размер элемента турбулентности, а V_t/L имеет размерность с⁻¹. В конвективной зоне L имеет тот же порядок величины, что и H . На рис. 5.33 представлен ход изменения M_t с высотой. Здесь суще-

ственны два обстоятельства: M_t заметно изменяется с высотой и имеет крутой максимум непосредственно под верхней границей конвективной зоны. Поскольку скорость звука не может сильно измениться на протяжении нескольких сотен километров, $\nabla \cdot \mathbf{F}_w^a$ фактически определяется произведением ρV_t^8 . Таким образом, количество энергии, передаваемой звуковым волнам, очень сильно зависит от величины турбулентной скорости и ее изменений. На рис. 5.34 приведены две оценки хода изменения $\nabla \cdot \mathbf{F}_w^a$, из обеих следует, что почти вся энергия звуковых волн генерируется в тонком верхнем слое конвективной зоны толщиной менее 100 км. Предполагая, что половина генерирующихся волн распространяется вверх, получаем для потока энергии в фотосферу

$$F_w = \frac{1}{2} \underbrace{\int \nabla \cdot \mathbf{F}_w^a dh}_{\text{по конвективной зоне}} \quad (5.60)$$

Вычисленные значения приведены в таблице на стр. 256. Оценки частоты, на которую приходится максимум распределения энергии в акустическом спектре, дают значения от несколько больших ω_a (Като [59]) до превосходящих ω_a на несколько октав (Штейн [107]). Таким образом, почти весь поток звуковых волн, направленный вверх, должен проникать в фотосферу и может увеличивать ее температуру.

Сделанные до сих пор оценки спектрального распределения и полного количества энергии звуковых волн, выходящих из конвективной зоны, правильны лишь с точностью до порядка величины из-за того, что мы не можем установить с достаточной степенью точности функциональную зависимость $\nabla \cdot \mathbf{F}_w^a$ от $V_t(h, \omega)$. Высказывалось предположение, что при превращении конвективного движения в турбулентное кинетическая энергия

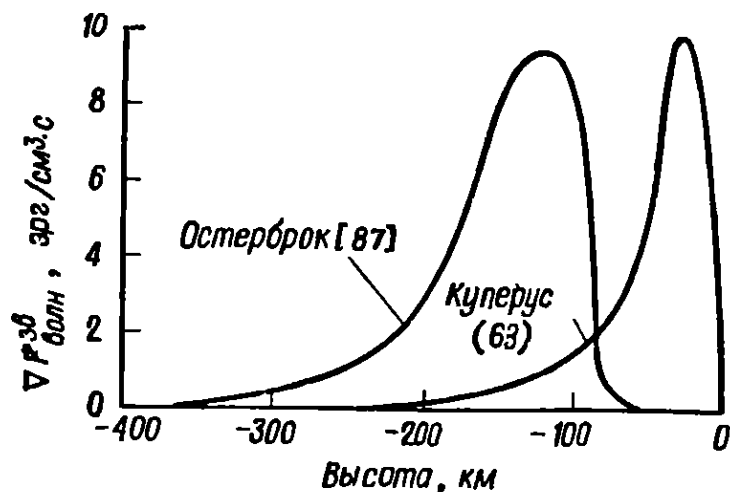


РИС. 5.34. Генерация звуковых волн в конвективной зоне.

распределяется по всем трем направлениям, а не только по одному, и, следовательно, турбулентные скорости завышены в $1/\sqrt{3}$ раз, а поток $\nabla \cdot \mathbf{F}_\omega^a$ — в 81 раз (Дубов [28]). Кроме того, турбулентность не изотропна вследствие воздействия силы тяготения. Поднимающиеся вихри расширяются, а опускающиеся сжимаются, что приводит к нарушению баланса между потоками, направленными вверх и вниз (Куперус [63]). Присутствие магнитных полей создает локально предпочтительные направления и, возможно, усиливает генерацию звуковых волн (Остерброк [87]).

Гравитационные волны и конвекция аналогичны в том смысле, что оба эти явления обусловлены выталкивающими силами. Однако в конвективной зоне частота Брунта — Вяйсала ω_B имеет мнимое значение и гравитационные волны возникать не могут. В фотосфере, где ω_B действительна и куда проникают конвективные токи (Фразье [39, 40]), условия благоприятны для возникновения гравитационных волн. Количество энергии, которое передается генерируемым гравитационным волнам веществом, заключенным в единице объема, в течение единицы времени, составляет (Штейн [107])

$$\nabla \cdot \mathbf{F}_\omega^g \approx 10^2 (\rho V_i^2) (V_i/L) (L/H)^5 \text{ эрг}/(\text{см}^3 \cdot \text{с}), \quad (5.61)$$

где обозначения те же, что и в выражении (5.59). Таким образом, генерация гравитационных волн в солнечной атмосфере происходит намного эффективнее, чем генерация звуковых. Скорость распространения звуковых волн (скорость звука) сильно отличается от турбулентной скорости. Поэтому процесс превращения энергии турбулентности, пропорциональной $(\rho V_i^2) (V_i/L)$, в энергию звуковых волн малоэффективен. Его эффективность фактически пропорциональна M_i^5 [см. (5.59)]. Однако эффективность превращения энергии турбулентности в энергию гравитационных волн пропорциональна величине $(L/H)^5$, которая может быть порядка 1. Следовательно, конвективные движения, проникшие в фотосферу, эффективно передают свою энергию гравитационным волнам. Этому препятствует только релаксация тепловых возмущений в нижней фотосфере (см. рис. 5.24). Однако на несколько сотен километров выше влияние релаксации должно стать уже малозаметным. Поток энергии гравитационных волн, если оценивать его без учета релаксации тепловых возмущений, относительно велик.

Для наблюдаемых в фотосфере скоростей поток F_ω^g на высоте 500 км составляет $4 \cdot 10^7$ эрг/(см²·с) (Уитекер [118]), что значительно больше, чем требуется для возмещения потерь (рис. 5.30). Теоретический спектр частот генерируемых гравитационных волн изменяется очень медленно вплоть до частоты ω_B

(Штейн [106]); следовательно, когда ω_B вновь убывает, генерируемая энергия распространяется в верхнюю хромосферу (рис. 5.26).

Поток F_w^g оценивается с точностью только до порядка величины, как и F_w^a , и по тем же причинам. Кроме того, необходимо учитывать влияние релаксации тепловых возмущений непосредственно при рассмотрении механизма генерации. Далее, турбулентную скорость $V_t(h, \omega)$ трудно определить как из теории, так и из наблюдений фотосферы. И, наконец, зависимость скорости генерации энергии от $V_t(h, \omega)$ для гравитационных волн иная, чем для звуковых волн, и сравнивать их поэтому трудно. Звуковые волны генерируются главным образом высокочастотной частью спектра турбулентности в конвективной зоне, а гравитационные — низкочастотной частью в фотосфере. Насколько далеко и каким образом проникает в фотосферу турбулентность из конвективной зоны, не вполне ясно. Лайтхилл [69] предложил концепцию «языков турбулентности», поднимающихся высоко в фотосферу и затем распадающихся под действием отрицательных выталкивающих сил. Эти «языки» — нечто аналогичное башнеобразным скоплениям кучевых облаков в земной атмосфере, выдающимся высоко в верхние устойчивые слои воздуха.

Из приведенных рассуждений следует, что, когда речь идет о нелучистом нагревании атмосферы, нельзя исключать из рассмотрения ни звуковые, ни гравитационные волны.

Распространение и диссипация нелучистой энергии

Звуковые волны, возникшие в конвективной зоне, распространяются наружу, перенося поток энергии, равный

$$F_w^a = \frac{1}{2} \rho (V_w^{rms})^2 V_0, \quad (5.62)$$

где V_w^{rms} — среднеквадратическая скорость газа на фронте волны, а V_0 — локальная скорость звука. Чтобы этот поток энергии оставался при распространении волны наружу почти постоянным, V_w^{rms} должна увеличиваться с убыванием ρ . Если направленный наружу поток энергии равен $1 \cdot 10^7$ эрг/см²·с, то в верхней части конвективной зоны отношение V_w^{rms}/V_0 должно быть порядка 10^{-2} . Поскольку скорость звука V_0 изменяется в фотосфере и нижней хромосфере лишь очень незначительно (рис. 5.27), то при уменьшении ρ в 10^4 раз (происходящем на протяжении первых 1000 км) скорость вещества V_w^{rms} должна возрасти до скорости звука. В результате образуется ударный фронт, в котором давление газа, плотность и температура изменяются скачкообразно на протяжении нескольких средних длин

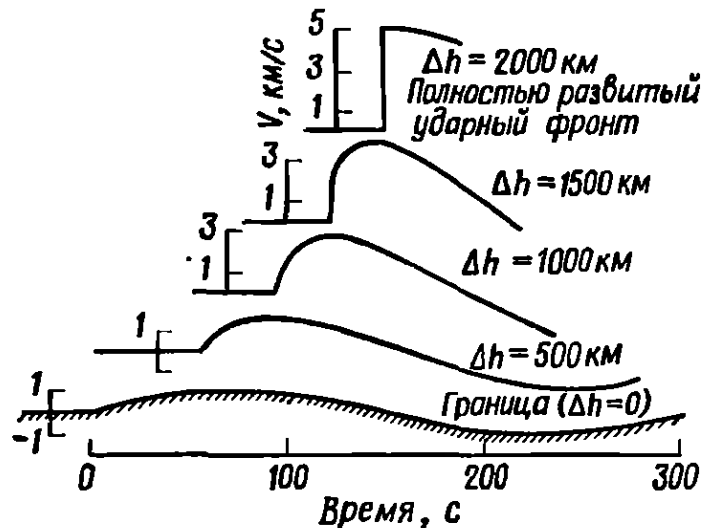


РИС. 5.35. Превращение звуковой волны в ударную.

Показана зависимость скорости вещества в волне от времени для нескольких уровней над конвективной зоной. Были приняты следующие исходные значения: $V_0 = 6$ км/с, $T = 6000$ К, $\gamma = 5/3$ и $dT/dh = 33$ К/км при $\Delta h = 0$. (По Бэрду [13].)

свободного пробега частиц. Изменения, происходящие в газе, перестают быть обратимыми в термодинамическом смысле, и проходящий фронт оставляет за собой газ с более высокой температурой, так как некоторая часть энергии фронта рассеивается, нагревая атмосферу. На рис. 5.35 показано превращение звуковой волны в ударную. При вычислениях были учтены эффекты нелинейности и нестационарности течения газа. Волны сжатия распространяются несколько быстрее, чем волны разрежения. Эта разность накапливается и, как видно из рисунка, приводит к переходу от синусоидальной волны к ударному фронту. Это свидетельствует о том, что для вычисления распространения волн в атмосфере Солнца трудно использовать линейное приближение, в котором форма волны считается неизменной. В частности, заключение о невозможности распространения звуковых волн с $\omega < \omega_a$, к которому мы пришли выше на основе линейной теории, становится неверным всякий раз, когда скорость V_w^{rms} может возрасти до значения порядка V_0 .

Цель исследования распространения и диссипации волн состоит в том, чтобы выяснить, может ли диссипация $\nabla \cdot \mathbf{F}_w$ уравновесить потерю энергии единицей объема. На рис. 5.36 приведены вычисленные значения тепловой энергии, сообщаемой атмосфере ударными волнами при разных значениях периодов волн и потоков энергии, а также вычисленная потеря энергии вследствие излучения $\nabla \cdot \mathbf{F}_r$. Как видно из рисунка, для того чтобы нагревание ударными волнами уравновешивало потери на излучение, волны должны иметь периоды, приблизительно равные 10 с. Такие волны, если они и существуют, нельзя наблюдать непосредственно с доступной в настоящее время разрешающей способностью, так как их длина должна быть меньше

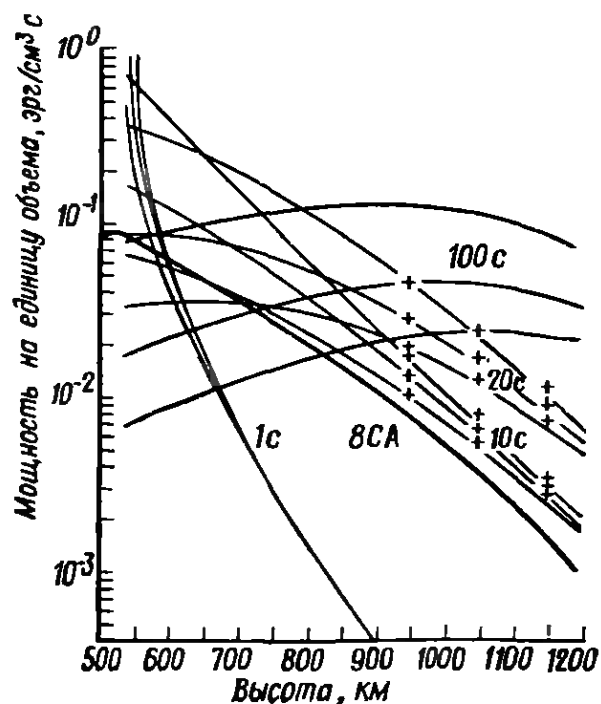
100 км. Они не могут привести к смещению спектральных линий, но скажутся на их ширине и проявятся каким-либо иным путем в виде микротурбулентности (Ульмшнейдер [115]).

Рассматривая распространение и диссипацию гравитационных волн, мы должны учитывать некоторые обстоятельства, сказывающиеся на их распространении. Во-первых, в фотосфере их сильно подавляет релаксация тепловых возмущений. Однако поскольку область сильного затухания ($\Delta h \approx 200$ км) мала по сравнению с длиной волны (≈ 2000 км) и поскольку гравитационные волны могут возникать выше нижней фотосферы, влияние релаксации тепловых возмущений не может полностью воспрепятствовать их распространению, хотя заметным образом способствует их затуханию. Во-вторых, высокая теплопроводность стремится сгладить возмущения в распределении температуры, вносимые волнами. В-третьих, в верхней хромосфере очень быстро убывает ω_B (рис. 5.26), что может мешать распространению почти всех низкочастотных волн. Однако из-за неоднородности верхней хромосферы не может существовать единственного значения ω_B , которое имело бы физический смысл. И, наконец, распространение гравитационных волн в среде с быстро убывающей плотностью может способствовать их диссипации вследствие накопления нелинейных воздействий, искажающих форму волны (аналогично превращению звуковых волн в ударные). Вообще говоря, диссипация гравитационных волн в атмосфере Солнца исследована недостаточно хорошо, и потому их роль в нагревании атмосферы остается пока неопределенной.

Кроме звуковых и гравитационных волн, существуют волны третьего типа, могущие переносить значительные количества

РИС. 5.36. Нагревание солнечной атмосферы ударными волнами и потери вследствие излучения (по модели ВСА).

Нагревание солнечной атмосферы ударными волнами с начальными периодами 1, 10, 20 и 100 с вычислено для трех различных значений энергии потока на высоте 544 км: $1.6 \cdot 10^6$; $3.0 \cdot 10^6$; $8.0 \cdot 10^6$ эрг/см²·с (сверху вниз). Сплошная жирная линия (модель ВСА) — вычисленные потери вследствие излучения, $\Delta \cdot F_r$. Периоды, примерно равные 10 с, дают самое хорошее согласование. Этот результат не меняется, если использовать другие модели атмосферы (По Ульмшнейдеру [115].)



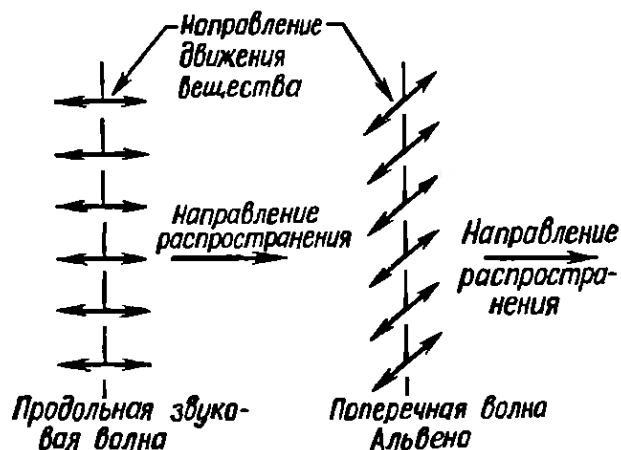


РИС. 5.37. Движение вещества в фронтах продольной волны и поперечной волны

энергии — волны Альвена. Волны Альвена могут распространяться всякий раз, когда в электропроводящем газе, подобном веществу солнечной атмосферы, присутствует магнитное поле.

По своим физическим свойствам волны Альвена сильно отличаются от звуковых. В звуковых волнах газ смещается в продольном направлении, т. е. параллельно направлению распространения волны. Импульс давления сжимает газ, находящийся на пути волны, и тем самым распространяется дальше (рис. 5.37). Скорость распространения звуковых волн приблизительно равна той, с которой взаимодействуют атомы или молекулы, т. е. средней скорости тепловых движений. В волне Альвена газ смещается в поперечном направлении, т. е. перпендикулярно направлению распространения волны (рис. 5.37). Примером волны с поперечным движением вещества может служить распространение импульса по натянутой струне (рис. 5.38). При распространении волны Альвена магнитные силовые линии ведут себя аналогично струне (рис. 5.39). Возмущения, создаваемые индуцированными электрическими токами, распространяются вдоль магнитных силовых линий и в первом приближении не сопровождаются изменениями давления или плотности. Если элемент, находившийся в начале координат, сдвинулся перпендикулярно магнитному полю в направлении $+X$ (рис. 5.39), он испытает воздействие силы $\mathbf{V} \times \mathbf{B}$, и в нем индуцируется ток, направленный в сторону $-Y$. Этот ток замыкается, образуя петли, проходящие через соседние элементы в направлении $\pm \mathbf{B}$ (см. 1 и 2 на рис. 5.39). Ток индукции движется в этих элементах в направлении $-Y$, в результате чего на них действует сила $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$, направленная в сторону $+X$. Следовательно, начальная ско-



РИС. 5.38. Распространение поперечной волны по струне.

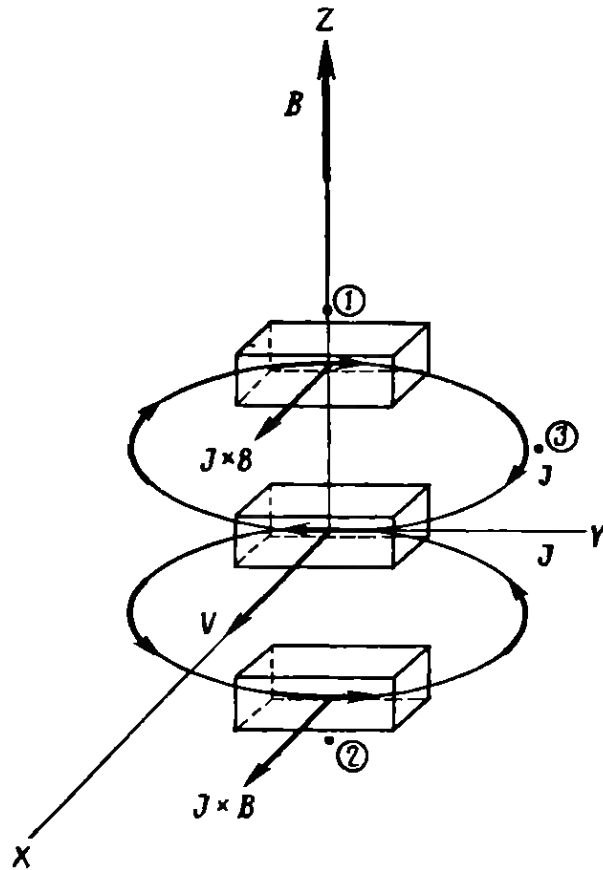


РИС. 5.39. Механизм распространения волн Альвена.

рость элемента, находившегося в начале координат, передается соседним элементам, в них процесс повторяется, и в результате возмущение распространяется в направлениях $\pm \mathbf{B}$. Ускорение, сообщаемое соседним элементам, пропорционально индуцированной силе, деленной на массу $\mathbf{J} \times \mathbf{B} / \rho$; ток индукции пропорционален B ; следовательно, ускорение пропорционально B^2 / ρ . Поэтому неудивительно, что если вывести соответствующие дифференциальные уравнения, то полученная из них скорость распространения возмущения, альвеновская скорость, оказывается равной

$$V_A = \left(\frac{B^2}{\mu_0 \rho} \right)^{1/2}, \quad (5.63)$$

где μ_0 — магнитная проницаемость вакуума. Ниже мы убедимся, что величина B^2 / μ_0 имеет смысл магнитного давления p_m . Таким образом, квадрат скорости распространения волн Альвена вдоль магнитного поля равен p_m / ρ аналогично квадрату скорости распространения звуковых волн, равному $\gamma p / \rho$. Волны Альвена, как мы и предполагали, гораздо охотнее распространяются вдоль магнитных силовых линий, чем в других направлениях. Например, в точке 3 на рис. 5.39 ток индукции параллелен полю, поэтому сила не возникает и вещество не смещается. В точках плоскости YZ , не лежащих на оси Z , составляющая тока индукции, параллельная \mathbf{B} , отлична от нуля, что препятствует переносу движения из начала координат в эти точки.

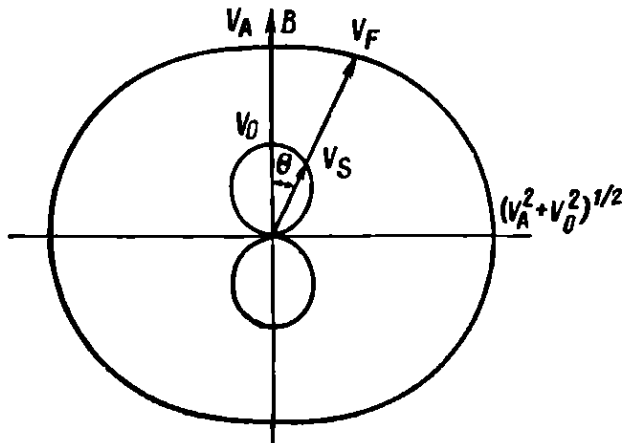


РИС. 5.40. Скорости ускоренной V_F и замедленной V_S волн для $V_A = 2V_0$ [по формуле (5.64)].

В тех областях солнечной атмосферы, где магнитное поле вертикально и имеет относительно большую напряженность, например в хромосферной сетке, волны Альвена могут распространяться вверх, причем движение газа в них будет происходить преимущественно в горизонтальном направлении. Высказывалось предположение (Лайтхилл [69]), что могут происходить крутильные колебания магнитных силовых линий, в результате которых вдоль магнитного поля распространяются кольцеобразные вихри. Колеблющиеся замкнутые кольца газа, находившиеся первоначально в горизонтальной плоскости и сравнимые по диаметру с ячейками грануляции, могут целиком выноситься из конвективной зоны языками турбулентности и распространяться в хромосферу (Хау [52]).

Для того чтобы могла распространяться волна Альвена, должен, как мы убедились, возникать электрический ток (рис. 5.39). Следовательно, поскольку сопротивление газа отлично от нуля, он должен нагреваться за счет джоулева тепла, и энергия волны будет диссипировать. Индуцированные электрические поля ускоряют электроны, а кинетическая энергия упорядоченного движения последних превращается вследствие столкновений с ионами и нейтральными частицами в энергию хаотического теплового движения. Волны Альвена диссипируют также из-за затухания вследствие трения, создаваемого ионами. Колебания магнитного поля увлекают за собой ионы, а не нейтральные частицы, но столкновения этих ионов с нейтральными частицами превращают энергию ионов, участвующих в колебаниях, в тепло.

Выше мы рассматривали звуковые волны, гравитационные волны и волны Альвена как независимые явления. В действительности же они связаны друг с другом. Чтобы показать это, достаточно учесть влияние магнитного поля в использованных выше уравнениях сохранения. В правую часть уравнения движения (5.12) следует добавить силу $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$, в уравнение (5.14) — соответствующую дополнительную энергию, а всю систему уравнений дополнить уравнениями Максвелла и соответствующим

уравнением состояния вещества. Однако такое исследование очень трудоемко, и чтобы не отвлекаться от явлений, происходящих в солнечной атмосфере, мы обсудим лишь его результаты.

Рассмотрим прежде всего тот случай, когда возвращающие силы обусловлены совместным действием градиента магнитного давления и градиента газового давления и создают магнитогидродинамические волны. В сжимаемой электропроводящей среде могут распространяться волны трех типов, которые по существу являются комбинациями звуковых волн и волн Альвена. Первый тип — «ускоренная» волна; когда $V_0 \gg V_A$, она становится звуковой (продольное смещение вещества), а когда $V_A \gg V_0$, — магнитогидродинамической (поперечное смещение вещества). Скорость ускоренной волны V_F (fast mode) определяется выражением

$$V_F^2 = \frac{1}{2} \{V_0^2 + V_A^2 + [(V_0^2 + V_A^2)^2 - (2V_0V_A \cos \theta)^2]^{1/2}\}; \quad (5.64)$$

она представлена графически на рис. 5.40 для $V_A = 2V_0$. Поскольку V_A и V_0 входят в выражение (5.64) одинаково, рис. 5.40 может проиллюстрировать также случай $V_0 = 2V_A$, если поменять на нем местами V_0 и V_A . Скорость ускоренной волны становится равной наибольшей из скоростей V_0 и V_A при $\theta = 0$, а также в двух предельных случаях: при $V_0 \gg V_A$ $V_F \approx V_0$ и при $V_A \gg V_0$ $V_F \approx V_A$. Таким образом, ускоренная волна является в сущности звуковой в конвективной зоне, фотосфере и нижней хромосфере и волной Альвена в верхней хромосфере и короне (рис. 5.41). Волна второго типа — замедленная V_S (slow mode) прямо противоположна ускоренной, т. е. она

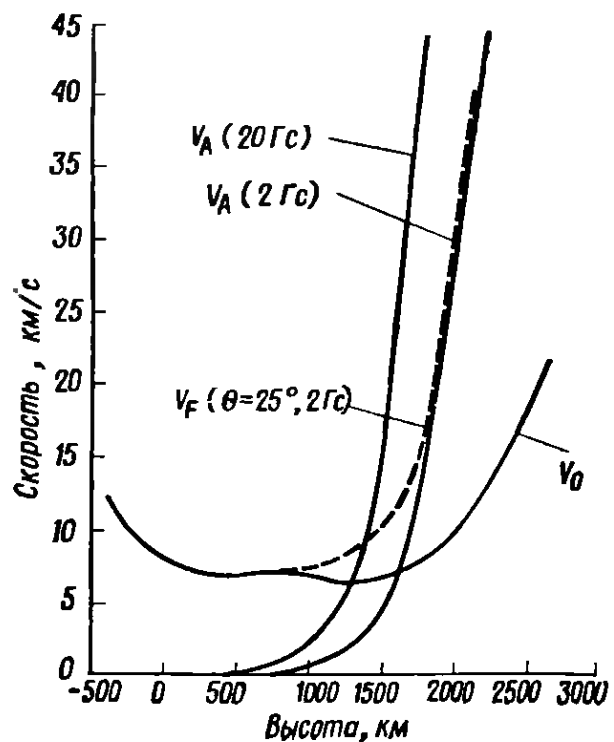


РИС. 5.41. Звуковые волны, волны Альвена и гравитационные волны в атмосфере Солнца (по модели ВСА).

совпадает по структуре и скорости с той из волн — звуковой или альвеновской, — которая имеет меньшую скорость при $\theta = 0$, а также в двух предельных случаях: когда $V_0 \gg V_A$, $V_S \approx V_A$ и вещество смещается в поперечном направлении, а когда $V_A \gg V_0$, $V_S \approx V_0$ и вещество смещается в продольном направлении. Однако направление распространения замедленной волны во всех случаях совпадает с направлением магнитного поля или почти параллельно ему.

Третий возможный тип волны — чисто альвеновская, совсем не взаимодействующая с звуковыми. Направление распространения в этом случае совпадает с направлением магнитного поля, и никаких изменений в плотности и давлении не происходит.

Способность атмосферы пропускать магнитогидродинамические волны намного увеличивает число возможных механизмов нелучистого нагревания. Ускоренные волны, тождественные звуковым, переносят энергию вверх и стремятся превратиться в ударные. Однако в областях, где магнитное поле вертикально и относительно обширно, как в хромосферной сетке, эти волны становятся по своим свойствам магнитогидродинамическими, V_F быстро возрастает, а V_w^{rms} остается до больших высот намного меньшей, чем V_0 [поток энергии $\sim (V_w^{rms})^2 V_F$]. Следовательно, прежде чем произойдет заметная диссипация, энергия может быть перенесена далеко в хромосферу и корону. Аналогичное положение складывается там, где поле горизонтально. Если магнитное поле параллельно ударному фронту ускоренной волны, то толщина фронта и скорость диссипации могут значительно уменьшиться, что позволяет энергии распространяться до больших высот (Мэкль [72]). Вторым эффектом, возникающим в том случае, когда ускоренные волны являются магнитогидродинамическими, — это их стремление отклоняться вследствие рефракции от локальной вертикали. Поскольку $V_A \sim \rho^{-1/2}$, а ρ убывает с высотой, верхняя часть волнового фронта распространяется быстрее, поэтому направление распространения все больше приближается к горизонтальному. Плотность убывает наружу очень быстро, и этот эффект должен сильно сказываться на волнах с малой амплитудой, подчиняющихся законам геометрической оптики.

Модель распространения и диссипации волновой энергии в атмосфере Солнца была предложена Остерброком [87]. Она, конечно, не может быть правильной во всех частностях, но ее ценность в другом: она позволяет сделать выбор между возможными механизмами и служит отправной точкой для дальнейших обсуждений и уточнений. В этой модели звук, возникший в конвективной зоне, распространяется вверх в виде ускоренных волн типа звуковых, которые, возможно, и наблюдаются как вертикальные колебания (рис. 5.42). Возникающие одновременно за-

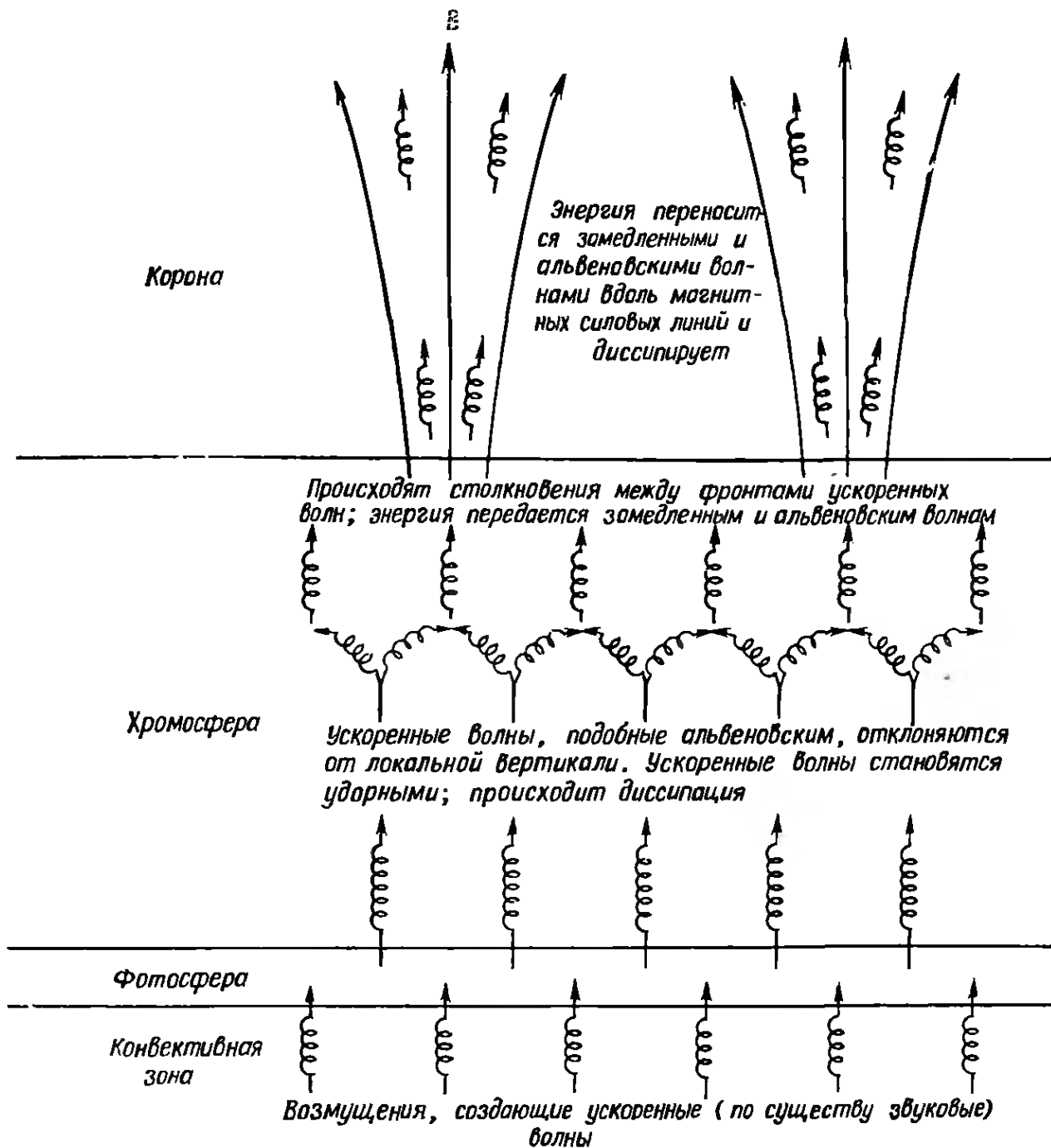


РИС. 5.42. Перенос нелучистой энергии во внешние слои атмосферы Солнца (По Остерброку [87].)

медленные волны быстро затухают. В нижней хромосфере вследствие убывания плотности ускоренные волны превращаются в ударные и значительная часть их энергии диссипирует. В более высоких слоях хромосферы ускоренные волны становятся подобными альвеновским, отклоняются вследствие рефракции от локальной вертикали и сталкиваются между собой. В результате столкновений энергия передается замедленным и чисто альвеновским волнам, которые распространяются затем вдоль магнитного поля без отклонений и диссипируют в верхней атмо-

сфере и короне. На рис. 5.43 приведена вычисленная зависимость диссипации от высоты для спокойных областей солнечной атмосферы и для областей с усиленным магнитным полем (флоккулы). Нетрудно видеть, что бóльшая часть энергии ударных волн диссипирует в нижней хромосфере, там, где быстро возрастает температура. Присутствие сильного магнитного поля увеличивает как первоначальный поток энергии, переносимой наружу, так и скорость диссипации, в этом и состоит причина повышенной яркости областей, где усилено магнитное поле.

Остерброк основывал свои расчеты на геометрической оптике и рассматривал каждый из типов волн как независимое явление. В рамках его модели трудно объяснить перенос достаточного количества энергии в корону, так как ударные волны, образовавшиеся из ускоренных, сильно диссипируют в нижней хромосфере, а ускоренные волны, подобные альвеновским, заметно изменяют свое направление из-за рефракции. Однако волны, длина которых имеет тот же порядок величины, что и характерный размер волнового фронта, не подчиняются законам геометрической оптики. В этом случае волны, возникшие в разных областях, могут пересекаться и возможно превращение одного типа волн в другой. Высказывалось предположение, что такие превращения особенно часто происходят в нижней хромосфере, где $V_A \approx V_0$ (Пикельнер и Лившиц [92]). Ускоренные волны могут создавать волны Альвена и замедленные волны. Замедленные волны диссипируют и нагревают хромосферу. Волны Альвена распространяются прямо в корону и создают там замедленные волны, которые затем диссипируют и нагревают корональный газ. Однако сложность теории магнитогидродинамических волн и физических условий, к которым она в данном случае применяется, таковы, что объяснить столь простой моделью нагревание солнечной атмосферы, разумеется, невозможно.

Для нагревания солнечной атмосферы могло бы иметь существенное значение совместное действие градиента магнитного

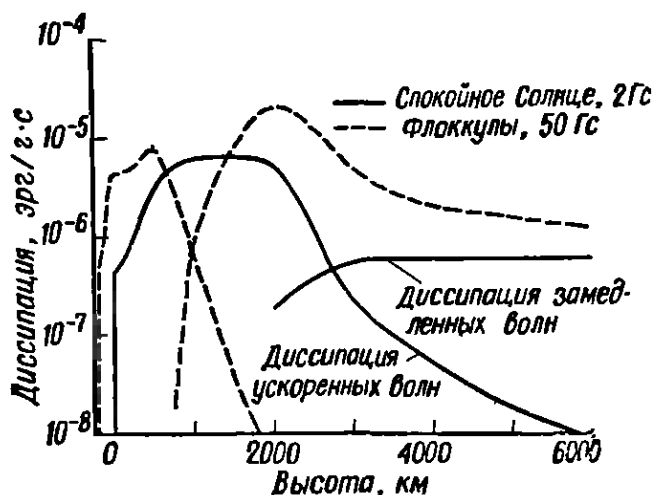


РИС. 5.43. Диссипация иелучистой энергии в атмосфере Солнца.

Полный поток энергии, поступающей в виде звуковых волн в фотосферу (снизу), составляет $3 \cdot 10^7$ эрг/см²·с в спокойных областях поверхности Солнца и $3 \cdot 10^6$ эрг/см²·с в областях, где уснено магнитное поле. Эти величины заметно больше, чем оцененный избыточный поток лучистой энергии.

давления и возвращающих гравитационных сил, но оно исследовано гораздо хуже, чем магнитогидродинамические волны. Когда направление магнитного поля не параллельно направлению силы тяготения, волны Альвеиа и гравитационные волны могут взаимодействовать таким образом, что их распространение становится возможным при всех значениях частоты без ограничений (Лайтхилл [69]). Если $\omega > \omega_v$, то волна подобна волне Альвена и энергия переносится параллельно направлению поля. Следовательно, энергия, возникшая в виде гравитационных волн, может преобразоваться в энергию магнитогидродинамических волн, которые беспрепятственно распространяются выше той области Солнца, от которой должны отражаться гравитационные волны.

Итак, мы приходим к выводу, что исследование распространения волн в солнечной атмосфере будет наиболее плодотворным в том случае, если учитываются все три возвращающие силы одновременно, т. е. если условие сохранения количества движения выражается в виде

$$\frac{D\mathbf{V}}{Dt} = -\nabla p + \rho\mathbf{g} + \mathbf{J} \times \mathbf{B}. \quad (5.65)$$

Поскольку правая часть этого равенства представляет собой векторную сумму трех различных сил, которые могут препятствовать друг другу и даже подавлять одна другую, анализ сильно усложняется. Допустив, что магнитное поле постоянно, атмосфера изотермична, ее плотность спадает по экспоненте и все возмущения, создаваемые волнами, малы, мы получим дисперсионное уравнение, решение которого дает три типа волн (Мак Леллан и Уинтерберг [73]). Два из них сильно связаны со звуковыми, гравитационными и магнитогидродинамическими волнами, и их характеристики зависят от параметров всех трех. Третий тип — это волны Альвена. Уравнение, решением которого они являются, может быть выделено из системы дисперсионных уравнений, поэтому они не зависят от сжимаемости и тяготения. Дальнейшие исследования взаимодействия трех возвращающих сил и применение их результатов к реальной неоднородной атмосфере Солнца должны значительно углубить наши представления о механизмах генерации, распространения и диссипации волновой энергии. Это очень важная, интересная, но плохо изученная область физики Солнца, открытая для дальнейших исследований.

5.3. ХРОМОСФЕРНАЯ СЕТКА

Наблюдая фотосферу в белом свете, мы видим грануляцию — яркие ячейки, разделенные сеткой темных дорожек (рис. 5.1). Более крупномасштабная и не столь отчетливо выраженная сет-

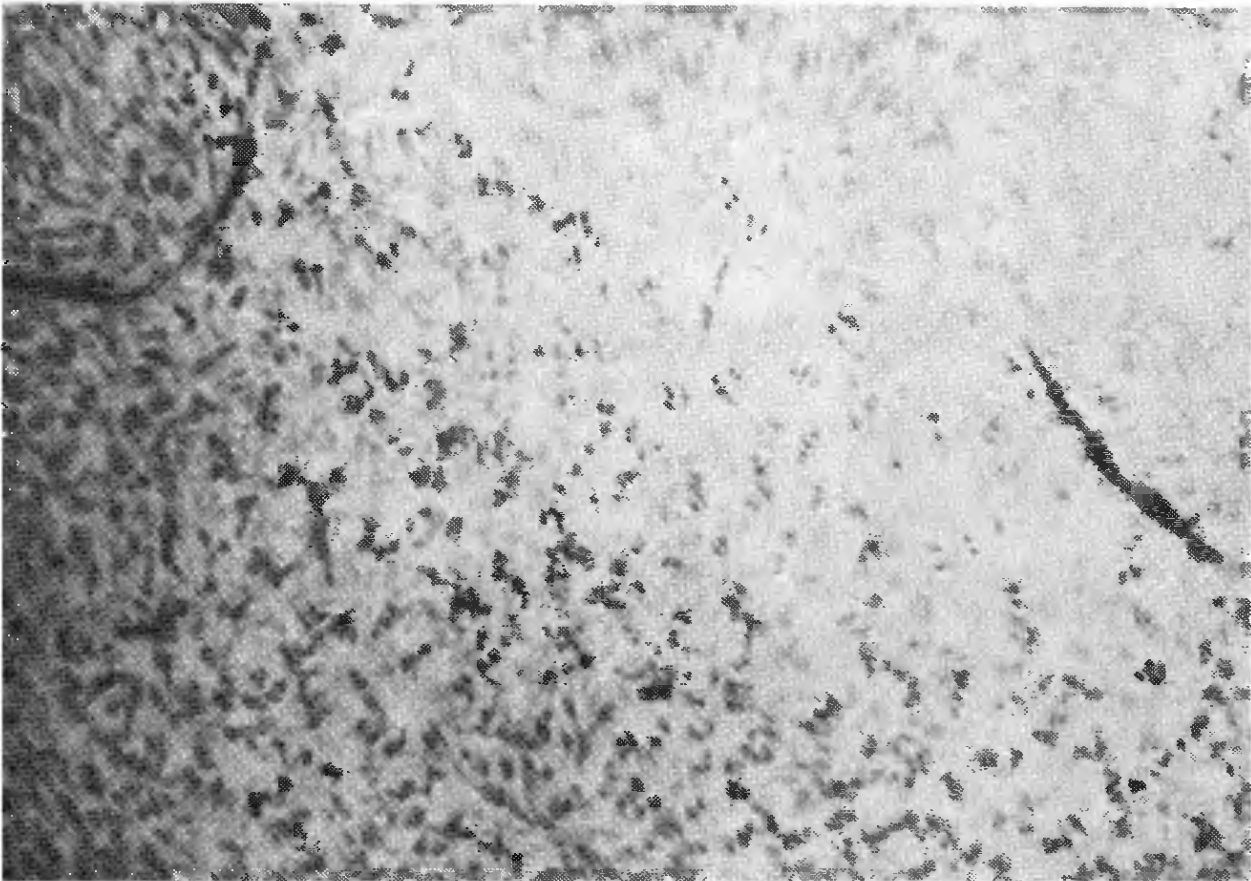


РИС. 5.44. Фильтрограмма Солнца в линии $H\alpha$, полученная 17 февр. 1968 г. Снимок получен с помощью интерференционного фильтра, который был сконструирован для солнечного телескопа космического корабля «Аполлон». Ширина полосы пропускания $0,7 \text{ \AA}$, что является хорошим компромиссом между узкополосным интерференционно-поляризационным фильтром в $H\alpha$ (полоса пропускания $<0,5 \text{ \AA}$ в центре линии) и фильтром для крыльев $H\alpha$, при такой полосе можно видеть на Солнце все основные образования, выявляемые как первым, так и вторым фильтром (тонкая структура в линии $H\alpha$, волокна пятна, возрастание яркости вспышки в крыльях $H\alpha$) В верхней правой части снимка, выше линии, соединяющей два волокна, видна структура, создаваемая магнитным полем активной области. Ниже линии, соединяющей волокна, хромосфера имеет структуру, свойственную спокойному Солнцу. Расположение крупных узелков превосходно очерчивает хромосферную сетку. (По Тайглу, Гарвардская обсерватория.)

чатая структура видна также и в хромосфере. Эта сетка, применительно к которой используется термин «хромосферная грануляция», может быть отождествлена, как мы убедимся ниже, со структурой супергрануляционных течений.

Хромосферная сетка в свете линии $H\alpha$

При наблюдении Солнца через фильтр в линии $H\alpha$ с узкой или средней полосой пропускания мы видим сложную структуру хромосферы (рис. 5.44). Наблюдаемые образования можно грубо подразделить на три группы, между которыми нет четких демаркационных линий. Самые мелкие из доступных наблюдению образований — мелкие узелки — имеют вид небольших темных во-

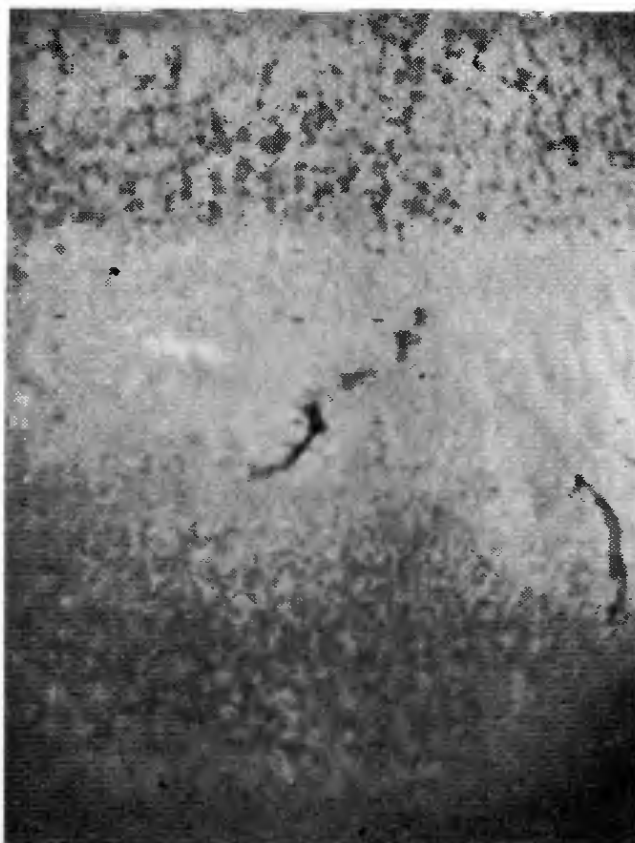


РИС. 5.45. Спектрогелиограмма, полученная сканированием полосы пропускания по профилю линии $H\alpha$ от $-0,7 \text{ \AA}$ (сверху) до $+0,7 \text{ \AA}$ (снизу) 12 авг. 1962 г.

Структура, образованная крупными узелками, становится видимой при $\Delta\lambda \geq 1,0,3 \text{ \AA}$. Снимок получен на обсерватории Маунт Вилсон.

локонец (fibrils). Эти волоконца обычно объединены в крупные узелки, которые в свою очередь располагаются так, что окаймляют обширные примыкающие друг к другу многоугольные области размером приблизительно от 25 000 до 50 000 км.

На какой высоте находятся образования, видимые в свете центра линии $H\alpha$? Установить для них какое-либо определенное значение высоты мы не можем, — речь идет лишь о вероятном интервале высот. Уровень, на котором оптическая глубина достигает единицы, сильно меняется в зависимости от того, какое именно образование мы наблюдаем. Значения высоты, приведенные в подписи к рис. 4.30, — всего лишь приближенные средние. Однако вообще можно считать, что через фильтр в $H\alpha$ с полосой пропускания $0,5-0,7 \text{ \AA}$ виден слой, расположенный на высоте 1500 км, за исключением узелков и активных образований, в которых τ_λ становится равной единице в значительно более высоких слоях атмосферы. При удалении от центра линии характер наблюдаемой структуры изменяется (рис. 5.45 и 5.46). На расстояниях $\pm 0,7 \text{ \AA}$ большая часть деталей тонкой структуры уже не различима, остаются только узелки, которые обри-

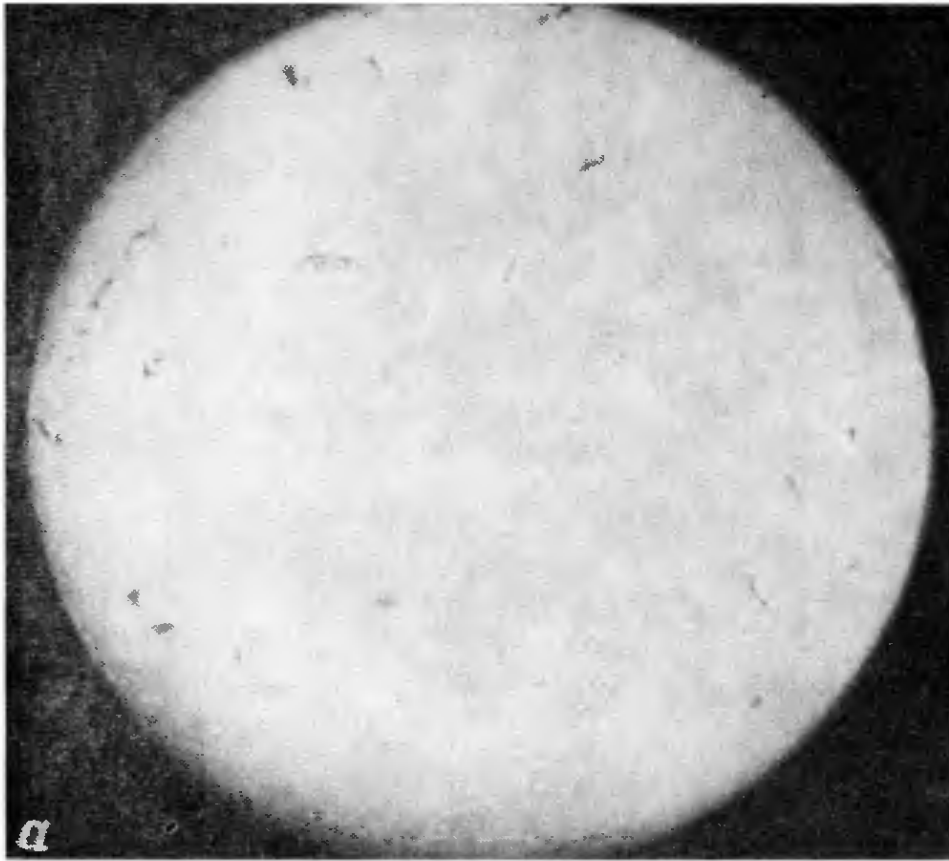


РИС. 5.46. Спектрогелиограммы в линии $H\alpha$, полученные 11 сент. 1961 г.

В экваториальной полосе структура определяется активными образованиями. Выше и ниже этой полосы можно видеть переход к структуре, свойственной спокойному Солнцу, — тонкой в свете центра линии и более крупной, обрисовывающей хромосферную сетку, в свете $H\alpha + 0,7 \text{ \AA}$.

a — в свете центра линии $H\alpha$; b — на расстоянии $0,35 \text{ \AA}$ в красную сторону от центра линии $H\alpha$; v — на расстоянии $0,7 \text{ \AA}$ в красную сторону от центра линии $H\alpha$. (Спектрогелиограммы получены на обсерватории Маунт Вилсон.)

совывают хромосферную сетку. Это особенно ясно видно в красном крыле линии $H\alpha$.

На снимках в свете красного крыла $H\alpha$, полученных с высокой разрешающей способностью, например на превосходном снимке участка солнечной поверхности вблизи края диска (рис. 5.47), хорошо видны группы мелких темных узелков (волоконца), расположение которых образует сетку. Волоконца, похожие на травинки, собраны в пучки, окаймляющие почти круглые области. В действительности эти волоконца представляют собой струи газа, которые, как мы увидим в следующем разделе, суть не что иное, как спиккулы. На рис. 5.47 можно различить также вереницы ярких точек в основаниях волоконца, обрисовывающих хромосферную сетку. В свете красного крыла $H\alpha$ контраст между волоконцами и окружающим фоном сильнее, чем в свете синего крыла; в этом можно убедиться, сравнив рис. 5.47 с рис. 5.48.

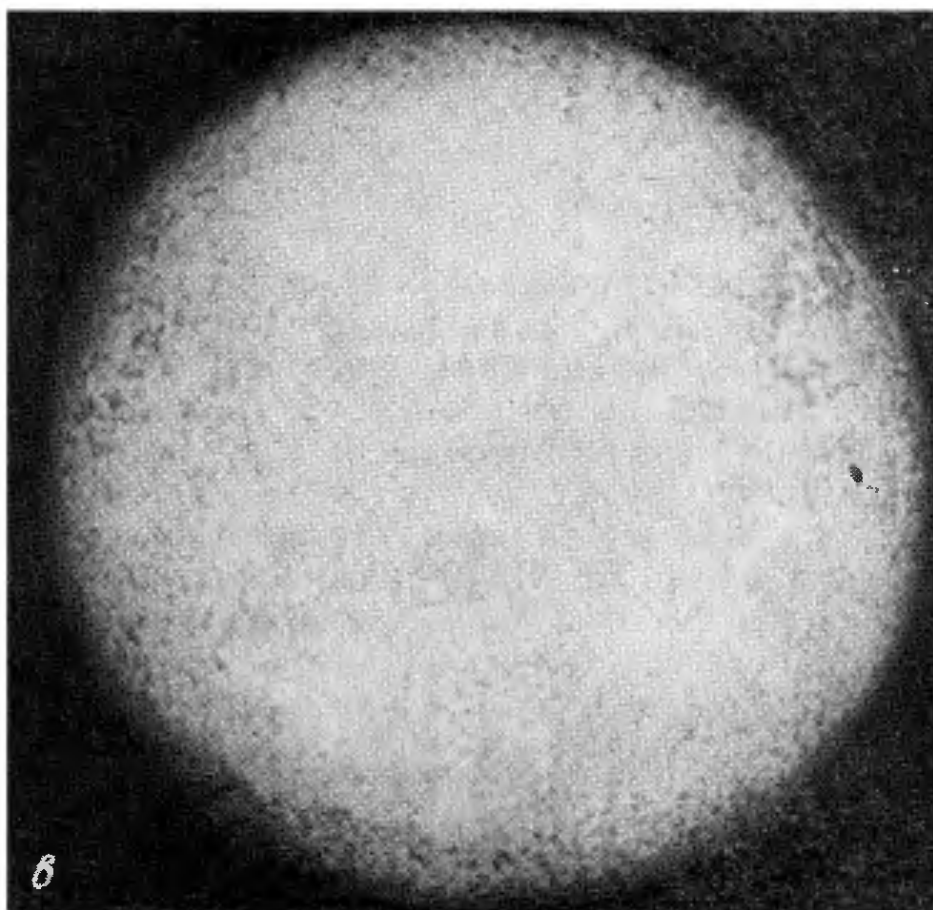
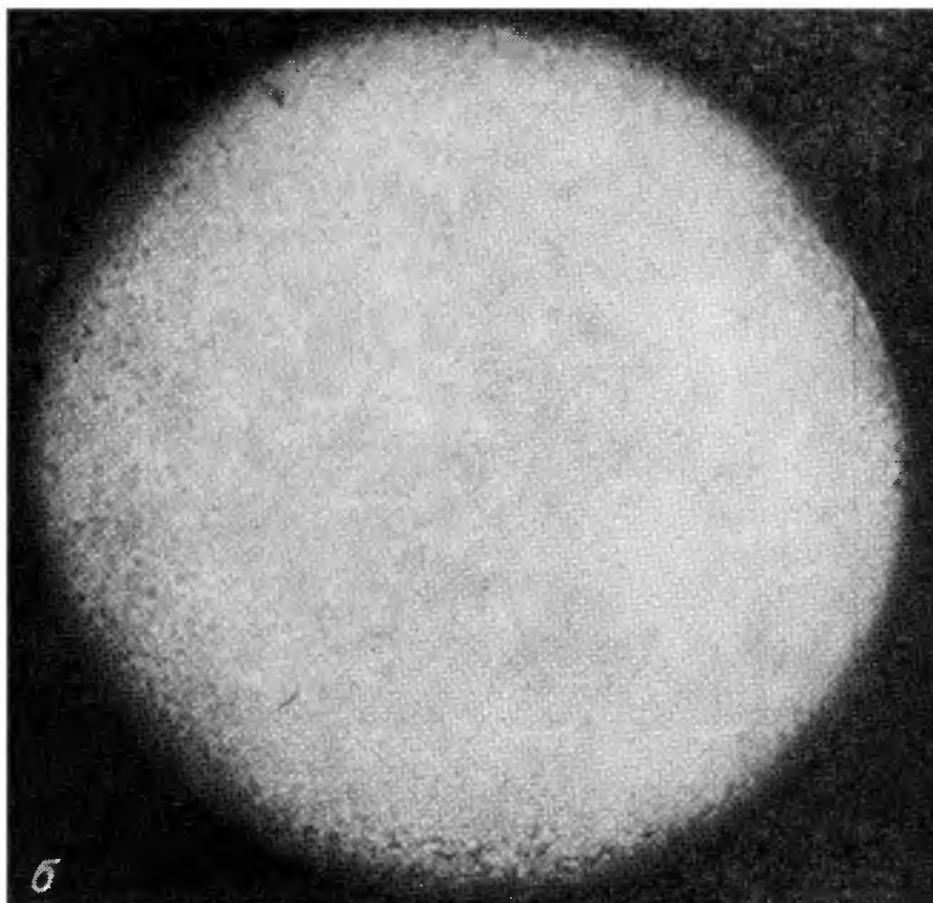


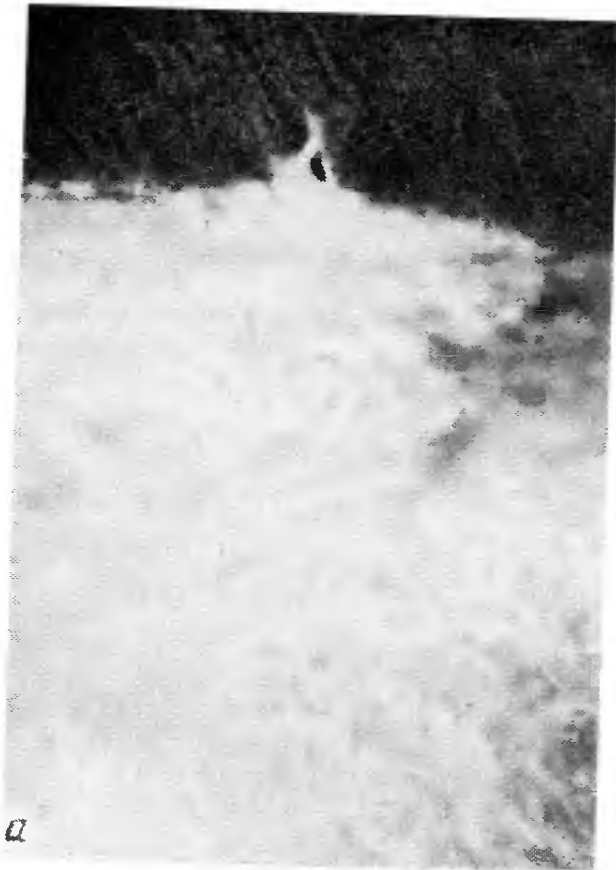


РИС. 5.47. Область около края солнечного диска, сфотографированная в свете $H\alpha - 7/8 \text{ \AA}$ 13 февр. 1971 г.

На этом снимке очень хорошо видно, как образуют хромосферную сетку мелкие темные узелки (спикулы). В основаниях узелков видны вереницы ярких точек. (По Даниу, обсерватория Сакраменто Пик.)

Хромосферная сетка в свете линии Ca II K

Крупные узелки и хромосферная сетка отчетливо видны также на спектрогелиограммах в свете линии $\text{Ca II K } \lambda 3934 \text{ \AA}$ (рис. 5.49). В линии $K3$ — центральной абсорбционной части линии K между эмиссионными пиками $K2R$ и $K2V$ (рис. 4.32) — хромосферная сетка видна в излучении. Яркие узелки образуют почти непрерывные кольца вокруг ячеек, складывающихся в сетку. В $K3$ мы видим примерно тот же уровень атмосферы 1000 км, что и в центре $H\alpha$. В $K2$ видно основание хромосферы, т. е. наблюдаемая высота равна ~ 500 км. Однако детали структуры, видимые в $H\alpha$ и в $K2$, близко соответствуют друг другу, в чем можно убедиться, сравнив рис. 5.46 и 5.49. В свете $K2$ хромосферная сетка видна в излучении, потому что локальное значение функции источника S_λ выше, чем функции источника для излучения фотосферы [см. (4.8) и (4.9)]. Это в свою очередь объясняется локальным повышением температуры вдоль хромосферной сетки. Сравнивая изображения хромосферы, полученные в свете разных частей профиля линии Ca II K



a



б



в

РИС. 5.48. Область около края солнечного диска, сфотографированная в свете линии $H\alpha$ 3 дек. 1970 г. Мелкие темные волокна особенно ясно видны в красном крыле. *a* — центр $H\alpha$; *б* — $H\alpha + 1 \text{ \AA}$; *в* — $H\alpha - 1 \text{ \AA}$. (По Данну, обсерватория Сакраменто Пик.)

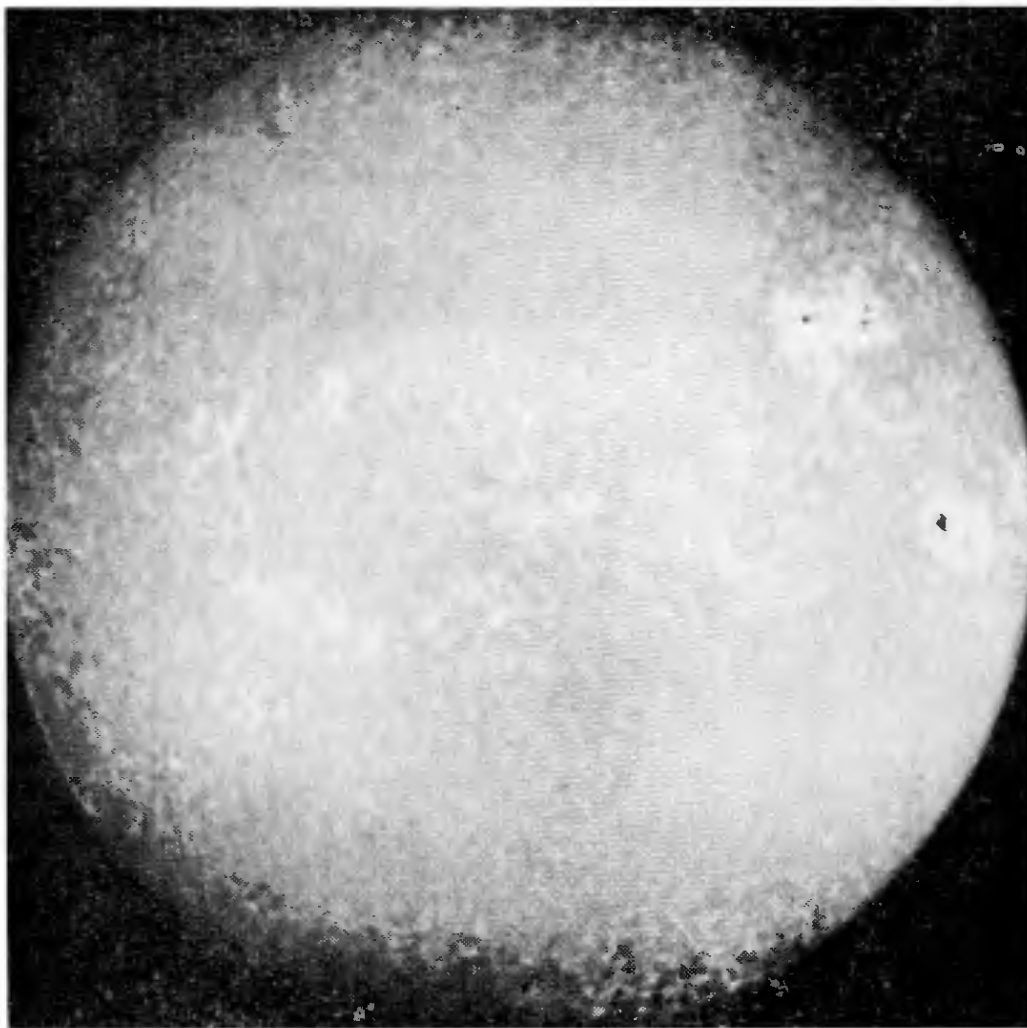


РИС. 5.49а. Спектрогелиограмма, полученная 11 сент. 1961 г. в линии $K2R$ с красной стороны от центра линии $CaIIK$.

Отметим, что экваториальная зона, где протекают явления солнечной активности, как бы составлена из флоккулов. Как внутри, так и вне этой зоны видна яркая сетка из неправильных кольцеобразных образований, особенно в линии $K2V$ (рис. 5.49б), где контраст больше. При сравнении рис. 5.46 и 5.49а и 5.49б выявляется соответствие между темной сеткой в Na , образованной крупными узелками, и яркой сеткой в CaK . (Снимок получен на обсерватории Маунт Вилсон)

(рис. 5.50), мы убеждаемся, что с внешней стороны от пиков $K2R$ и $K2V$ сетка и узелки выражены значительно слабее. В $K1$ мы видим более глубокие слои, где не так неоднородна сама структура атмосферы.

Связь хромосферной сетки с магнитными полями

Хромосферная сетка в линии $CaIIK$ хорошо соответствует сетке сильных локальных магнитных полей, преимущественно вертикальных, напряженности которых составляют по меньшей мере 10—20 Гс (Симон и Лейтон [100]). Таким образом, картина, наблюдаемая в $CaIIK$, с достаточной точностью представляет конфигурацию магнитного поля. Яркие точки в свете

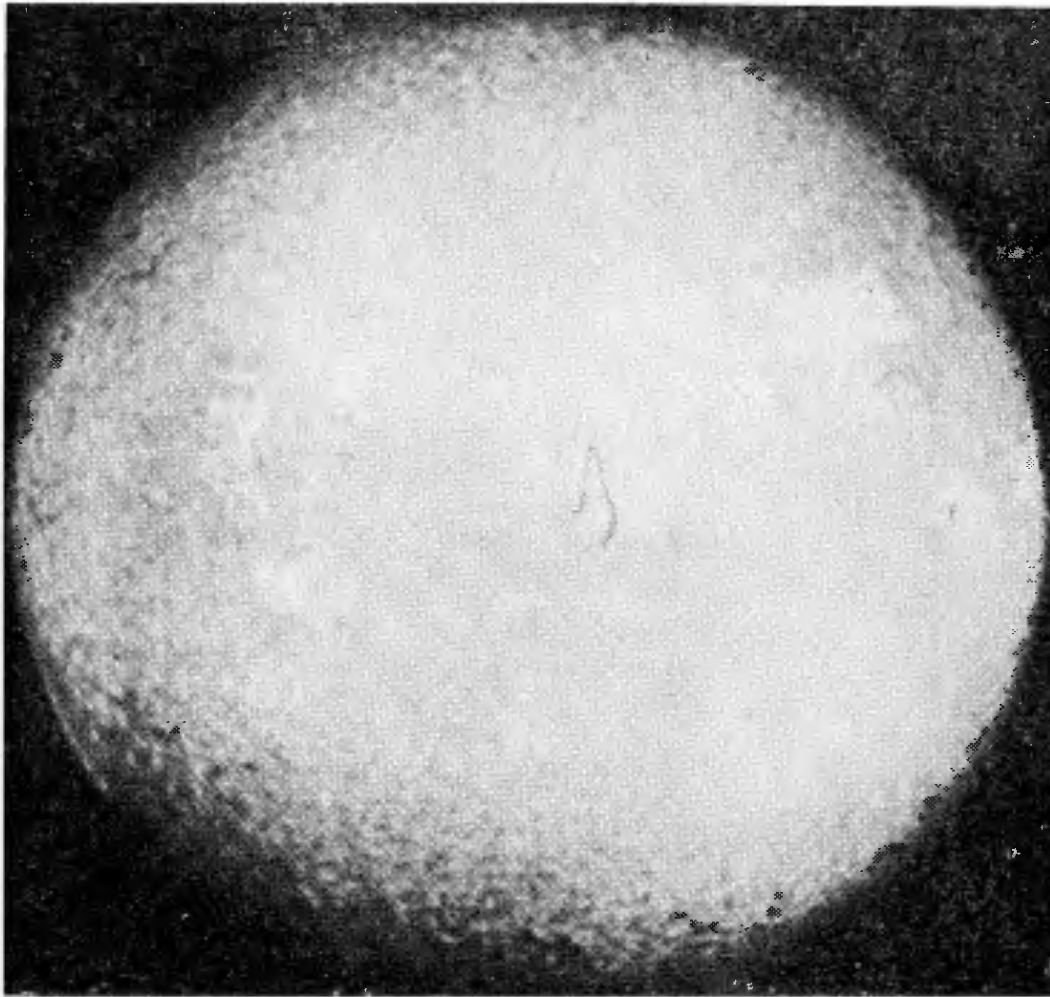


РИС. 5.496. Спектрогелиограмма, полученная 11 сент. 1961 г. в линии $K2V$ — с фиолетовой стороны от центра линии $CaIIK$.
Снимок получен на обсерватории Маунт Вилсон.

$CaIIK232$ на пересечениях сетки соответствуют магнитным полям с напряженностью в несколько сотен гаусс на площадках размером не более 500 км (Шили [98]). На этих площадках часто бывает ослабленным непрерывное излучение, откуда можно заключить, что они совпадают с темными межгранульными дорожками и порами. Площадки с локально усиленным магнитным полем соответствуют также участкам, где более глубоки фраунгоферовы линии. На спектрогелиограммах в свете линий, образующихся в нижней части фотосферы, не только кажутся более яркими площадки с усиленным магнитным полем, но видна также очень мелкая яркая сетка (Чепмен и Шили [18]). Эта сетка, называемая фотосферной сеткой, близко совпадает по расположению с магнитным полем, но имеет более тонкую структуру, чем находящаяся выше хромосферная сетка. Обе сетки представляют собой видимое проявление структуры магнитного поля, которая с возрастанием высоты расплывается и становится крупнее. Фотосферная сетка видна лучше всего

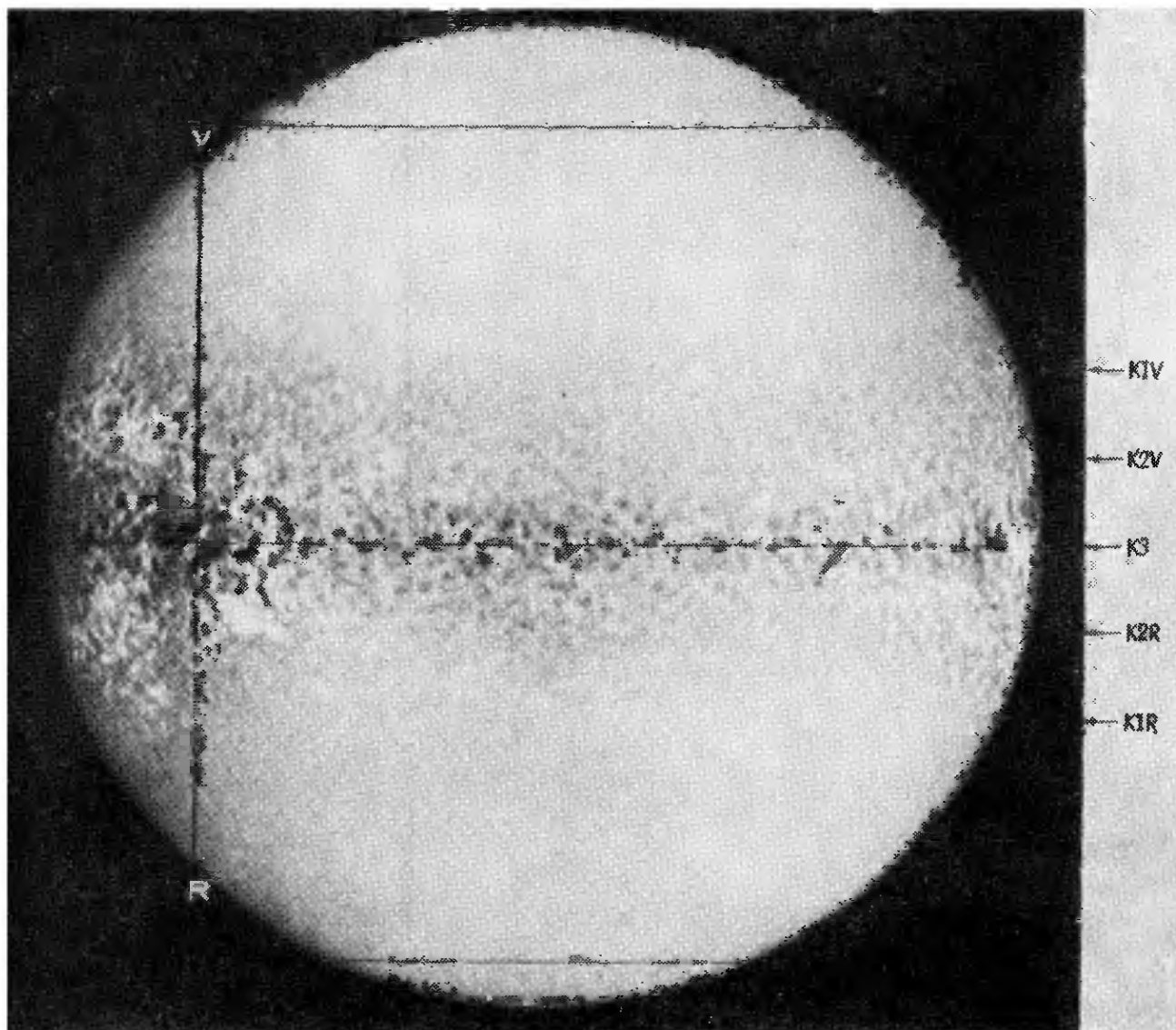


РИС. 5.50. Спектрогелиограмма в линии Ca II K , полученная 11 авг. 1962 г. скаанированием по профилю линии.

Темные горизонтальные линии соответствуют 0 и $\pm 1 \text{ \AA}$. Следует обратить внимание на то, что одни и те же образования могут быть видны и в поглощении, и в излучении в зависимости от того, какая часть профиля линии используется. Более темная полоса в середине соответствует центральной абсорбционной части профиля $K3$, которая образуется в более высоких, но не всегда более горячих слоях, чем $K2$. Хромосферная сетка в излучении наиболее ясно выражена в $K2R$ и $K2V$. С внешней стороны от $K2R$ и $K2V$ эмиссионная сетка исчезает. (Снимки получены на обсерватории Маунт Вилсон.)

в свете линий ионов с низкими потенциалами ионизации, т. е. ионов, излучение которых наиболее чувствительно к изменениям температуры. Области солнечной атмосферы, образующие сетку, на несколько сотен градусов горячее, чем окружающий их газ; этим и объясняется их усиленное излучение. Эти более горячие области видны около края диска в белом свете как фотосферные факелы (Чепмен и Шили [18]).

Связь хромосферной сетки с полем скоростей

Расположение областей стекания вещества (скорость $1-2 \text{ км/с}$) на картинах распределения скоростей, получаемых на-

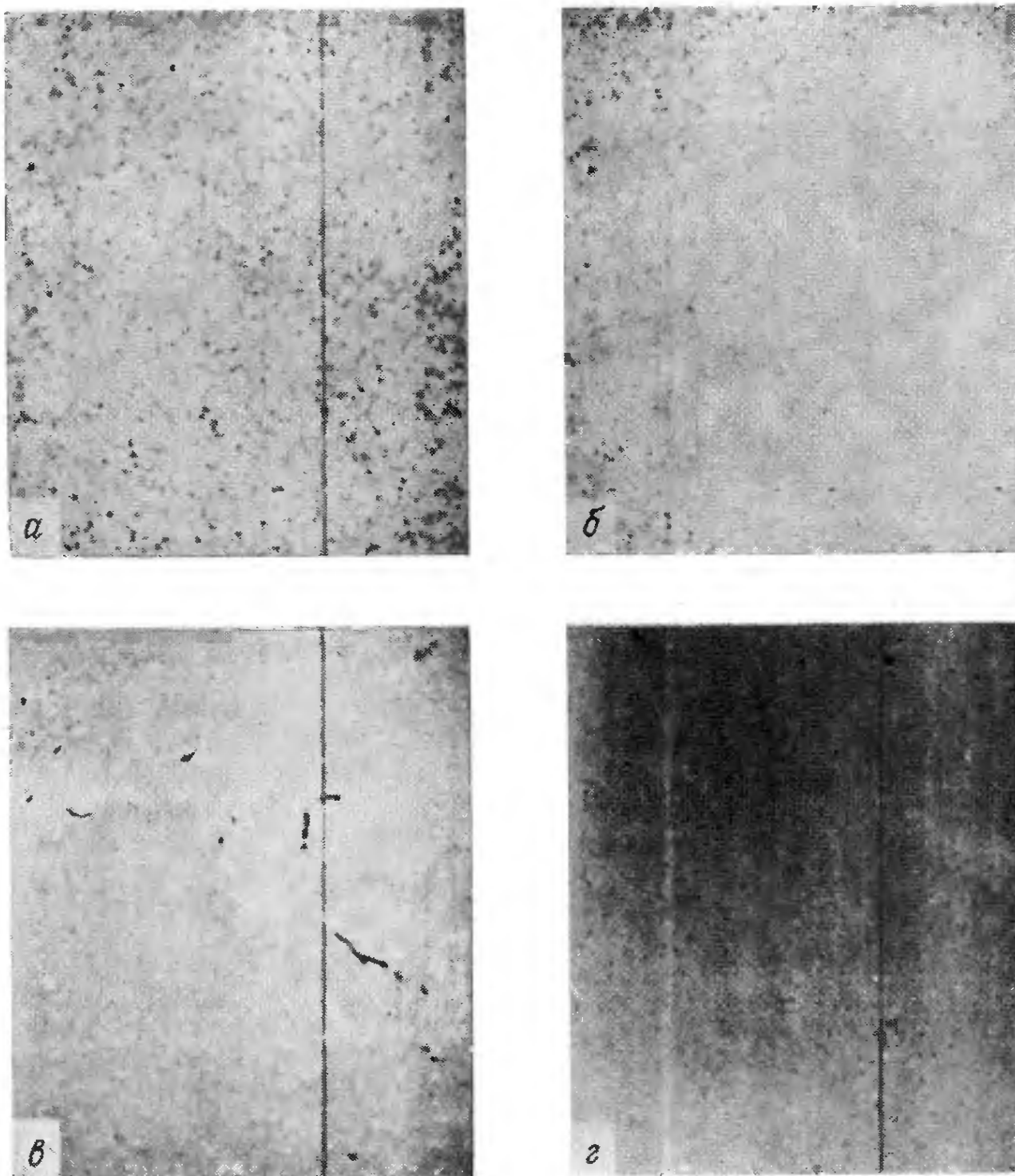


РИС. 5.51. Картина распределения скоростей, полученная наложением спектрогелиограмм в свете $H\alpha + 0,7 \text{ \AA}$ и $H\alpha - 0,7 \text{ \AA}$ по методу Лейтона.

Этот ряд спектрогелиограмм был получен Шили 19 авг. 1963 г. *а* — в красном крыле линии ($H\alpha + 0,7 \text{ \AA}$), *б* — в синем крыле линии ($H\alpha - 0,7 \text{ \AA}$), *в* — в ядре линии, *г* — результат наложения спектрогелиограмм *а* и *б* по методу Лейтона. Темные площадки удаляются по лучу зрения, а светлые приближаются. Сравнение снимков *а* и *б* показывает, что хромосферная сетка лучше видна с красной стороны от центра линии, т. е. что вдоль сетки вещество опускается. Более темные площадки на снимке в общем совпадают с сеткой, видимой в свете красного крыла, однако они выглядят как вереницы точек, а не как однородная сетка, окаймляющая ячейки супергрануляции.

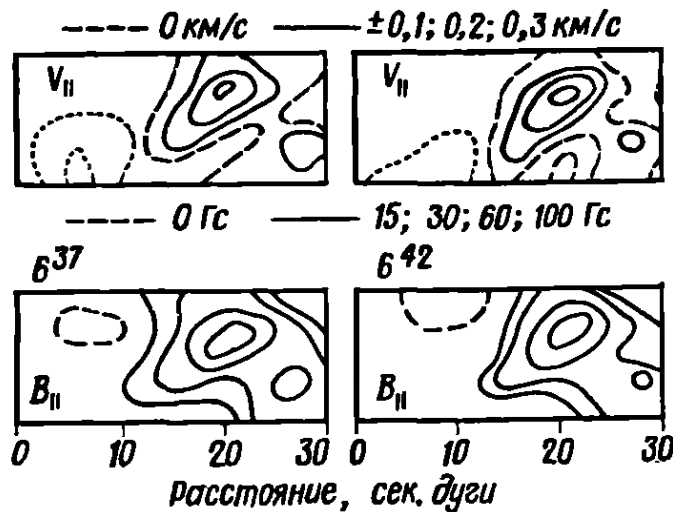


РИС. 5.52. Лучевые скорости и магнитные поля в спокойной области в центре солнечного диска.

На рисунке приведен результат осреднения многих последовательных записей; среднее берется для уменьшения случайных эффектов, вызванных беспокойством земной атмосферы, и исключения 5-минутных колебаний. Очевидна сильная корреляция между вертикальной скоростью и магнитным полем. Максимумы скорости, направленной вниз, и напряженности магнитного поля совпадают, при этом скорость равна 0,34 км/с, а напряженность поля 110 Гс. Совпадают также контуры нулевой скорости и напряженности, равной 25 Гс. (По Дёбнеру [27].)

ложением спектрогелиограмм в свете крыльев $H\alpha$ и $H\beta$ по методу Лейтона (рис. 5.51), хорошо коррелирует с хромосферной сеткой в свете $CaIIK$. Скорость направленного вниз течения возрастает с высотой, области стекания располагаются в вершинах многоугольных ячеек супергрануляции (см. рис. 5.8). Следовательно, хромосферная сетка очерчивает ячейки супергрануляции так же, как в фотосфере сетка опускающегося относительно более темного вещества — ячейки грануляции, видимой в белом свете. Только в супергранулах направленные вниз течения не распределяются равномерно по сетке, а сосредоточены

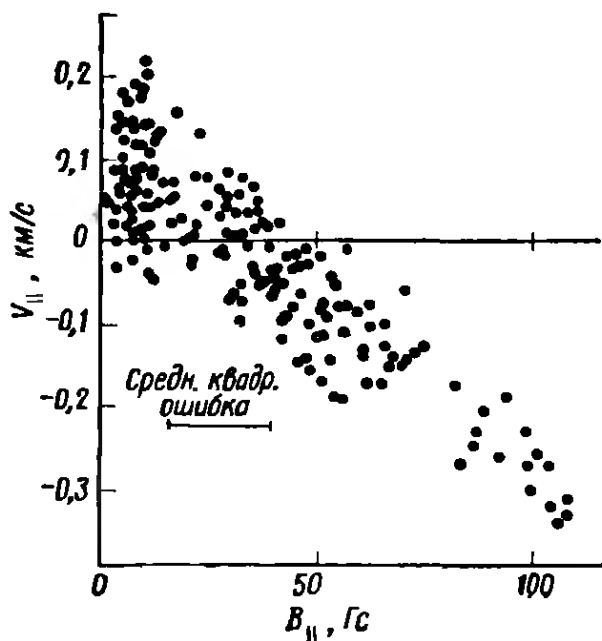
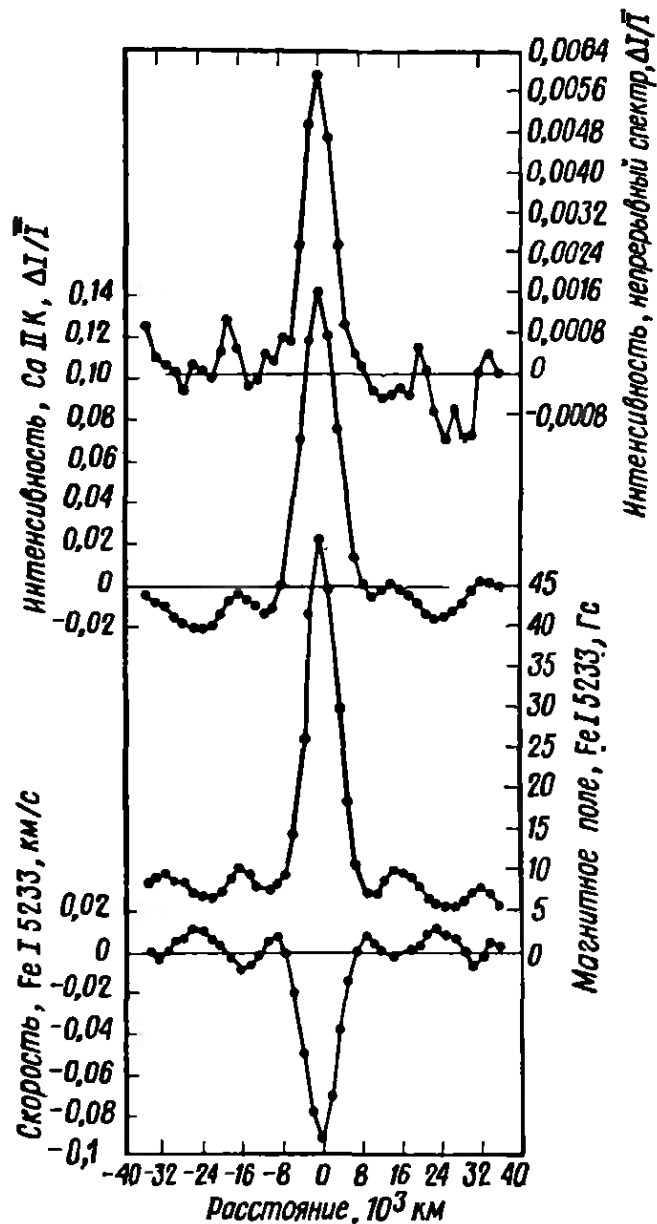


РИС. 5.53. Корреляция между вертикальной скоростью и магнитным полем для области, показанной на рис. 5.52.

Горизонтальный отрезок представляет среднюю квадратическую ошибку осредненных значений напряженности магнитного поля. (По Дёбнеру [27].)

РИС. 5.54. Осредненные разрезы через области стекания.

С помощью многоканального магнитографа обсерватории Китт Пик Фразье просканировал 39 областей стекания, центрированных на локальные максимумы интенсивности линии Fe I $\lambda 5233 \text{ \AA}$. Сканирование выполнялось с промежутками в 150 с, результаты осреднялись для исключения 300-секундных колебаний. Сканирование производилось затем повторно через 4 ч, чтобы уменьшить влияние кратковременных непериодических течений. Графики, приведенные на рисунке, построены по осредненным результатам сканирования через точки максимальной интенсивности линии Fe I $\lambda 5233 \text{ \AA}$ в двух взаимно перпендикулярных направлениях. (По Фразье [41].)



на отдельных площадках. Такие области стекания, имеющие вид темных точек на рис. 5.51,г, Лейтон и др. [68] называли «funnels» (воронки), а Фразье [41] — «downdrafts» (стоки). В этих областях, как видно из рис. 5.52 и 5.53, очень сильна корреляция между скоростью и напряженностью магнитного поля.

До сих пор наше представление о течениях в ячейке супергрануляции сводилось к тому, что газ всплывает в центре ячейки и опускается затем вниз вдоль ее границ. Исходя из этого следовало бы ожидать, что существуют отдельные площадки, где течение направлено вверх, и сетка, вдоль которой происходит опускание. Вместо этого мы обнаруживаем отдельные области стекания, и естественно возникает вопрос: «Правильно ли наше представление о ячейках супергрануляции?» Ответом на этот вопрос могут служить рис. 5.54—5.56, где представлены осредненные профили напряженности магнитного поля, интенсивности

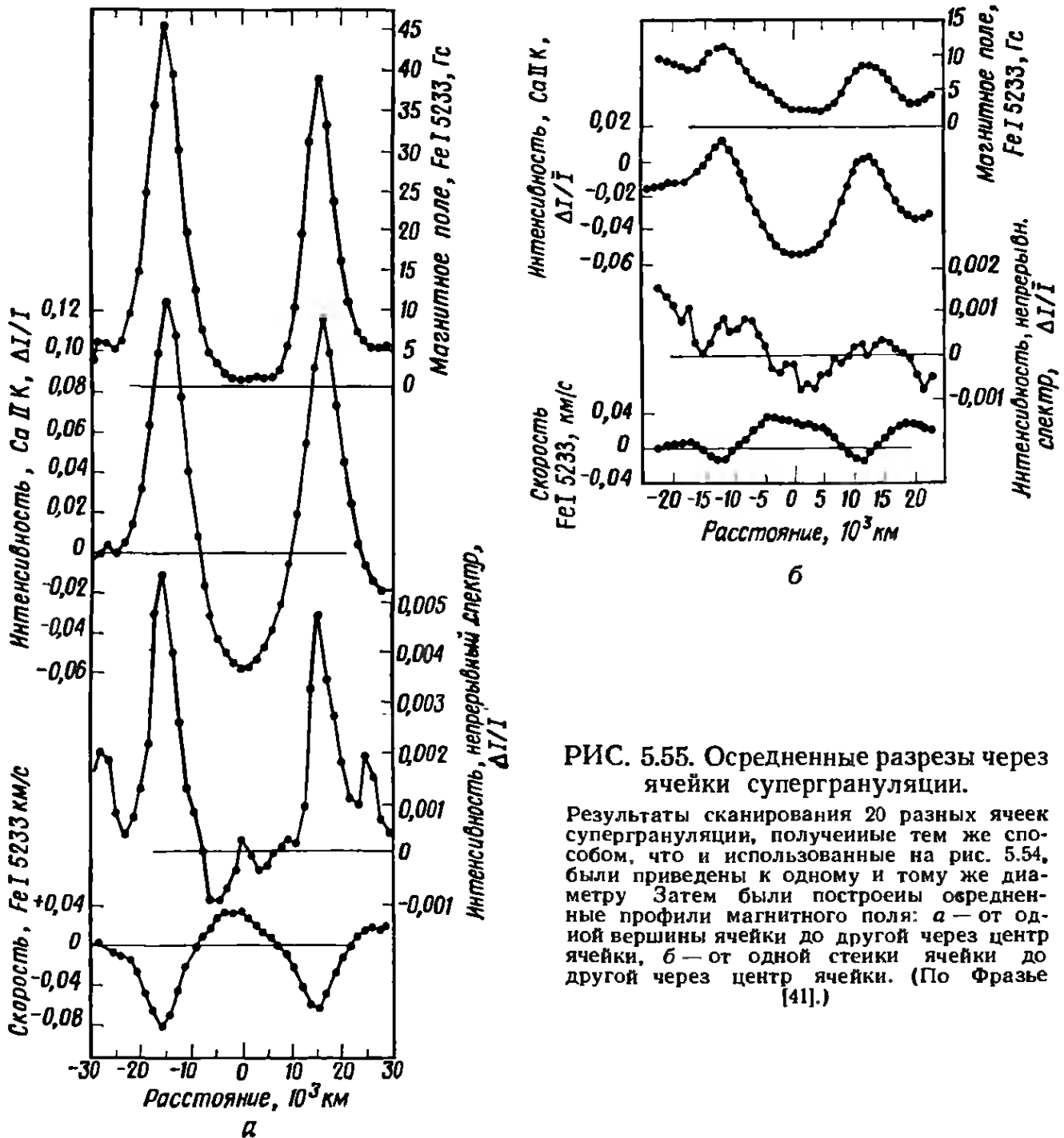


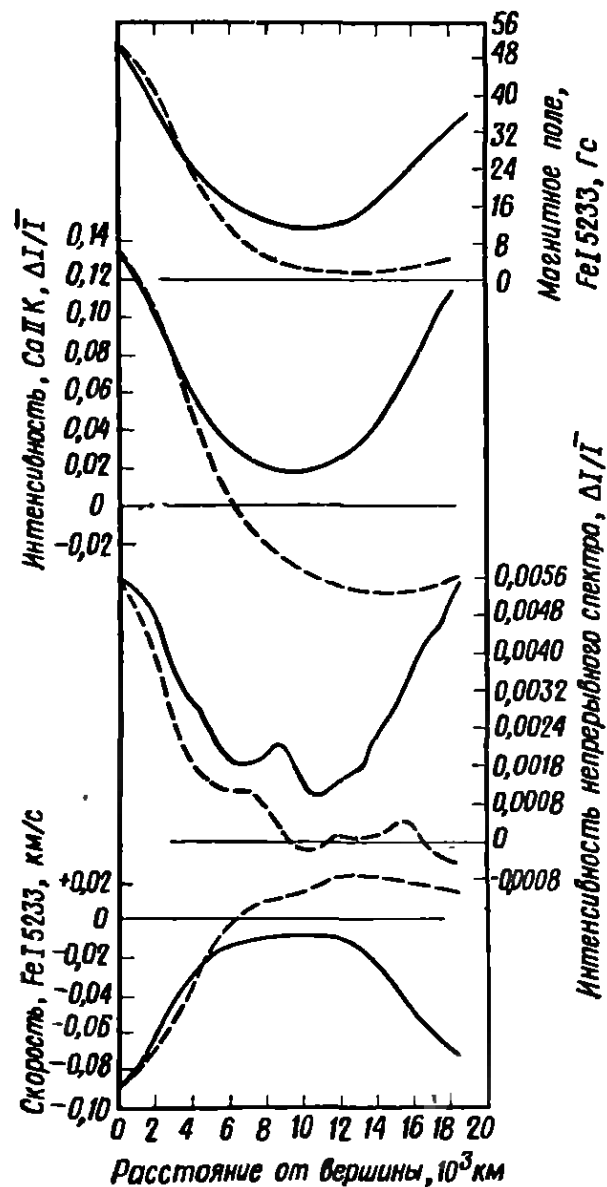
РИС. 5.55. Осредненные разрезы через ячейки супергрануляции.

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: *a* — от одной вершины ячейки до другой через центр ячейки, *б* — от одной стенки ячейки до другой через центр ячейки. (По Фразье [41].)

излучения и скорости течения. О превосходной корреляции между интенсивностью континуума, интенсивностью линии Ca II K, напряженностью магнитного поля и скоростью опускания вещества свидетельствует рис. 5.54. Характерный диаметр области стекания равен 10 000 км, что составляет около $1/3$ диаметра ячейки супергрануляции. Разрезы через ячейку, позволяющие убедиться в очень тесной корреляции между перечисленными выше наблюдаемыми величинами, показаны на рис. 5.55, *a* и *б*. Масштабы всех профилей на этих двух рисунках одинаковы. И хотя на разрезах от вершины до вершины многоугольной ячейки изменения наблюдавшихся величин выражены гораздо сильнее, все же профили от стенки до стенки ячейки

РИС. 5.56. Осредненные разрезы через области стекания в двух направлениях.

По результатам сканирования, использованным для построения графиков рис. 5.54, были построены средние профили тех же величин в направлениях от центра области стекания вдоль стенки ячейки супергрануляции до соседней области стекания и от центра области стекания до центра ячейки супергрануляции.
 ————— профиль вдоль стенки ячейки,
 - - - - - профиль по направлению к центру ячейки супергрануляции. (По Фразье [41].)



обладают теми же характерными особенностями, которые нельзя считать случайными. Это говорит о том, что представление о множестве ячеек, у вершин которых усилены нисходящее течение, магнитное поле и интенсивность излучения, соответствует действительности. Дальнейшим подтверждением этого может служить рис. 5.56, где приведены осредненные разрезы от вершины к соседней вершине вдоль стенки и от вершины до центра ячейки. Мы видим, что характерные особенности, свойственные вершине, сохраняются вдоль стенки на протяжении около 4000 км. Следовательно, ячейки супергрануляции — реально существующие образования, хотя их стенки не так четко выражены, как вершины.

Продолжительность жизни хромосферной сетки

Продолжительность жизни ячеек супергрануляции так же, как и ячеек грануляции, равна по порядку величины глубине, на которой образуются ячейки, деленной на скорость подъема.

Приняв, что область образования ячеек супергрануляции находится на глубине 10 000 км, а скорость, направленная вверх, равна 0,1 км/с, получим для характерной продолжительности жизни 28 ч. Эта величина вследствие тесной корреляции хромосферной сетки со скоростью течения является также и характерной продолжительностью жизни хромосферной сетки. Чтобы проследить за хромосферной сеткой в течение времени, превосходящего характерную продолжительность ее жизни, сетку наблюдали в обсерватории, расположенной за Северным Полярным кругом, на протяжении 62 ч (Янсенс [54], Роджерс [96]). Число отдельных ячеек, видимых в свете $H\alpha + 0,65 \text{ \AA}$, которые были еще различимы в моменты, более ранние или более поздние по отношению к некоторому $t = 0$, показано на рис. 5.57. Продолжительность жизни сетки, полученная из этих наблюдений, равна 21 ч (Янсенс [54]), т. е. хорошо согласуется со значением 20 ч, полученным ранее Симоном и Лейтоном [100]. Используя ту же последовательность снимков, что и Янсенс, Роджерс выполнил кросс-корреляционный анализ и нашел, что временной интервал, в течение которого кросс-корреляционная функция уменьшается в e раз, составляет $25,0 \pm 1,6$ ч, а полуширина кросс-корреляционной функции равна $38 \pm 4,0$ ч.

Если проследить за типичной ячейкой супергрануляции в свете $H\alpha + 0,65 \text{ \AA}$ в течение всего времени ее существования, то можно подразделить ее историю на три характерные фазы (Янсенс [54]). Развитие и рост длятся приблизительно 5 ч, стадия полного развития — около 18 ч, а распад происходит в течение 12 ч. Во время роста ячейки розетки и пучки темных узелков выстраиваются вдоль искривленных сегментов, образующих ее границы. Одновременно ячейка увеличивается вследствие растекания вещества, раздвигающего ее границы. Вполне развитая ячейка имеет достаточно четкую границу, и все ее размеры остаются неизменными. Для нее характерна общая округленность всех контуров, свойственная областям подъема вещества. Форма ячейки может временами изменяться от круглой к овальной и обратно. Мелкие детали темных узелков также

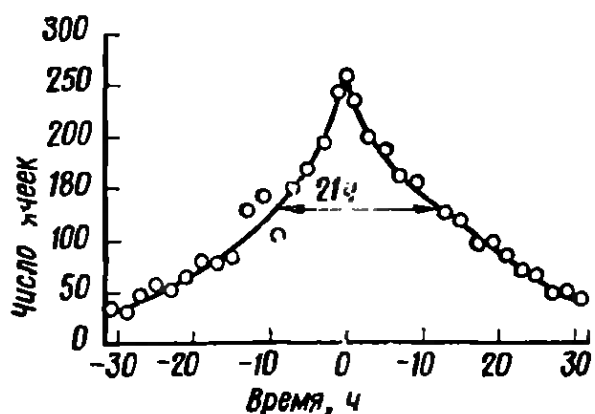


РИС. 5.57. Продолжительность жизни ячейки супергрануляции.

Подсчитывалось число ячеек супергрануляции, видимых в момент $t = 0$, и число тех же ячеек, еще различимых в более ранние и более поздние моменты времени. Полная полуширина кривой составляет 21 ч (По Янсенсу [54])

могут испытывать значительные изменения, однако общие очертания сетки сохраняются. Это характерно также для лежащей глубже фотосферной сетки. Мелкие детали фотосферной сетки полностью изменяются через 30 мин из-за горизонтальных смещений отдельных участков, но вся сетка в целом остается относительно неизменной и по истечении 2,5 ч (Шили [98]). Разрушение ячейки начинается с того, что ее стенки становятся не вогнутыми, а выпуклыми, превращаясь в стенки новых ячеек, образующихся по соседству. Через некоторое время первоначальная ячейка становится неразличимой.

Итак, было установлено, что хромосферная сетка — это местоположение усиленных вертикальных магнитных полей, стекающих вниз потоков вещества и локально повышенных значений температуры. Сама сетка совпадает с границами ячеек супергрануляции. Чем выше над фотосферой находится наблюдаемый слой, тем больше длина линейных элементов сетки. Все эти явления, представляющиеся на первый взгляд столь различными, могут быть объединены в одну согласованную картину, если считать движения в фотосфере первичным управляющим механизмом, а магнитное поле Солнца — приводом, связывающим эти движения с неоднородностями плотности температуры, а следовательно, и интенсивности излучения в хромосфере. Чтобы убедиться в этом, мы должны прежде всего составить себе представление о вмероженности магнитного поля в солнечную плазму.

Вмероженные магнитные поля

Полная вмероженность магнитного поля в электропроводящее вещество является предельным случаем, который никогда не осуществляется в полной мере. Некоторое смещение магнитных силовых линий относительно вещества может произойти всегда. На рис. 5.58 показан упрощенный одномерный случай: проводящее вещество движется поперек магнитных силовых линий и стремится увлечь их за собой. Вещество движется со скоростью V поперек магнитного поля \mathbf{B} , напряженность которого зависит от x . Смещение поля относительно вещества измеряется величиной $\delta(x)$. Когда элемент вещества переместится на расстояние x , магнитные силовые линии сдвинутся на $x - \delta$; если поле вмерожено полностью, то $\delta = 0$, если движение вещества не влияет на поле, то $\delta = x$. Таким образом, отношение δ/x может служить мерой смещения поля относительно вещества. Напряженность электрического поля, возникающего в веществе вследствие относительного движения плазмы и магнитного поля, равняется произведению скорости смещения, измеряемой наблюдателем, который движется вместе с веществом, и напряженно-

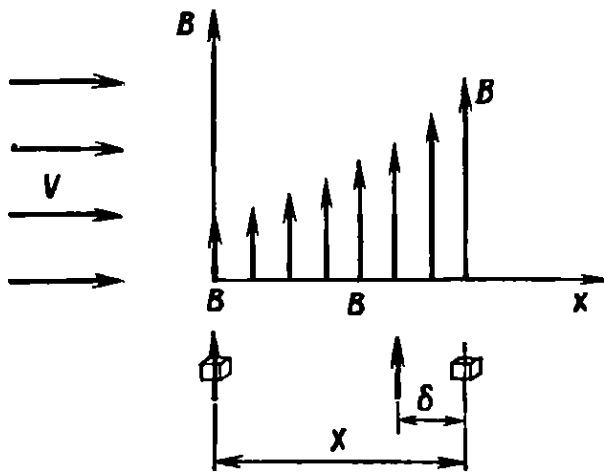


РИС. 5.58. Смещение магнитной силовой линии относительно движущегося элемента электропроводящего вещества.

сти магнитного поля B . Следовательно, сила электрического тока равна

$$J = \sigma \dot{\delta} B, \quad (5.66)$$

где σ — электропроводность вещества. Ток будет изменять напряженность магнитного поля вдоль направления x в соответствии с законом Ампера:

$$\frac{\partial B}{\partial x} = \mu_0 J. \quad (5.67)$$

Из этих двух соотношений следует, что

$$\frac{1}{B} \frac{\partial B}{\partial x} = \mu_0 \sigma \dot{\delta}. \quad (5.68)$$

Таким образом, если электропроводность σ велика, то $\dot{\delta}$ — скорость смещения — будет соответственно мала. Характерный размер магнитного поля, согласно уравнению (5.68), составляет

$$L_i = \frac{1}{\mu_0 \sigma \dot{\delta}}. \quad (5.69)$$

Параметр, который нас интересует, — это δ/L , т. е. относительное смещение. Так как

$$\dot{\delta} = \frac{V}{L} \delta(L), \quad (5.70)$$

то

$$\frac{\delta}{L} = \frac{1}{\mu_0 \sigma V L}, \quad (5.71)$$

или

$$\frac{\delta}{L} = \frac{1}{R_m}. \quad (5.72)$$

Таким образом, степень замороженности магнитных силовых линий в вещество зависит только от электропроводности, скорости вещества и характерного размера магнитного поля. Безразмерную величину $\mu_0 \sigma V L$ называют магнитным числом Рейнольдса

R_m . Если $R_m \gg 1$, то вещество и магнитное поле связаны очень сильно и одно определяет динамику другого. Если $R_m \ll 1$, то их связь слаба: движение вещества и изменения конфигурации поля могут происходить независимо. В спокойных областях атмосферы Солнца электропроводность σ имеет наименьшее значение (порядка $10 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$) на уровне фотосферы, где температура и соответственно степень ионизации водорода невелики. Приняв, что характерная скорость составляет $0,1 \text{ км/с}$, а размер L приблизительно равен предельной разрешающей способности наших наблюдений (700 км), мы получим $R_m \approx 10^3$. Следовательно, для всех образований на Солнце, которые мы до сих пор наблюдали, можно приближенно полагать, что магнитное поле очень сильно заморожено в вещество.

Однако, даже если значение R_m нам известно, мы все же не знаем, «кто кого тащит». Что определяет динамику и структуру: газ или магнитное поле? В результате движения газа возникает сила динамического давления

$$p_d = \frac{1}{2} \rho V^2. \quad (5.73)$$

Аналогично возникает магнитное давление, направленное в противоположную сторону. Сила (магнитная) Лоренца, рассчитанная на единицу объема

$$F_m = JB, \quad (5.74)$$

может быть представлена, согласно (5.67), в виде

$$F_m = B \frac{1}{\mu_0} \frac{\partial B}{\partial x}, \quad (5.75)$$

или

$$F_m = \frac{\partial p_m}{\partial x},$$

где

$$p_m = \frac{B^2}{2\mu_0}. \quad (5.76)$$

Магнитное давление можно считать также плотностью энергии магнитного поля, а динамическое давление вещества p_d приближенно равно плотности кинетической энергии его макроскопического движения. Когда $p_d \gg p_m$, динамика вещества определяет структуру магнитного поля. Когда $p_m \gg p_d$, магнитные силовые линии направляют движение вещества — оно может течь только вдоль силовых линий и не смещает их.

В атмосфере Солнца осуществляются оба этих случая. Приравняв два давления:

$$\frac{1}{2} \rho V^2 = \frac{1}{2\mu_0} B^2, \quad (5.77)$$

мы получаем

$$V = \left(\frac{B^2}{\mu_0 \rho} \right)^{1/2}, \quad V = V_A. \quad (5.78)$$

Таким образом, динамическое и магнитное давления равны между собой тогда, когда скорость движения газа равняется альвеновской скорости. Динамическое давление, соответствующее скорости 0,4 км/с (приближенное значение горизонтальной скорости в ячейке супергрануляции), равно магнитному давлению, соответствующему напряженности 20 Гс (приблизительное значение напряженности полей, наблюдаемых в хромосферной сетке) на высоте около 600 км. Поскольку $\rho_d \sim \rho$, а плотность быстро убывает с высотой, переход от контролирующей роли движения вещества к контролирующей роли магнитных полей должен быть резким и высота, на которой он происходит, не должна сильно зависеть от B или V . Следовательно, в фотосфере и в нижней хромосфере динамика газа определяет конфигурацию магнитного поля, а в более высоких слоях атмосферы, вплоть до внешней короны, конфигурация поля определяет направление движения газа.

Иногда мы будем иметь дело не с динамикой атмосферы, а с поддержанием некоторой конфигурации поля статической атмосферой. В этом случае магнитному давлению противостоит статическое, а не динамическое давление газа. Когда $\rho_m \gg \rho$, газ не в состоянии противодействовать полю, и оно принимает ту конфигурацию, которую имело бы в вакууме. Найти точку перелома $\rho = \rho_m$ нетрудно и в этом случае. Из равенства

$$\rho = \rho_m \quad (5.79)$$

мы находим

$$\gamma \frac{\rho}{\rho} = \frac{\gamma}{2} \frac{B^2}{\rho \mu_0} \quad \text{или} \quad V_0 = \left(\frac{\gamma}{2} \right)^{1/2} V_A. \quad (5.80)$$

Таблица 5.3

Схематическое разделение атмосферы Солнца на области, контролируемые веществом, и области, контролируемые магнитным полем

Высота, км	Состояние
< 600	Полностью контролирует вещество
600—1300	Движение вещества происходит вдоль магнитных силовых линий, но давление газа может противодействовать магнитному полю
> 1300	Полностью контролирует магнитное поле

Как видно из графика на рис. 5.41, $V_0 \approx V_A$ на высоте 1300 км при напряженности поля 20 Гс. Согласно расчетам, выполненным для принятых нами модели солнечной атмосферы, напряженностей магнитного поля и скоростей газа, области, контролируемые веществом, и области, контролируемые магнитным полем, расположены в атмосфере Солнца так, как указано в табл. 5.3.

Образование хромосферной сетки

Возвращаясь теперь к многочисленным взаимосвязанным явлениям в хромосферной сетке, мы будем считать поле скоростей вещества в фотосфере основной причиной, а остальные наблюдаемые явления — следствиями. В частности, горизонтальные течения в ячейках супергрануляции создают концентрацию магнитных полей на границах ячеек (рис. 5.59). На границе двух ячеек, где сталкиваются и поворачивают вниз противоположно направленные течения, сжатие газа усиливает напряженность вертикального поля. Напряженность поля может возрастать до тех пор, пока не станут равными магнитное и динамическое давление, $\rho_m \approx \rho_d$, т. е. до высоты около 600 км. При скорости течения 0,4 км/с и радиусе ячейки 16 000 км конфигурация поля должна установиться примерно через 11 ч, что вдвое больше времени развития сетки в свете $H\alpha$, найденного Янсенсом [54] из наблюдений. Таким путем образуется сетка усиленных магнитных полей, простирающихся далеко в хромосферу. Естественно ожидать, что самые сильные вертикальные поля будут располагаться преимущественно там, где сталкиваются потоки газа (Кларк и Джонсон [21]), т. е. у вершин ячеек супергрануляции, в областях стекания (рис. 5.8). Как мы могли убедиться выше, это именно так (см. рис. 5.52—5.56). Тонкая структура сетки магнитных полей довольно сильно зависит от конфигурации поля скоростей, особенно от протяженности вертикальных потоков газа по высоте (Кларк [20]).

Если магнитные поля усиливаются там, где сходятся встречные потоки газа, то не могут ли также и другие поля упорядоченных скоростей создавать в атмосфере Солнца свои собственные распределения магнитных полей?

На Солнце наблюдаются колебания магнитного поля, которые, грубо говоря, коррелируют с вертикальными колебаниями солнечной поверхности (рис. 5.17). Однако в этом случае распределение скоростей таково, что столкновений потоков в строгом смысле слова не происходит, поэтому соответствующее магнитное поле слабо и недостаточно упорядочено. С другой стороны, довольно естественно ожидать, что течения в ячейках грануляции должны создавать сетку хорошо упорядоченных

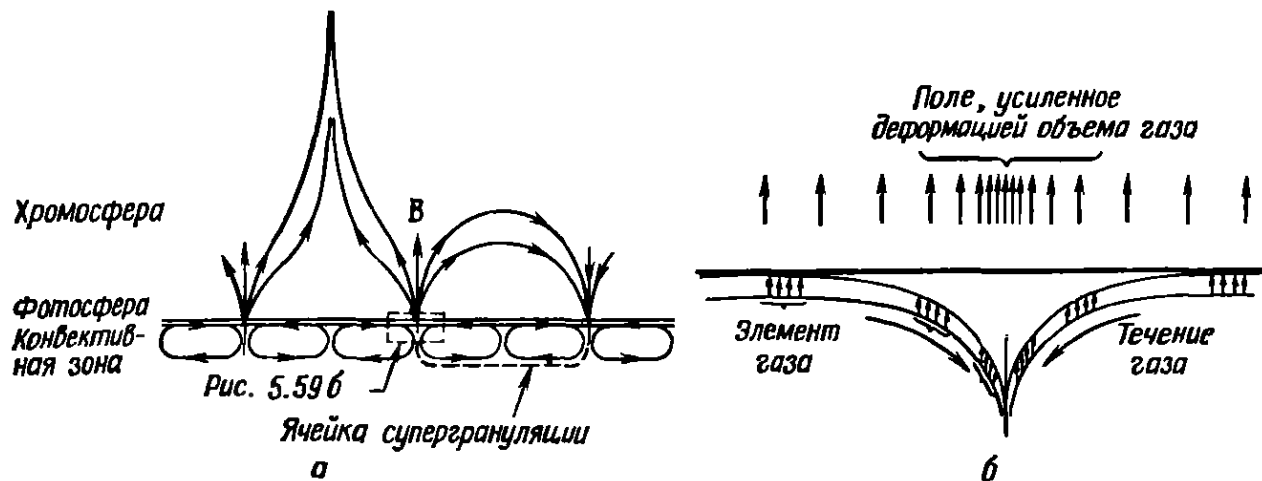


РИС. 5.59. Усиление напряженности магнитного поля на границах ячеек супергрануляции.

а — крупномасштабная структура, б — деформация элемента опускающегося газа.

магнитных полей меньшего масштаба, аналогичную хромосферной сетке, образуемой течениями в ячейках супергрануляции. Однако, поскольку масштаб грануляции невелик, каким бы ни было магнитное поле, которое она порождает, последнее не может простираться далеко в хромосферу, если вообще достигает ее, и наблюдать его должно быть исключительно трудно из-за ограничений, налагаемых земной атмосферой. Согласно наблюдениям Говарда и Бхатнагара [50], напряженности поля в межгранульных промежутках составляют 20 ± 15 Гс, однако Ливингстон [70] нашел, что они менее 2 Гс. Очевидно, что для выявления свойств магнитной сетки, которая должна создаваться грануляцией, необходимы наблюдения, выполненные с очень высокой разрешающей способностью.

Усиление напряженности магнитных полей во встречных потоках происходит вследствие деформации поля скоростей. Такая деформация может происходить и создавать локальные усиления напряженности магнитного поля не только в областях стекания, но и на других участках поля скоростей. В частности, если горизонтальная скорость в ячейке супергрануляции увеличивается с глубиной (рис. 5.8, б), то горизонтальные трубки магнитного потока, перпендикулярные скорости, могут закручиваться, что увеличивает напряженность поля. Согласно расчетам Уирта [117], если трубка толщиной от 1000 до 2000 км образует одну петлю, то может возникнуть магнитное поле с напряженностью порядка 100 Гс при самых различных исходных предположениях. Этот механизм может создавать некоторые детали структуры спокойного Солнца в свете $H\alpha$, в частности волоконца. Следует отметить, что в том случае, когда векторы скорости и магнитного поля взаимно перпендикулярны, происходит деформация магнитного поля, аналогичная растягиванию и скру-

чиванию магнитных трубок из-за дифференциального вращения Солнца или более быстрого вращения его внутренней части — предполагаемых причин возникновения солнечной активности.

Вмороженные магнитные поля на границах ячеек супергрануляции, усиленные встречными потоками газа, создают в свою очередь сетку усиленного излучения, наблюдаемую в свете многих фраунгоферовых линий. Увеличение напряженности магнитного поля может, как было установлено в разд. 5.2, благоприятствовать генерации и распространению нелучистой энергии. По этой причине температура в хромосферной сетке выше, чем в окружающем веществе. Следовательно, в сетке увеличены значения функций источника для линий и непрерывного спектра, т. е. усилено излучение. Какой именно механизм здесь действует, не вполне ясно, как и вообще для всего процесса нелучистого нагревания. Возможно, что это усиление генерации и распространения ускоренных волн или более эффективное превращение гравитационных волн в волны типа альвеновских, но не исключаются и другие механизмы, связанные с возрастанием напряженности магнитного поля. Во всяком случае очевидно, что нагревание в хромосферной сетке, т. е. на границах ячеек супергрануляции, намного превосходит конвективное нагревание в центрах ячеек, где по оценке Беккерса [10] температура увеличена менее чем на 1 К.

Увеличение размеров сетки с высотой непосредственно связано с тем, что ρ_m растет быстрее ρ_d . Чем выше слой хромосферы, тем труднее динамическому давлению удерживать магнитное поле; магнитные силовые линии раздвигаются, стремясь принять ту конфигурацию, которую они имели бы в вакууме. Поэтому элементы хромосферной сетки увеличиваются и становятся более расплывчатыми. Тонкоструктурная фотосферная сетка превращается в относительно более крупную хромосферную сетку, наблюдаемую в свете CaIIK.

В линии H α , особенно в ее красном крыле на расстоянии около $+0,7 \text{ \AA}$ от центра, хромосферная сетка, как мы видели, складывается из темных крупных узелков, в основаниях которых находятся яркие точки (рис. 5.44—5.48). Теперь мы обратимся к строению и природе этих темных крупных узелков, для чего сначала рассмотрим спикулы.

5.4. СПИКУЛЫ

Спикулы — одно из самых мелких еще доступных наблюдению образований на спокойном Солнце. Лучше всего спикулы видны на краю солнечного диска (рис. 5.60 и 2.16), где они напоминают лес из языков пламени, поднимающихся в верхние слои солнечной атмосферы. Так как число спикул на луче зре-



РИС. 5.60. Спикулы, сфотографированные в линии $H\alpha$ на расстоянии 1 \AA от ее центра, 14 окт. 1970 г. (По Данну, обсерватория Сакраменто Пик.)

ния, проходящем через край солнечного диска, очень велико, их основания перекрываются, и при наблюдении в свете центра линии $H\alpha$ без искусственной луны край диска часто кажется двойным (рис. 5.61). Внешний зазубренный край — это вершины леса спикул, высота которых зависит от длительности экспозиции. Внутренний ровный край создается относительно интенсивным белым светом фотосферы, который не полностью срезается фильтром и попадает на фотопленку (Уайт и Симон [119]). Лес спикул имеет большую оптическую толщину в $H\alpha$. Поэтому если удастся в достаточной степени ослабить свет вне полосы пропускания $H\alpha$, то второй край диска на снимках отсутствует.

Согласно нашим представлениям о вертикальном расслоении хромосферы, подсказанным фотографическими снимками края диска, можно выделить три атмосферных слоя, связанных со спикулами. Во-первых, нижняя хромосфера, которая представляет собой в сущности продолжение фотосферы над областью минимальной температуры. Она обладает довольно однородной структурой. Образование спикул начинается в средней хромосфере. Здесь происходит переход от однородной нижней хромосферы к разнородной верхней хромосфере, которая, несомненно, складывается из двух составляющих — спикул и горячего коронального газа, опускающегося глубоко в промежутки между ними. Границы между этими составляющими хромосферы определяются не так хорошо, как ее граница с фотосферой, где $dT/dh = 0$. Определить верхнюю границу нижней хромосферы мы смогли бы лишь в том случае, если бы нашли возможность наблюдать основания спикул. Глубже примерно 5000 км они перекрываются и сливаются, образуя слой, кажущийся однородным. Грубо приближенно можно считать, что средняя хромосфера начинается на высоте 1500 км, там, где конфигурация магнитного поля заведомо определяет структуру вещества (табл. 5.3), т. е. немного ниже начала резкого возрастания температуры. Интересно отметить, что в нижней хромосфере температура и степень ионизации водорода увеличиваются с высо-

той, в то время как плотность убывает; в результате электронная концентрация остается почти неизменной ($\sim 3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, см. рис. 5.28). Получить из наблюдений достаточно точное значение протяженности средней хромосферы пока не удастся, предположительно ее считают равной 1500 км. Следовательно, верхняя хромосфера, для которой характерно присутствие двух отчетливо разделяющихся составляющих, начинается на высоте 3000 км, где температура почти достигла корональных значений (рис. 5.29). Высота спикул тоже остается пока объектом исследования, так как число и интенсивность спикул очень медленно убывают с высотой. Однако высоты спикул, полученные из наблюдений, в большинстве случаев заключены в интервале между 7000 и 9000 км. Очевидно, что представление о сглаженной, имеющей постоянный радиус границе между хромосферой и короной не имеет физического смысла. Реальная граница, разделяющая корональное и хромосферное вещество, находится на поверхностях спикул, а в промежутках между спикулами она опускается до того уровня, где начинается быстрый подъем температуры, т. е. до области перехода от нижней хромосферы к средней. Магнитное поле спикулы направлено, вероятнее всего, вдоль ее вертикальной оси, поэтому перенос тепла в направлении, перпендикулярном оси, затруднен, градиент температуры может быть большим, а переходная область на поверхности спикулы соответственно очень тонкой.

Свойства спикул, найденные из наблюдений (почти без исключений проводившихся в свете $\text{H}\alpha$), были тщательно изучены Беккерсом, составившим подробный обзор [9] (см. табл. 5.4). Число спикул, приходящееся на одну ячейку супергрануляции, как функция высоты представлено на рис. 5.62. На высоте 3000 км на каждую ячейку приходится приблизительно 30 спикул. Их число постепенно уменьшается до 1 на уровне



РИС. 5.61. Край солнечного диска в свете центра линии $\text{H}\alpha$, кажущийся двойным.

Внутренний край исчезает при применении дополнительного фильтра, полностью срезающего свет вне полосы пропускания основного фильтра. (По Смит и Нолану, Солнечная обсерватория Локхид.)

Таблица 5.4

Свойства тонкой структуры хромосферы в свете Na
(По Беккерсу [9])

Свойство	Спикулы	Темные мелкие узелки	Яркие мелкие узелки
Диаметр, км	825	700	3000
Длина, км	4000	5000	6500
Число на одну ячейку супергрануляции	33	50	13
Продолжительность жизни, мин	8	10	
Частота появления, на одну ячейку супергрануляции, мин ⁻¹	4	5	
Средний наклон к вертикали, град	20	21	
S_{λ}/I непр. спектр	0,08—0,5	0,123	> 0,16

~ 10 000 км. Ориентация большинства спикул близка к вертикальной, типичные отклонения не превышают 15—20°. Наблюдаемые диаметры заключены в пределах 400—1500 км (0,5—2"). Все измерения, связанные со спикулами, производятся на пределе разрешающей способности наземных инструментов, и их точность невелика. Распределение спикул по диаметрам, найденное Данном [29], показано на рис. 5.63; за диаметр была принята полуширина профиля интенсивности, измеренная с помощью микрофотометра. Среднее значение диаметра, полученное из этого распределения, равно 815 км. Была установлена

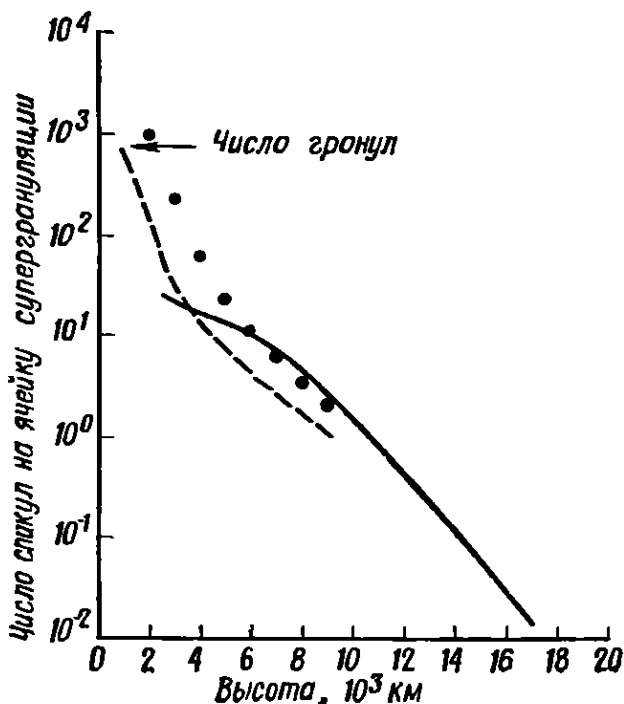
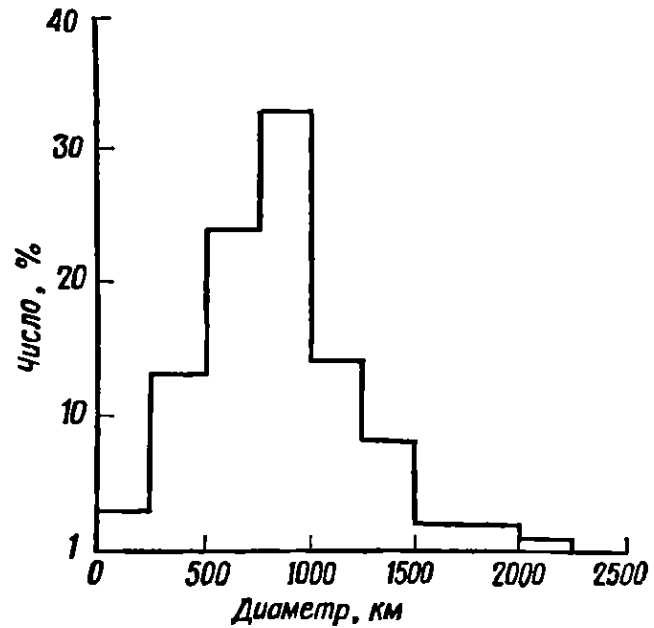


РИС. 5.62. Наблюдаемое число спикул, приходящихся на одну ячейку супергрануляции над данным уровнем солнечной атмосферы.

Предполагается, что средняя ячейка супергрануляции круглая с диаметром 32 000 км. Сплошная линия по Атею. Штриховая линия построена по результатам измерений Хьюи, редуцированных Беккерсом. Точки представляют данные Хьюи, обработанные Коннором. (По Беккерсу [9])

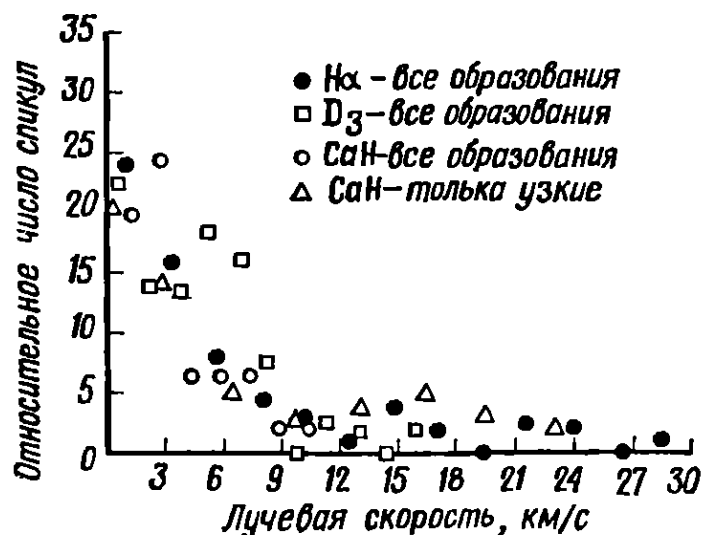
РИС. 5.63. Распределение диаметров спикул согласно Данну (По Беккерсу [9].)



корреляция между размером и яркостью спикулы; самые высокие центральные интенсивности соответствуют несколько бóльшим диаметрам.

Спикулы, как и ячейки конвекции, — динамические, а не статические образования. Согласно наблюдениям Мурадяна [77], скорости подъема спикул заключены между 0 и 70 км/с, в среднем 22 км/с. Обычно сначала увеличивается яркость спикулы, затем начинается подъем, продолжающийся около 1,5 мин, причем более яркие спикулы поднимаются дольше. Полная продолжительность жизни спикулы обычно заключена в пределах от 8 до 15 мин (Беккерс [9]). Среднеквадратическое значение вертикальной скорости вещества в спикуле, измеренное по доплеровским смещениям, составляет 26 км/с (Пасахов и др. [90]). Распределение спикул по скоростям показано на рис. 5.64; в приведенных данных не были учтены наклоны спикул к локальной вертикали. Зависимость скорости от высоты очень слабая, и в

РИС. 5.64. Распределение скоростей спикул. (По Атею и Бесси [6].)



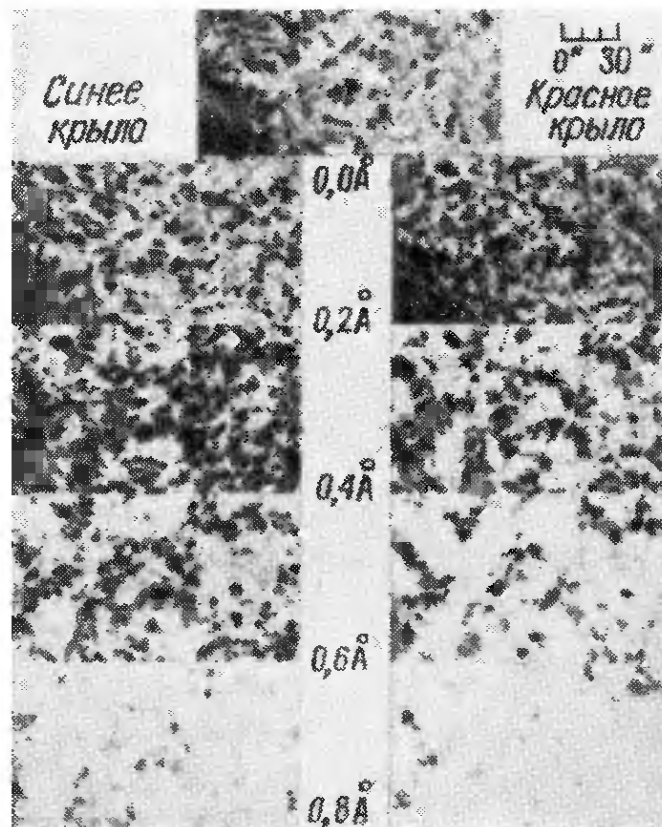


РИС. 5.65. Ряд фильтрограмм в различных участках линии Na.

Снимки получены с помощью интерференционно-поляризационного фильтра с полосой пропускания $0,55 \text{ \AA}$. Чтобы лучше разобраться в них, полезно воспользоваться схемой, приведенной на рис. 5.66. Темные мелкие узелки, розетки (на краю диска это кусты) и хромосферная сетка видны лучше всего в красном крыле на расстоянии от $0,4$ до $0,6 \text{ \AA}$ от центра линии. Яркие мелкие и яркие крупные узелки отождествить труднее, они видны лучше всего в центре линии или совсем близко от него в синем крыле. (По Беккерсу, обсерватория Сакраменто Пик.)

первом приближении движение можно считать равномерным. Однако наблюдались относительно немногочисленные спикеры, у которых скорость увеличивалась с высотой (Пасахов и др. [90]). В среднем спикеры ведут себя так: ускоренное движение вверх, замедление, затем неподвижность в течение оставшегося времени жизни. У некоторых немногочисленных спикеров наблюдалось изменение знака скорости. Однако у большинства она направлена в одну сторону.

Подтверждением тесной связи спикеров с магнитными полями служит то обстоятельство, что изменения скорости спикеров происходят почти одновременно на разных высотах. Как следует из наблюдений, распространение ускоряющего агента вдоль оси спикеры должно происходить со скоростью 400 км/с (Беккерс [9]), что по крайней мере на порядок больше локальной скорости звука. Однако такого значения может иногда достигать локальная альвеновская скорость; электронная концентрация 10^{11} см^{-3} — приближенное значение для современных моделей спикеров — соответствует плотности газа $2 \cdot 10^{-13} \text{ г/см}^3$, и при вы-

сокой, но возможной напряженности магнитного поля в хромосферной сетке 63 Гс альвеновская скорость $V_A = 400$ км/с.

В спикулах наблюдаются также и другие движения вещества. Во-первых, им свойственны колебания, параллельные краю солнечного диска (Пасахов и др. [90]). Амплитуды этих колебаний совпадают по порядку величины с диаметрами спикул, период равен ~ 1 мин, а скорость составляет 10—15 км/с (Никольский и Платова [81]). Во-вторых, из наклона спектра спикул к направлению дисперсии можно прийти к заключению, что спикулы часто вращаются вокруг своих вертикальных осей (Мишар [75], Беккерс и др. [12], Пасахов и др. [90]). Приняв, что верхний предел линейной скорости на внешней границе спикулы с диаметром 1000 км равен 30 км/с, мы получим период вращения 2 мин и центростремительное ускорение, примерно в 6 раз превосходящее ускорение силы тяжести (Пасахов и др. [90]). Следовательно, вращательное движение может быть достаточно мощным и оказывать значительное влияние на строение спикулы.

Спикулы имеют большую оптическую толщину в линии $H\alpha$ и в других фраунгоферовых линиях, поэтому они могут быть видны на фоне солнечного диска как поглощающие образования. В хромосфере много структурных деталей, наблюдаемых на пределе разрешающей способности современных инструментов (около $1''$, т. е. порядка диаметра спикулы), но отождествить какие-нибудь из них со спикулами очень трудно. Мы рассмотрим сначала тонкую структуру хромосферы, а затем попытаемся связать ее с характеристиками спикул.

На рис. 5.65 и 5.66 приведены снимки, полученные в свете разных участков линии $H\alpha$, и схематическая классификация наблюдаемых образований. Характеристики этих образований собраны в табл. 5.4. Самые мелкие из видимых поглощающих

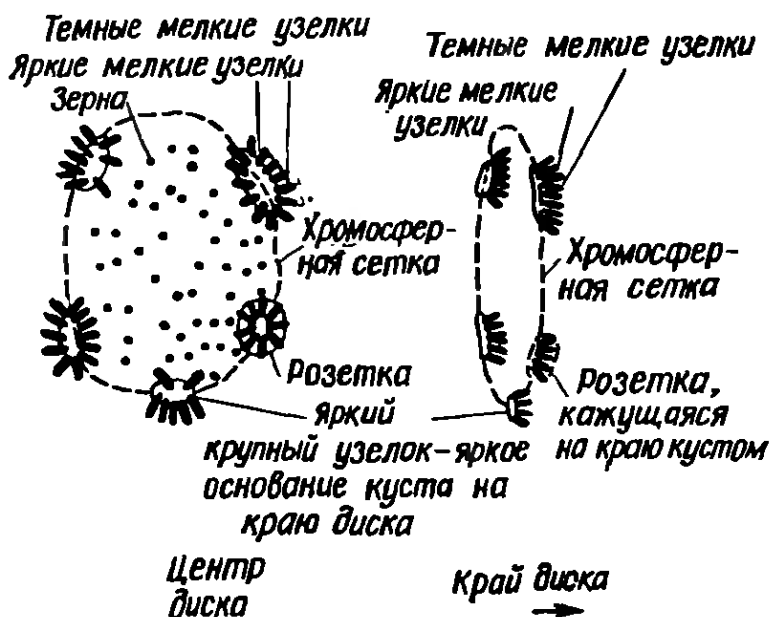


РИС. 5.66. Образования, наблюдаемые в хромосфере. (По Беккерсу [9].)

образований — мелкие темные узелки — имеют диаметр около 700 км, их длина в среднем в 7 раз больше диаметра. С ними связаны самые быстрые изменения структуры хромосферы. Продолжительность жизни мелких темных узелков, называемых также волоконцами, составляет всего 10 мин, что сравнимо с продолжительностью жизни фотосферных гранул. На одну ячейку супергрануляции приходится примерно по 50 волоконец, т. е. частота их возникновения составляет 5 в 1 мин на одну ячейку. Мелкие темные узелки лучше всего видны в свете красного крыла линии $H\alpha$, $H\alpha + 0,5 \text{ \AA}$; это означает, что они удаляются по лучу зрения. Они видны в поглощении, потому что их функция источника меньше, чем интенсивность излучения фотосферы: $dI_\lambda \sim (S_\lambda - I_\lambda) ds$. Однако в отсутствие термодинамического равновесия на этом основании

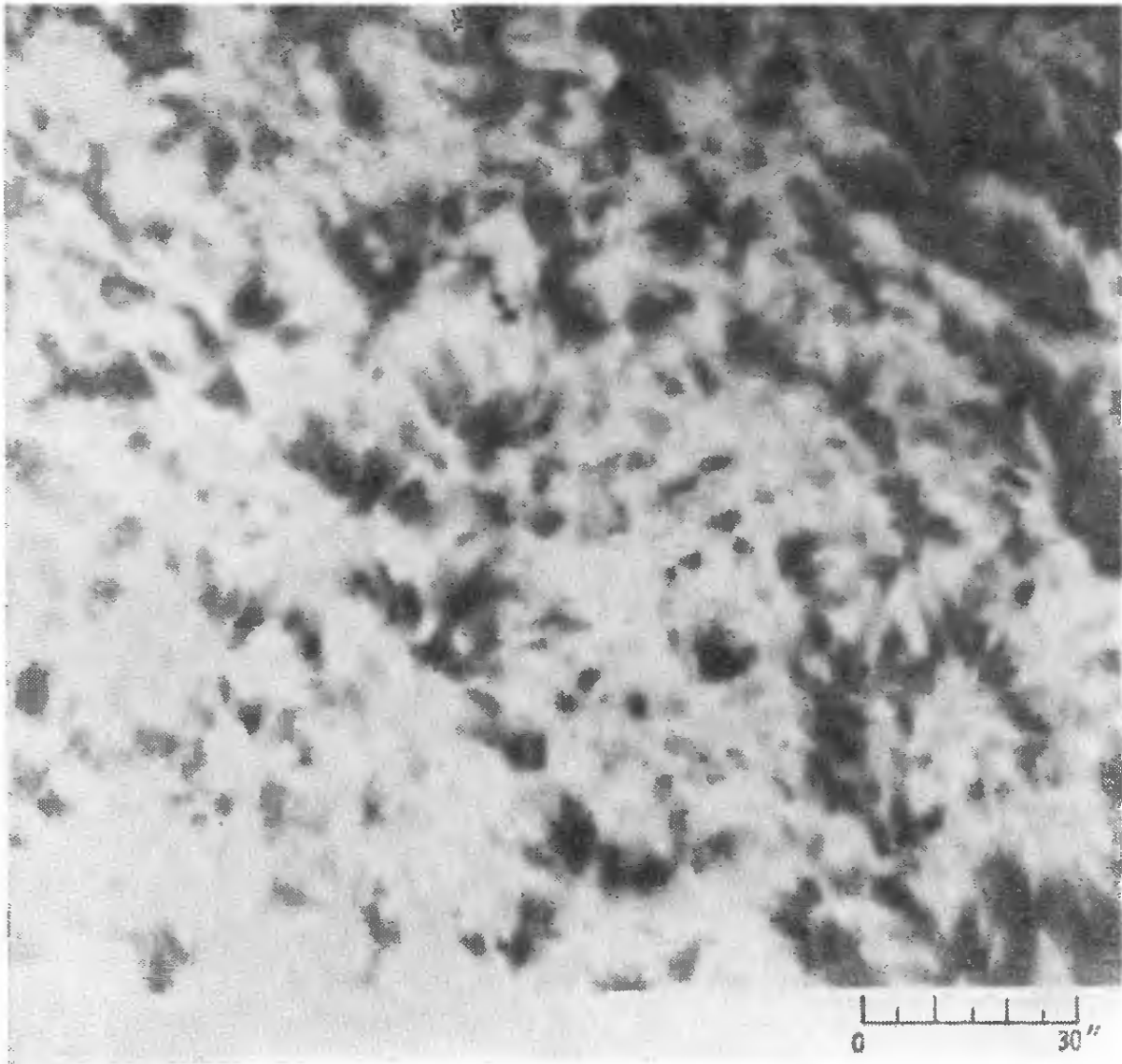


РИС. 5.67. Темные узелки и кусты в свете $H\alpha + 0,65 \text{ \AA}$.

При приближении к краю диска (аверх, вправо) темные крупные узелки, собранные в розетки, становятся похожими на кусты. (По Беккерсу, обсерватория Сакраменто Пик.)

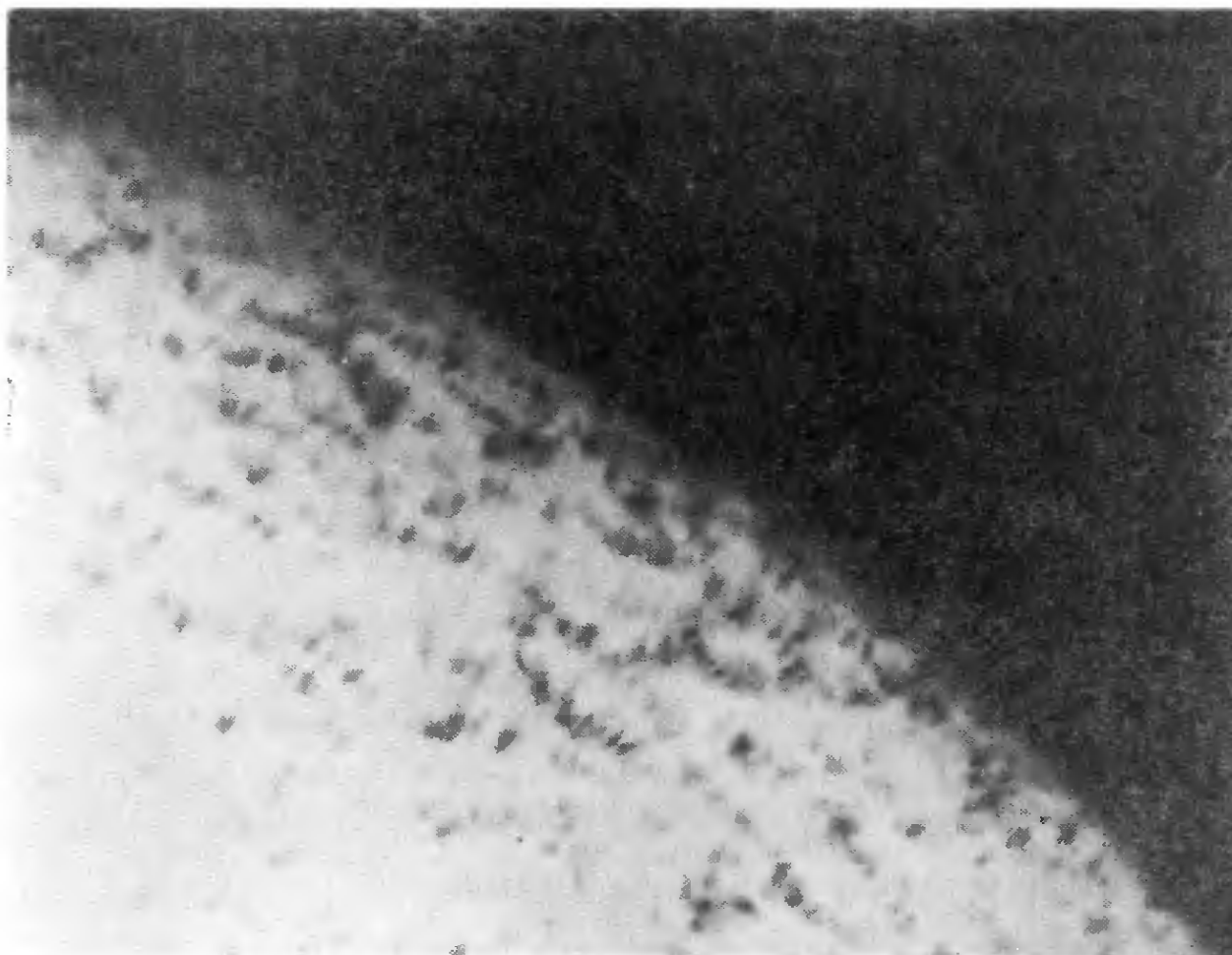


РИС. 5.68. Структура хромосферы в свете $H\alpha$ на краю диска.

На этой спектрогелиограмме, полученной в свете $H\alpha + 0,74 \text{ \AA}$, кроме темных узелков, собранных в кусты, можно различить очертания ячеек супергрануляции, видимых в ракурсе. Снимок получен на обсерватории Сакраменто Пнк.

нельзя сразу сделать заключение, что температура в мелких узелках ниже, чем температура излучения фотосферы. Мелкие темные узелки собраны в крупные темные узелки, или розетки, которые вблизи края диска кажутся почти вертикальными образованиями — кустами (рис. 5.47, 5.67 и 5.68). К сожалению, продолжительность жизни мелких темных узелков слишком мала, и мы не успеваем проследить за ними, чтобы проверить, действительно ли они выглядят как спикулы, когда вращение Солнца переносит их на край диска. Крупный темный узелок имеет диаметр, грубо говоря, 10^4 км и продолжительность жизни 10 ч — удивительно большую по сравнению с продолжительностью жизни мелких узелков, из которых он состоит. Видны в хромосфере также мелкие яркие узелки, аналогичные мелким темным. Однако они менее многочисленны (13 на ячейку супергрануляции), толще (диаметр 3000 км) и лучше видны с фиолетовой стороны от центра линии $H\alpha$, т. е. поднимаются вверх. Они обычно располагаются у самого основания розетки между

мелкими темными узелками. Они также собраны в крупные яркие узелки с характерным размером 5000 км, вдвое меньшим размера темных крупных узелков. Таким образом, можно было бы предположительно представить себе строение розетки так: вещество, поднимающееся в ее центре, спускается затем обратно вдоль волоконца. Узелки не разбросаны случайным образом, они располагаются вдоль границ ячеек супергрануляции. Это особенно хорошо видно на снимках в свете красного крыла $H\alpha$, где темные узелки явно окаймляют хромосферную сетку (рис. 5.47, 5.65, 5.67 и 5.68). Следовательно, узелки должны быть связаны с областями усиленной напряженности магнитного поля. И, наконец, внутри ячеек хромосферной сетки находятся образования, называемые зернами — мелкие темные точки, видимые лучше всего в свете $H\alpha$ — 0,5 Å. Их природа и связь с другими хромосферными образованиями неизвестны.

Структуру хромосферы можно наблюдать также и в линии $CaIIK$, но в излучении кальция она выглядит иначе. При хорошей разрешающей способности можно установить соответствие между яркими и темными узелками в свете центра линии $H\alpha$ и яркими и темными образованиями в свете CaK . Таким образом, в общем и целом относительные интенсивности мелких образований, видимых в центре линии $H\alpha$ и в CaK , одинаковы. Однако при наблюдении с малой разрешающей способностью оказывается, что в свете CaK преобладают яркие образования, а в свете $H\alpha$ — темные. Следовательно, нетрудно прийти и к противоположному выводу, т. е. отождествить яркое в CaK с темным в $H\alpha$. В синем крыле линии кальция $K2V$ наблюдаются многочисленные мелкие яркие точки, и высказывалось предположение, что они соответствуют темным зернам, видимым в $H\alpha$. Если это так, то здесь мы встречаемся с исключением из общей тенденции.

Яркими или темными выглядят спикеры на фоне солнечного диска и соответствуют ли они каким-нибудь из рассмотренных выше образований? Во-первых, из того, что нам известно о спикерах в настоящее время, можно заключить, что они могут казаться как яркими, так и темными в зависимости от того, какое место на солнечном диске и в каком участке профиля линии $H\alpha$ мы наблюдаем. Если функция источника в спикере больше, чем интенсивность фона, спикера будет видна в излучении. Если справедливо обратное, то она окажется темной. Возможны оба эти случая, так как условия в хромосфере весьма далеки от термодинамического равновесия, а функция источника может изменяться очень сильно даже при умеренных изменениях локальных значений плотности и температуры. Во-вторых, представляется надежным отождествление спикеров с мелкими узелками. Чаще всего их отождествляют с мелкими темными узелками, однако

это слишком определенное предположение, так как темные и яркие мелкие узелки могут быть частями одних и тех же образований. Наблюдая с высокой разрешающей способностью в центре линии $H\alpha$, Лоухед [71] заметил над самым краем солнечного диска мелкие яркие образования, очень сходные по свойствам с мелкими яркими узелками на диске, с которыми он и отождествил обнаруженные образования. Высказывалось предположение, что яркие мелкие узелки (видимые лучше всего в фиолетовом крыле недалеко от центра линии $H\alpha$) представляют собой поднимающиеся части спикул, а темные мелкие узелки (видимые лучше всего в красном крыле недалеко от центра линии $H\alpha$) — их опускающиеся части. Однако этому противоречит наблюдаемый факт: темные мелкие узелки обычно слегка смещены относительно ярких к краю диска. Отсюда можно сделать вывод, что яркие узелки находятся в нижней и средней хромосфере (≤ 3300 км), а темные характерны для верхней хромосферы (≈ 5000 — 7600 км, Брей [14]). Мы вынуждены заключить, что для обоснованного суждения о том, как выглядят спикулы на солнечном диске, необходимы наблюдения с большей разрешающей способностью, нежели доступная в наше время.

Итак, нельзя предсказать, как должны выглядеть спикулы на солнечном диске, и это не удивительно, так как мы до сих пор не располагаем надежной моделью спикул и не понимаем причин их возникновения. Согласно модели Беккерса [9], построенной на основании линейчатого спектра спикул, на высотах, превосходящих 2000 км, электронная температура имеет значение порядка 16 000 К и не зависит, грубо говоря, от высоты. В этой модели температура спикул в средней хромосфере почти не отличается от температуры окружающего вещества, а в верхней хромосфере спикулы холоднее своего окружения. В других моделях это не так. В то же время все теории, пытающиеся объяснить возникновение спикул, имеют одну общую черту: первопричиной считаются относительно сильные магнитные поля. Было подсчитано, что для возникновения спикул необходимы магнитные поля с напряженностью 25 Гс или больше (Беккерс [9]). Мы видели, каким образом потоки газа в ячейках супергрануляции приводят к концентрации магнитного поля на границах ячеек. Именно здесь, как показывают наблюдения, образуются спикулы, окаймляющие ячейки супергрануляции в виде мелких темных узелков в линии $H\alpha$ и ярких узелков в линии CaK . Однако динамика взаимодействия между солнечной плазмой и магнитными полями, приводящая к возникновению спикул, остается в значительной степени открытым вопросом.

Одна из теорий происхождения спикул основана на теории нелучистого переноса энергии (Паркер [89]). В разд. 5.2 мы убедились, что звуковые волны, возникшие в конвективной зоне,

распространяясь вверх, в относительно менее плотные слои атмосферы, могут превращаться в ударные волны. Эти волны становятся в нижней хромосфере ускоренными волнами, подобными альвеновским, и распространяются вверх вдоль усиленных магнитных полей, расположенных на границах ячеек супергрануляции. Предполагается, что движущееся вверх вещество спикул — это столбики газа за фронтом ударной волны. Эти столбики будут двигаться вверх до тех пор, пока сила тяготения не изменит направление их движения на противоположное. Тогда они спустятся обратно вдоль магнитных силовых линий. Следовательно, поток нелучистой энергии, переносимой в корону, должен быть сосредоточен в спикулах. Но при этом не удается объяснить, почему спикулы холоднее короны и почему они имеют почти однородное вертикальное распределение температуры.

Вторая попытка объяснить спикулы также связывает их с нелучистым распространением энергии — языками турбулентности (Хау [52]). Крутильные колебания, которые представляют собой движения газа в горизонтальной плоскости, перпендикулярной направлению магнитного поля, распространяются вверх вдоль магнитных силовых линий (разд. 5.2). Эти движения, образующие замкнутые петли, возбуждаются ячейками грануляции, проникающими в фотосферу, в виде упомянутых выше языков турбулентности (Лайтхилл [69]). Хотя такая форма нелучистого переноса энергии вполне возможна, эта теория не может дать убедительного объяснения наблюдаемому вертикальному движению сравнительно более плотного вещества в спикулах.

Существует также теория, которая предполагает, что спикулы создаются потоком энергии, переносимой теплопроводностью из относительно более горячей короны вниз, в хромосферу (Куперус и Атей [64], Куперус [63], Копп и Куперус [61]). Поскольку градиент температуры в средней и верхней хромосфере велик, количество тепла, переносимого теплопроводностью в противоположном направлении, может быть очень большим, в среднем $5 \cdot 10^5$ эрг/см²·с. Поток тепловой энергии концентрируется в областях, где велика напряженность магнитного поля, и направлен вниз вдоль магнитных силовых линий (разд. 5.2). Поэтому приток энергии в области, лежащие у основания хромосферной сетки, очень велик, слишком велик для локального равновесия между ним и потерями на излучение. Предполагается, что поступающая энергия может уравниваться соответственно большим направленным наружу потоком кинетической энергии вещества, которое поднимается в спикулах вдоль магнитных силовых линий. Там, где магнитное поле направлено горизонтально, перенос тепла вниз и кинетической энергии вверх затруднен. Механизма, который сообщал бы веществу ускорение, направленное вверх, эта теория не предлагает. Однако, вообще

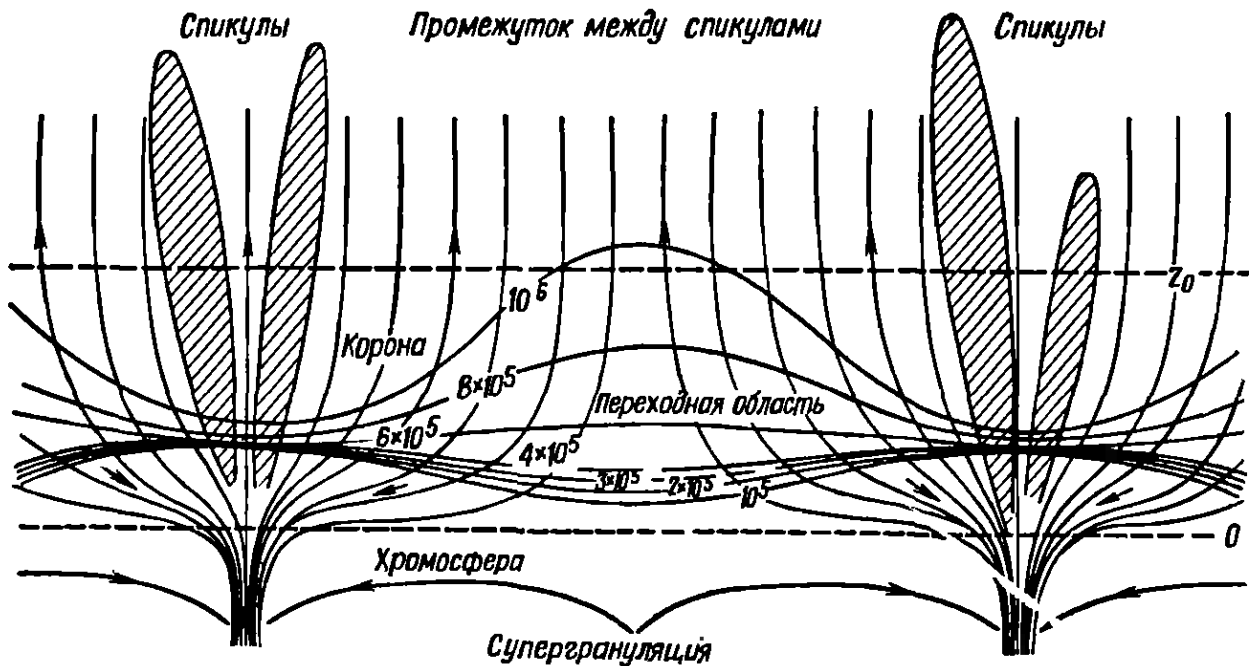


РИС. 5.69. Модель строения хромосферы. (По Коппу и Куперусу [61].)

говоря, поток тепла, поступающий в относительно небольшую область у основания хромосферной сетки, несомненно, должен нагревать газ и увеличивать градиент температуры, который в свою очередь должен ускорять вышележащий вертикальный столб газа вверх. Качественная модель хромосферы, использованная в этой теории, представлена на рис. 5.69. Мы видим, что в этой модели значения температуры и ее градиента в спиккулах значительно выше, чем в модели Беккерса. Рассматриваемая теория, в отличие от предыдущих, исходит из существования горячей короны и считает спиккулы ее порождением, а не одним из способов ее нагревания. Преимущество этой теории состоит в том, что она устанавливает непосредственную связь между образованием спиккул и наблюдаемым резким возрастанием температуры в средней хромосфере — области, из которой поднимаются спиккулы.

И, наконец, есть теория происхождения спиккул, считающая их результатом конденсации корональной плазмы (Т. В. Крат и В. А. Крат [62]). Более плотный газ опускается вдоль магнитных силовых линий в хромосферу так же, как и потоки тепла. Если первоначальный сгусток газа обладал некоторым моментом количества движения, то скорость его вращения должна по мере спуска возрастать, так как увеличивается его плотность и, следовательно, уменьшается горизонтальное поперечное сечение. Эта теория могла бы объяснить наблюдаемое вращение спиккул, но она не проверялась количественно ни для вращения, ни для других характеристик спиккул.

Итак, мы пришли к заключению, что спиккулы, в отличие от большинства других солнечных явлений, рассмотренных до сих

пор, все еще остаются непонятыми — нам не известны ни основные причины их возникновения, ни их следствия. Происхождение спикул, их роль в переносе нелучистой энергии и солнечного вещества в наружные слои атмосферы и их связь с образованиями на солнечном диске — все эти вопросы до сих пор остаются открытыми. Кроме того, из-за отсутствия удовлетворительной модели спикул соответственно усложняется задача интерпретации высокоэнергичного излучения солнечной атмосферы. Мы возвратимся к этой проблеме в следующей главе, где будет рассмотрена солнечная корона.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Appenzeller I., Schröter E. H.*, A Statistical Analysis of Large-Scale Brightness and Velocity Fluctuations in the Solar Atmosphere, *Solar Phys.*, **4**, 131—141 (1968).
2. *Athay R. G.*, Theoretical Line Intensities, V. Solar U. V. Emission Lines of Heavy Elements, *Astrophys. J.*, **145**, 784—795 (1966).
3. *Athay R. G.*, Radiative Energy Loss From the Solar Chromosphere and Corona, *Astrophys. J.*, **146**, 223—240 (1966).
4. *Athay R. G.*, A Non-LTE Line-Blanketed Solar Model, *Astrophys. J.*, **161**, 713—735 (1970).
5. *Athay R. G.*, Proc. Cavity Conf., ed. C. Macris, D. Reidel, Dordrecht, Holland, 1970.
6. *Athay R. G., Bessey J. J.*, Doppler Shifts and Line Broadening in Spicules, *Astrophys. J.*, **140**, 1174—1181 (1964).
7. *Avrett E. H.*, Studies of the Upper Chromosphere and Low Transition Region, Working paper presented at OSO Work Shop at GSFC, Dec. 2, 1970, 1970.
8. *Bahng J. D. R., Schwarzschild M.*, Lifetime of Solar Granules, *Astrophys. J.*, **134**, 312—322 (1961).
9. *Beckers J. M.*, Solar Spicules, *Solar Phys.*, **3**, 367—433 (1968).
10. *Beckers J. M.*, Photospheric Brightness Differences Associated With the Solar Supergranulation, *Solar Phys.*, **5**, 309—322 (1968).
11. *Beckers J. M., Parnell R. L.*, The Interpretation of Velocity Filtergrams, II. The Velocity and Intensity Field of the Solar Disk, *Solar Phys.*, **9**, 39—50 (1969).
12. *Beckers J. M., Noyes R. W., Pasachoff J. M.*, New Observations of Solar Chromospheric Spicules, *Astron. J.*, **71**, 155—163 (1966).
13. *Bird G. A.*, The Propagation of Acoustic Waves Through the Solar Chromosphere, *Astrophys. J.*, **140**, 288—291 (1964).
14. *Bray R. J.*, High Resolution of the Solar Chromosphere, VI Properties of the Bright Mottles, *Solar Phys.*, **10**, 63—70 (1969).
15. *Bray R. J., Loughhead R. E.*, The Solar Granulation, Chapman & Hall, London, 1967.
16. *Bumba V.*, Plasma Astrophysics, ed. P. A. Sturrock, Academic Press, London, 1967.
17. *Bumba V., Howard R. F.*, Large-Scale Distribution of Solar Magnetic Fields, *Astrophys. J.*, **141**, 1502—1512 (1965).
18. *Chapman G. A., Sheeley N. R., Jr.*, The Photospheric Network. *Solar Phys.*, **5**, 442—461 (1968).
19. *Chapman S., Cowling T. G.*, The Mathematical Theory of Non-Uniform Gases, Cambridge Univ. Press, London, 1960.
20. *Clark A., Jr.*, Chromospheric Magnetic Fields Associated With Supergranulation, *Solar Phys.*, **4**, 386—400 (1968).

21. *Clark A., Jr., Johnson H. K.*, Magnetic-Field Accumulation in Supergranules, *Solar Phys.*, **2**, 433—440 (1967).
22. *Clark A., Jr., Clark P. A., Thomas J. H.*, Astrophysical Fluid Dynamics Rept. No. 14, Univ. of Rochester, 1971.
23. *Defouw R. J.*, Thermal-Convective Instability, *Ast. J.*, **160**, 659—669 (1970).
24. *Defouw R. J.*, Convective Instability of a Model Chromosphere, *Solar Phys.*, **14**, 42—61 (1970).
25. *Deubner F.-L.*, Some Properties of Velocity Fields in the Solar Photosphere, I. Carbon, Nitrogen, and Oxygen, *Solar Phys.*, **2**, 133—149 (1967).
26. *Deubner F.-L.*, Some Properties of Velocity Fields in the Solar Photosphere, II. The Spatial Distribution of the Oscillatory Field, *Solar Phys.*, **9**, 343—346 (1969).
27. *Deubner F.-L.*, Some Properties of Velocity Fields in the Solar Photosphere, *Solar Phys.*, **17**, 6—20 (1971).
28. *Дубов Э. Е.*, К вопросу об охлаждении нижней хромосферы, *Астрон. ж.*, **42**, вып. 5, 1014 (1965).
29. *Dunn R. B.*, Photometry of the Solar Chromosphere, AFCRL Environmental Res. Paper, No. 109, 1965.
30. *Dupree A. K., Goldberg L.*, Solar Abundance Determination From Ultraviolet Emission Lines, *Solar Phys.*, **1**, 229—241 (1967).
31. *Edmonds F. N., Jr.*, A Statistical Photometric Analysis of Granulation Across the Solar Disk. *Astrophys. J. Suppl.*, **6**, 357—406 (1962).
32. *Edmonds F. N., Michard R., Servajean R.*, Observational Study of Macroscopic Inhomogeneities in the Solar Atmosphere, VII. A Statistical Analysis of Photometric and Kinematic Inhomogeneities in the Deep Photosphere, *Ann. Astrophys.*, **28**, 534—555 (1965).
33. *Elliott I.*, Power Spectra of H α Doppler Shifts, *Solar Phys.*, **6**, 28—40 (1969).
34. *Evans J., Michard R.*, Observational Study of Macroscopic Inhomogeneities in the Solar Atmosphere, Pt. 1. Velocity Displacement of Fraunhofer Lines as a Function of Line Strength and Position on Disk, *Astrophys. J.*, **135**, 812—821 (1962).
35. *Evans J., Michard R.*, Observational Study of Macroscopic Inhomogeneities in the Solar Atmosphere, Pt. 2. Brightness Fluctuations in Fraunhofer Lines and the Continuum, *Astrophys. J.*, **136**, 487—492 (1962).
36. *Evans J., Michard R.*, Observational Study of Macroscopic Inhomogeneities in the Solar Atmosphere, Pt. 3. Vertical Oscillatory Motions in the Solar Photosphere, *Astrophys. J.*, **136**, 493—506 (1962).
37. *Evans J. W., Michard R., Servajean R.*, Observational Study of Macroscopic Inhomogeneities in the Solar Atmosphere, Pt. 5. Statistical Study of the Time Variations of Solar Inhomogeneities, *Ann. Astrophys.*, **26**, 368—382 (1963).
38. *Fields G. B.*, Thermal Instability, *Astrophys. J.*, **142**, 531—567 (1965).
39. *Frazier E. N.*, An Observational Study of the Hydrodynamics of the Lower Solar Photosphere, *Astrophys. J.*, **152**, 557—576 (1968).
40. *Frazier E. N.*, A Spatio-Temporal Analysis of Velocity Fields in the Solar Photosphere, *Z. Astrophys.*, **68**, 345—356 (1968).
41. *Frazier E. N.*, Multi-Channel Magnetograph Observations, II. Supergranulation, *Solar Phys.*, **14**, 89—111 (1970).
42. *Goldberg L., Noyes R. W., Parkinson W. H., Reeves E. M., Withbroe G. L.*, Ultraviolet Solar Images From Space, *Science*, **162**, 95—99 (1968).
43. *Gonczi G., Roddier F.*, A Fourier Spectrum Analysis of Long Samples of Solar Line Oscillations, *Solar Phys.*, **8**, 255—259 (1969).
44. *Hart A. B.*, Motions in the Sun at the Photospheric Level — VI. Large Scale Motions in the Equatorial Region, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **116**, 38—55 (1956).
45. *Hines C. O.*, Internal Atmospheric Gravity Waves at Ionospheric Heights, *Can J. Phys.*, **38**, 1441—1481 (1960).

46. *Hinteregger H. E.*, Rocket Spectra of the Chromosphere, The Solar Spectrum, ed C. de Jager, D. Reidel, Dordrecht, Holland, 1963, pp. 178—205.
47. *Howard R.*, Preliminary Solar Magnetograph Observations With Small Apertures, *Astrophys. J.*, **136**, 211—222 (1962).
48. *Howard R.*, Velocity Fields in the Solar Atmosphere, *Solar Phys.*, **2**, 3—33 (1967).
49. *Howard R.*, The Large-Scale Velocity Fields of the Solar Atmosphere, *Solar Phys.* **16**, 21—36 (1971).
50. *Howard R.*, *Bhatnagar A.*, On the Spectrum of Granular and Intergranular Regions, *Solar Phys.*, **10**, 245—253 (1969).
51. *Howard R.*, *Tanenbaum A. S.*, *Wilcox J. M.*, A New Method of Magnetograph Observation on the Photospheric Brightness, Velocity, and Magnetic Fields, *Solar Phys.*, **4**, 286—299 (1968).
52. *Howe M. S.*, On Gravity-Coupled Magnetohydrodynamics Waves in the Sun's Atmosphere, *Astrophys. J.*, **156**, 27—41 (1969).
53. *de Jager C.*, *Neven L.*, On the Occurrence of Convective Motions in the Upper Photosphere, *Solar Phys.*, **4**, 379—385 (1968).
54. *Janssens T. J.*, Long Term Observations of the H α Chromospheric Network, *Solar Phys.*, **11**, 222—242 (1970).
55. *Jennison R. C.*, Fourier Transforms and Convolutions for the Experimentalist, Pergamon, New York, 1961, p. 82.
56. *Jensen E.*, *Orrall F. Q.*, Observational Study of Macroscopic Inhomogeneities in the Solar Atmosphere, IV. Velocity and Intensity Fluctuations Observed in the K Line, *Astrophys. J.*, **138**, 252—270 (1963).
57. *Kahn F. D.*, Sound Waves Trapped in Solar Atmosphere, Pt. 1, *Astrophys. J.*, **134**, 343—346 (1961).
58. *Kahn F. D.*, Sound Waves Trapped in Solar Atmosphere, Pt. 2, *Astrophys. J.*, **135**, 547—551 (1962).
59. *Kato S.*, On the Atmosphere Oscillations Excited by Turbulence, *Astrophys. J.*, **143**, 372—378 (1966).
60. *Kirk J. G.*, *Livingston W. C.*, A Solar Granulation Spectrogram, *Solar Phys.*, **3**, 510—512 (1968).
61. *Kopp R. A.*, *Kuperus M.*, Magnetic Fields and the Temperature Structure of the Chromosphere-Corona Interface, *Solar Phys.*, **4**, 212—223 (1968).
62. *Krat V. A.*, *Krat T. V.*, On Physical Properties of Solar Spicules, *Solar Phys.*, **17**, 355—368 (1971).
63. *Kuperus M.*, The Heating of the Solar Corona, *Space Sci. Rev.*, **9**, 713—739 (1969).
64. *Kuperus M.*, *Athay R.*, On the Origin of Spicules in the Chromosphere-Corona Transition Region, *Solar Phys.*, **1**, 361—370 (1967).
65. *Lambert D. L.*, *Mallia E. A.*, Absolute Wavelength of Fraunhofer Lines: Convective Motions in the Solar Photosphere and the Gravitational Red Shift, *Solar Phys.*, **3**, 499—504 (1968).
66. *Leighton R. B.*, *Int. Astron. Union Symp.* 12th, 1961, p. 321.
67. *Leighton R. B.*, The Solar Granulation, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **1**, 19—40 (1963).
68. *Leighton R. B.*, *Noyes R. W.*, *Simon G. W.*, Velocity Fields in the Solar Atmosphere, Pt. 1, Preliminary Rep. *Astrophys. J.*, **135**, 474—499 (1962).
69. *Lighthill M. J.*, D. Predictions on the Velocity Field Coming From Acoustic Noise and a Generalized Turbulence in a Layer Overlaying a Convectively Unstable Atmospheric Region, *Int. Astron. Union Symp.* 28th, 1967, pp. 429—469.
70. *Livingston W. C.*, Magnetograph Observations of the Quiet Sun, I. Spatial Description of the Background Fields, *Astrophys. J.*, **153**, 929—942 (1968).
71. *Loughhead R. E.*, High-Resolution Photography of the Solar Chromosphere, VII. Structure of the Low Chromosphere, *Solar Phys.*, **10**, 71—78 (1969).

72. *Mäckle R.*, On the Energy Dissipation of Fast Hydromagnetic Shock Waves in the Solar Chromosphere, *Solar Phys.*, **10**, 348—356 (1969).
73. *McLellan A.*, *IV*, *Winterberg F.*, Magneto-Gravity Waves and the Heating of the Solar Corona, *Solar Phys.*, **4**, 401—408 (1968).
74. *Mattig W.*, *Mehltretter J. P.*, *Nesis A.*, Studies of Granular Velocities, I. Granular Doppler Shifts and Convective Motion, *Solar Phys.*, **10**, 254—261 (1969).
75. *Michard R.*, Spectrophotometry of Strong Emission Lines in the Chromosphere, II. The $H\alpha$ Line in Spicules, *Ann. Astrophys.*, **19**, 1 (1956).
76. *Moore D. W.*, *Spiegel E. A.*, The Generation and Propagation of Waves in a Compressible Atmosphere, *Astrophys. J.*, **139**, 48—71 (1964).
77. *Mouradian Z.*, Diffusion of Spicules in the Solar Corona, *Solar Phys.*, **2**, 258—266 (1967).
78. *Musman S.*, The Effect of Finite Resolution on Solar Granulation, *Solar Phys.*, **7**, 178—186 (1969).
79. *Musman S.*, *Rust D. M.*, Vertical Velocities and Horizontal Wave Propagation in the Solar Photosphere, *Solar Phys.*, **13**, 261—286 (1970).
80. *Namba O.*, *Diemel W. E.*, A Morphological Study of the Solar Granulation, *Solar Phys.*, **7**, 167—177 (1969).
81. *Никольский Г. М.*, *Платова А. Г.*, Motions of $H\alpha$ Spicules Along the Solar Limb, *Solar Phys.*, **18**, 403—409 (1971).
82. *Noyes R. W.*, A. Observational Studies of Velocity Fields in the Solar Photosphere and Chromosphere, *Int. Astron. Union Symp.* 28th, 1967, pp. 293—344.
83. *Noyes R. W.*, *Leighton R. B.*, Velocity Fields in the Solar Atmosphere, II. The Oscillatory Field, *Astrophys. J.*, **138**, 631—647 (1963).
84. *Noyes R. W.*, *Kalkofen W.*, *Solar Phys.*, **15**, 120 (1970).
85. *Orrall F. Q.*, Observational Study of Macroscopic Inhomogeneities in the Solar Atmosphere, VI. Photospheric Oscillations and Chromospheric Structure, *Astrophys. J.*, **141**, 1131—1138 (1965).
86. *Orrall F. Q.*, Observational Study of Macroscopic Inhomogeneities in the Solar Atmosphere, Pt. 8. Vertical Chromospheric Oscillations Measured in K_3 , *Astrophys. J.*, **143**, 917—927 (1966).
87. *Osterbrock D. E.*, The Heating of the Solar Chromosphere, Plages, and Corona by Magnetohydrodynamic Waves, *Astrophys. J.*, **134**, 347—388 (1961).
88. *Parker E. N.*, *Interplanetary Dynamical Processes*, Intersci., New York, 1963. (Русский перевод: *Е. Паркер*, Динамические процессы в межпланетной среде, изд-во «Мир», М., 1965.)
89. *Parker E. N.*, A Mechanism for Magnetic Enhancement of Sound-Wave Generation and the Dynamical Origin of Spicules, *Astrophys. J.*, **140**, 1170—1173 (1964).
90. *Pasachoff J. M.*, *Noyes R. W.*, *Beckers J. M.*, Spectral Observations of Spicules at Two Heights in the Solar Chromosphere, *Solar Phys.*, **5**, 131—158 (1968).
91. *Phillips O. M.*, *The Dynamics of the Upper Ocean*, Cambridge Univ. Press, New York, 1966, p. 71.
92. *Пикельнер С. Б.*, *Лившиц М. А.*, К теории нагрева активной и невозмущенной хромосферы, *Астрон. ж.*, **41**, вып. 6, 1007, (1964).
93. *Pottasch S. R.*, On the Interpretation of the Solar Ultraviolet Emission Line Spectrum, *Space Sci. Rev.*, **3**, 816—855 (1964).
94. *Roddier F.*, High-Resolution Studies of Fraunhofer Lines by Observation of Optical Resonance of an Atomic Beam, III. Periodic Oscillations of the Lines, *Ann. Astrophys.*, **29**, 639—644 (1966).
95. *Roddier F.*, Observation of the Solar Line Oscillations With an Atomic-Beam Spectrometer, *Astrophys. J.*, **147**, 1113—1116 (1967).
96. *Rogers E. H.*, Lifetime of the $H\alpha$ Chromospheric Network, *Solar Phys.*, **13**, 57—77 (1970).

97. *Северный А. Б.*, Предварительное сообщение о короткопериодных колебаниях магнитных полей на Солнце, *Астрон. ж.*, **44**, вып. 3, 481 (1967).
98. *Sheeley N. R., Jr.*, The Evolution of the Photospheric Network, *Solar Phys.*, **9**, 347—357 (1969).
99. *Simon G. W.*, Observations of Horizontal Motions in Solar Granulation: Their Relation to Supergranulation, *Z. Astrophys.*, **65**, 345—363 (1967).
100. *Simon G. W., Leighton R. B.*, Velocity Fields in Solar Atmosphere, III. Large-Scale Motions, the Chromospheric Network, and Magnetic Fields, *Astrophys. J.*, **140**, 1120—1147 (1964).
101. *Simon G. W., Weiss N. O.*, Supergranules and the Hydrogen Convection Zone, *Z. Astrophys.*, **69**, 435—450 (1968).
102. *Simon G. W., Weiss N. O.*, On the Magnetic Field in Pores, *Solar Phys.*, **13**, 85—103 (1970).
103. *Souffrin P.*, Hydrodynamics of an Atmosphere Disturbed by a Subjacent Turbulent Convective Zone, *Ann. Astrophys.*, **29**, 55—101 (1966).
104. *Souffrin P.*, *Int. Astron. Union Symp. 28th*, 1967, p. 459.
105. *Spiegel E. A.*, The Smoothing of Temperature Fluctuations by Radiative Transfer, *Astrophys. J.*, **126**, 202—207 (1957).
106. *Stein R. F.*, Generation of Acoustic and Gravity Waves by Turbulence in an Isothermal Stratified Atmosphere, *Solar Phys.*, **2**, 385—432 (1967).
107. *Stein R. F.*, Waves in the Solar Atmosphere, I. The Acoustic Energy Flux, *Astrophys. J.*, **154**, 297—306 (1968).
108. *Stix M.*, On radiative Relaxation of Chromospheric Oscillations, *Astron. Astrophys.*, **4**, 189—201 (1970).
109. *Tanenbaum A. S., Wilcox J. M., Frazier E. N., Howard R.*, Solar Velocity Fields: 5-min Oscillations and Supergranulation, *Solar Phys.*, **9**, 328—342 (1969).
110. *Thomas J. H., Clark P. A., Clark A., Jr.*, Trapped Gravity Waves and the Five-Minute Oscillations of the Solar Atmosphere, *Solar Phys.*, **16**, 51—66 (1971).
111. *Thomas R. N., Athay R. G.*, Physics of the Solar Chromosphere, Intersci., New York, 1961. (Русский перевод: *Р. Томас, Р. Атей*, Физика солнечной хромосферы, изд-во «Мир», М., 1965.)
112. *Uchida Y.*, Standing Mode of Compressional-Body Gravity Wave in the Solar Chromosphere, *Astrophys. J.*, **142**, 335—350 (1965).
113. *Uchida Y.*, Resonant Responses of the Solar Atmosphere to the Gravitational-Hydrodynamics Waves, *Astrophys. J.*, **147**, 181—192 (1967).
114. *Ulmschneider P. H.*, *Proc. Conf. Chromosphere-Corona Transition Region, High Altitude Observatory*, Aug. 1969, p. 9.
115. *Ulmschneider P.*, On Frequency and Strength of Shock Waves in the Solar Atmosphere, *Solar Phys.*, **12**, 403—415 (1970).
116. *Ulrich R. K.*, The Five-Minute Oscillations on the Solar Surface, *Astrophys. J.*, **162**, 993—1002 (1970).
117. *Weart S. R.*, Production of Solar Magnetic Fine-Structure by Convection, *Solar Phys.*, **14**, 274—279 (1970).
118. *Whitaker W. A.*, Heating of the Solar Corona by Gravity Waves, *Astrophys. J.*, **137**, 914—930 (1963).
119. *White O. R., Simon G. W.*, Resolution of the H α Double-Limb Controversy, *Solar Phys.*, **3**, 269—281 (1968).
120. *Wilson P. R.*, Temperature Fluctuations in the Solar Photosphere, *Solar Phys.*, **6**, 364—380 (1969).
121. *Wilson P. R.*, Temperature Fluctuations in the Solar Photosphere, II. The Mean Limb-Darkening and the Second Maximum, *Solar Phys.*, **9**, 303—314 (1969).
122. *Zirin H.*, The Solar Atmosphere, Blaisdell, Waltham, Mass., 1966. (Русский перевод: *Г. Зирин*, Солнечная атмосфера, изд-во «Мир», М., 1969.)

КОРОНА

6.1. СПОСОБЫ НАБЛЮДЕНИЯ КОРОНЫ

Корону — очень разреженную внешнюю атмосферу Солнца — можно наблюдать во всех областях спектра электромагнитного излучения — от рентгеновской до радиоволновой. Кроме того, образцы ее вещества можно непосредственно исследовать с помощью космических зондов. Однако многочисленные методы наблюдения короны в большинстве случаев очень сложны, а их результаты трудно интерпретировать. Наблюдать корону приходится либо за пределами земной атмосферы, где еще не поглощено рентгеновское и ультрафиолетовое излучение, либо в межпланетном пространстве, где могут брать образцы коронального вещества космические зонды, либо во время полных солнечных затмений, когда устраняется интенсивное излучение фотосферы и можно видеть слабый белый свет короны на протяжении нескольких солнечных радиусов за краем диска. Систематические наблюдения короны можно вести только в радиодиапазоне, для которого в земной атмосфере существует несколько окон прозрачности, но регистрировать радиоизлучение мы умеем лишь с малой разрешающей способностью. Неуловимая природа короны, как мы сможем убедиться, объясняется ее исключительно низкой плотностью.

Нелучистая энергия, которая переносится через хромосферу вверх в виде волн Альвена и замедленных магнитогидродинамических волн, диссипирует в относительно менее плотных верхних слоях атмосферы, нагревая их до температуры, превосходящей 10^6 К. При таких значениях температуры очень велика шкала высот — в этом и состоит причина огромной протяженности короны, в которой мы убеждаемся во время полных солнечных затмений (рис. 6.1—6.5). Высокая температура значительно увеличивает также теплопроводность газа, а последняя в свою очередь стремится создать равномерное распределение температуры во всем объеме короны. Как было показано выше (разд. 5.2), поток энергии, создаваемый теплопроводностью, пропорционален $T^{3/2}dT/dh$. Следовательно, вещество короны, обладающее температурой 10^6 К, переносит тепло в 10^5 раз более эффективно,

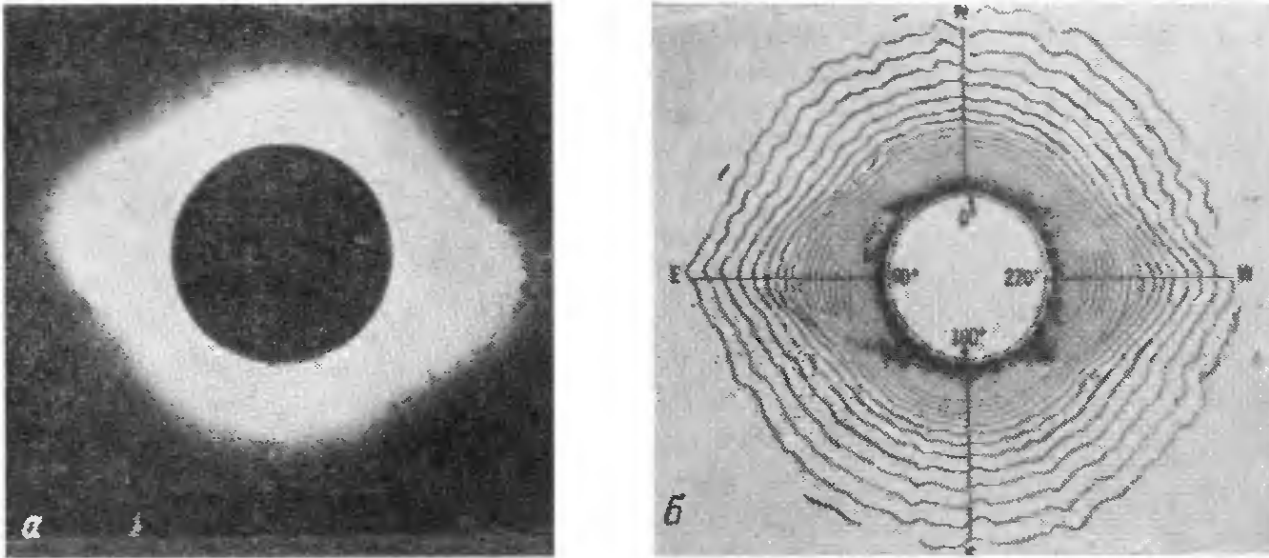


РИС. 6.1. Корона эпохи минимума солнечной активности.

a — снимок, полученный 30 июня 1954 г., *б* — изофоты короны эпохи минимума. Линии равной интенсивности, отстоящие друг от друга на 0,2 звездной величины, построены по снимку *a*. Ось вращения Солнца отмечена стрелками. (По Валленквисту, обсерватория Уппсала.)

чем вещество хромосферы при $T = 10^4$ К. Поэтому распределение температуры в короне намного однороднее, чем в нижележащих областях солнечной атмосферы.

Однако, несмотря на столь высокую температуру, излучение короны в видимой области спектра намного слабее, чем излучение фотосферы, из-за крайне низкой плотности вещества. Белый свет короны, который мы видим во время полных солнечных затмений, — это главным образом излучение фотосферы (имеющее температуру 6000 К), рассеянное корональным веществом по направлению к Земле. Кроме рассеянного непрерывного излучения, видимая область спектра короны содержит также редко расположенные эмиссионные линии, но суммарная энергия, излучаемая

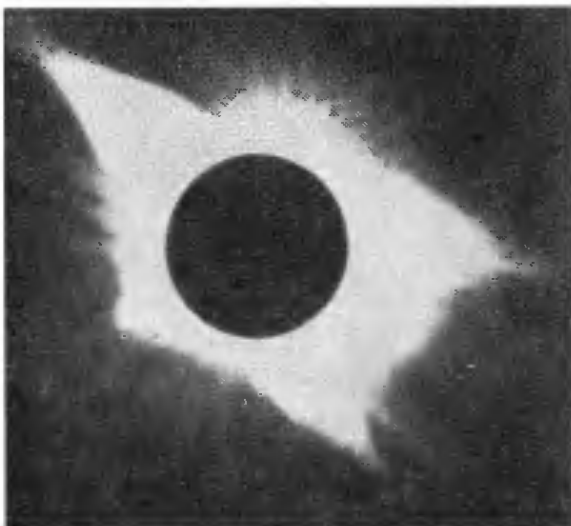


РИС. 6.2. Корона промежуточного типа. (По Хоббсу, Йеркская обсерватория.)

РИС. 6.3. Корона эпохи максимума солнечной активности. (По Хоббсу, Йеркская обсерватория.)

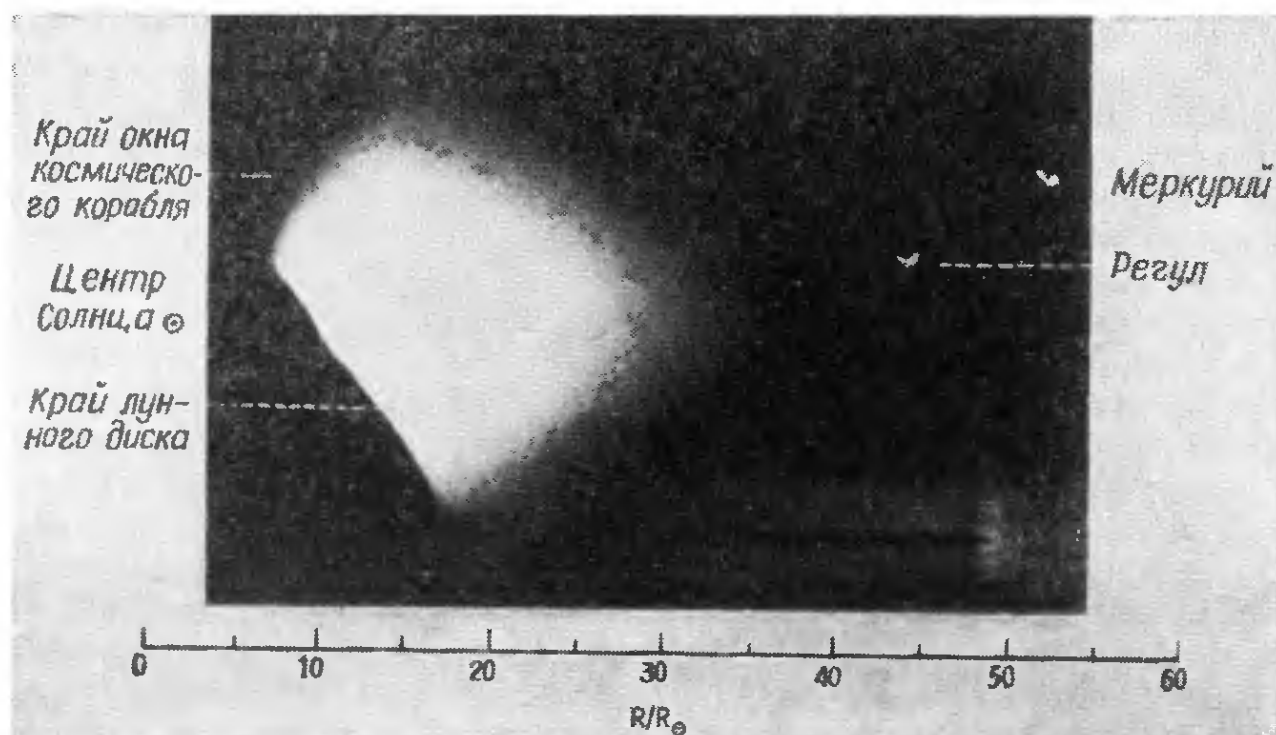
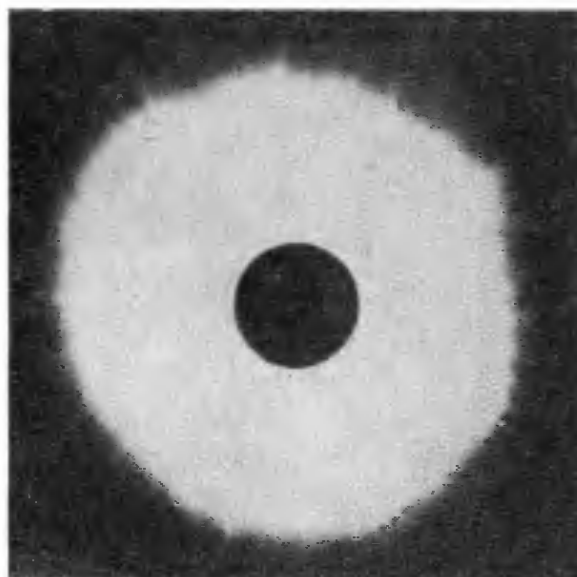


РИС. 6.4. Солнечная корона у восточного края диска, сфотографированная с космического корабля «Аполлои-15» 31 июля 1971 г.

Этот снимок сделан астронавтом Альфредом Уорденом через окно командного отсека «Аполлона» за 1 мин до появления Солнца. Во время экспозиции изображение лунного горизонта фиксировалось на фотопленке специальным стабилизирующим устройством. Изображения звезд имеют вид «галочек» вследствие движения корабля по орбите. На этом превосходном снимке составляющая F короны прослеживается вплоть до $32 R_{\odot}$.

Продолжительность экспозиции 10 с, пленка Кодак 2485.

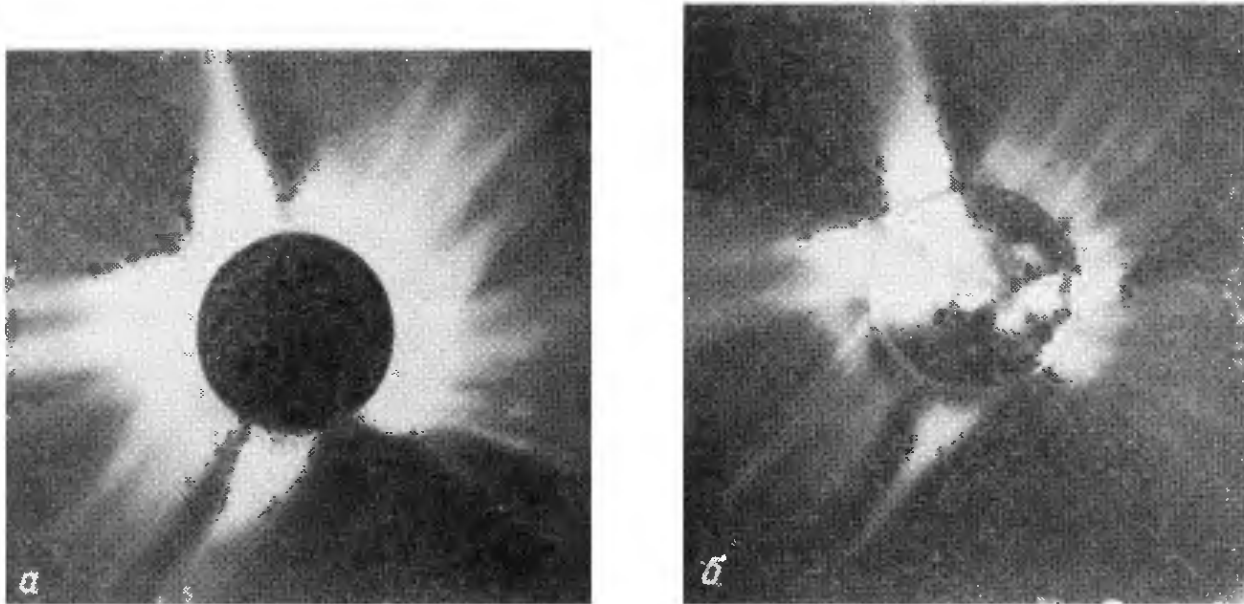


РИС. 6.5 Корона, сфотографированная во время полного солнечного затмения 7 марта 1970 г

а — снимок получен с фильтром, плотность которого убывает вдоль радиуса (таким же, какой был использован при получении снимка рис. 2.42), на высоте около 2800 м над уровнем моря в Мексике. На оригинальном негативе корональные лучи можно проследить до $4,5 R_{\odot}$. Число корональных потоков на высоких гелиографических широтах больше, чем можно было ожидать (По Ньюкирку, Высокотгорная обсерватория Боулдер.)

б — комбинация снимка *а* и снимка Солнца в рентгеновских лучах, приаеденного на рис. 2.34. Видно хорошее соответствие между усиленным излучением в рентгеновских лучах и относительно яркими корональными потоками.

в этих линиях, мала по сравнению с энергией рассеянного излучения.

В далекой ультрафиолетовой и рентгеновской областях спектра корона, несмотря на низкую плотность, становится основным источником солнечного излучения. Это объясняется тем, что при высокой температуре максимум излучения смещается в область более коротких волн. В далекой ультрафиолетовой и рентгеновской областях наблюдаются многочисленные тесно расположенные линии излучения короны, позволяющие определить относительные содержания соответствующих элементов в ее веществе. Однако интерпретировать эти линии часто бывает трудно, так как они возникают в условиях отсутствия локального термодинамического равновесия. Преимущество наблюдения короны в ультрафиолетовом и рентгеновском излучении заключается в том, что ее можно видеть на фоне солнечного диска, т. е. нет необходимости устранять свет фотосферы. При уменьшении длины волны излучение поступает из все более высоких слоев солнечной атмосферы, наблюдаемый край Солнца становится менее определенным и поднимается над краем фотосферного диска, появляется очень заметное увеличение яркости к краю.

Корону можно наблюдать также в излучении, составляющем другой конец электромагнитного спектра. В радиодиапазоне ко-

рона имеет большую оптическую толщину, испускание и поглощение излучения осуществляются главным образом свободными электронами. Радиоизлучение короны представляет собой длинноволновой хвост равновесного распределения, соответствующего температуре порядка миллиона градусов Кельвина. В радиодиапазоне, так же как в далекой ультрафиолетовой и рентгеновской областях, яркость солнечного диска увеличивается при переходе от центра к краю, размер Солнца больше, чем в белом свете, и, меняя длину волны, на которой ведется наблюдение, мы можем видеть разные слои солнечной атмосферы. Однако, чтобы сохранить ту же самую разрешающую способность при большей длине волны, приходится увеличивать апертуру антенны радиотелескопа.

Последний тип наблюдений короны, о котором следует упомянуть, — это исследование коронального вещества космическими зондами. Очень горячий крайне разреженный поток частиц, движущихся с высокой скоростью от Солнца, называют «солнечным ветром». Было установлено, что солнечный ветер довольно изменчив и содержит замороженные магнитные поля сложной конфигурации. Источником энергии солнечного ветра, так же как и электромагнитного излучения короны, служит нелучистая энергия, поступающая из нижележащей конвективной зоны.

6.2. РАССЕИВАЮЩАЯ КОРОНА

Большая часть наших сведений о крупномасштабной структуре солнечной короны почерпнута из фотографических снимков в белом свете, полученных во время затмений (рис. 6.1—6.5). Изучение этих снимков дало возможность сделать следующие выводы. Во-первых, структура короны зависит от гелиографических широты и долготы, расстояния от края диска и фазы цикла солнечной активности. Во-вторых, «спокойную корону» — структуру, которую мы предположительно связываем (ее существование не доказано) со спикулами и хромосферной сеткой, трудно выделить на фоне «активной короны», связанной с активными областями. И, наконец, трехмерная структура корональных образований не может быть установлена полностью по одной последовательности снимков, полученных во время затмения, так как невозможно найти распределение рассеивающих частиц вдоль луча зрения. Поэтому при интерпретации результатов наблюдений обычно полагают, что структура зависит только от радиуса, т. е. угла между лучом зрения и направлением на центр Солнца. Говоря о свойствах короны, часто подразумевают, что они являются функцией одного лишь радиуса, делая различие только между экваториальными и полярными значениями. Такое допущение, вероятно, справедливо для экваториальной

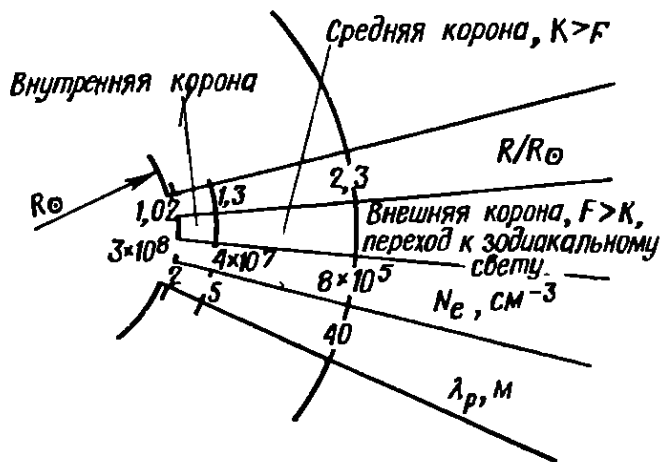


РИС. 6.6. Три области короны.

области в эпоху минимума солнечной активности, но оно непригодно для полярных областей, где структура короны всегда должна зависеть от широты. Однако мы вынуждены предполагать симметрию, так как не удастся подобрать ни одного распределения электронов, которое удовлетворило хотя бы одному из наблюдаемых распределений яркости короны. Очевидно, что для решения этой задачи были бы очень полезны наблюдения короны с орбитальной обсерватории в течение по меньшей мере одного оборота Солнца вокруг его оси с целью выявления зависимости корональной структуры от долготы.

Согласно рис. 2.19, белая корона складывается из двух составляющих. Свет фотосферы, рассеянный на электронах, который называют короной K , преобладает на расстояниях, меньших приблизительно $2,3 R_{\odot}$. Вне этой области преобладает составляющая F , создаваемая рассеянием излучения фотосферы на мелких пылевых частицах. Поскольку электроны принадлежат Солнцу, а пылевые частицы не имеют к нему отношения, рассмотрим более подробно корону K . На основании несколько произвольных критериев корону разделяют на три области — внутреннюю, среднюю и внешнюю (рис. 6.6). Внутренняя корона простирается от верхней границы хромосферы до $\sim 1,3 R_{\odot}$. Хромосфера в сущности исчезает на высоте 12 000 км, где число спикул уже меньше одной на ячейку супергрануляции (рис. 5.62) и уже больше не заметны на фоне излучения короны линии Ca II и бальмеровские линии H I . Внутренняя корона достаточно ярка для того, чтобы в идеальных условиях ее можно было наблюдать вне затмений. Средняя корона простирается от $1,3 R_{\odot}$ до примерно $2,3 R_{\odot}$. Во внешней короне, выше $2,3 R_{\odot}$, преобладает корона F и происходит переход к зодиакальному свету.

Из рис. 2.19 можно также убедиться, что интенсивность рассеянного света короны K не превосходит 10^{-5} интенсивности излучения фотосферы. Следовательно, та небольшая доля излучения фотосферы, которая уже была рассеяна, имеет очень мало шансов быть рассеянной во второй раз. Так как каждый элект-

рон короны рассеивает определенную долю от того количества света, которое он получает от фотосферы, яркость короны K пропорциональна числу электронов, находящихся на луче зрения. Поэтому, для того чтобы изучить распределение электронной плотности в короне, — а в этом и состоит наша конечная цель, — нам необходимо разделить составляющие K и F . Для этого можно воспользоваться различиями в спектроскопических и поляризационных свойствах составляющих K и F (см. Биллингс [1]).

Спектроскопический метод разделения короны K и короны F

Так как составляющие K - и F -короны образованы рассеянием фотосферного излучения, естественно ожидать, что в их спектрах содержатся фраунгоферовы линии. Однако скорости хаотического теплового движения электронов в корональном газе исключительно велики вследствие очень высокой температуры короны и малости массы электрона [см. выражение (4.56)], поэтому фраунгоферовы линии в спектре излучения, рассеянного электронами, в несколько сотен раз шире, чем в спектре фотосферы и их невозможно различить на фоне непрерывного спектра. Так, при температуре электронного газа 10^6 К линия $H\alpha$ расширена до 120 Å. С другой стороны, сравнительно тяжелые медленно движущиеся пылевые частицы, рассеивая свет, не изменяют заметным образом фраунгоферовых линий, и в спектре короны F эти линии имеют такие же профили, как и в спектре фотосферы. Однако глубина линий поглощения по отношению к уровню непрерывного спектра в спектре короны меньше, чем в спектре фотосферы, из-за наложения непрерывного излучения составляющей K . Пусть l_c — отношение интенсивности в центре линии к интенсивности непрерывного спектра в наблюдаемом спектре короны (рис. 6.7):

$$l_c = \left(\frac{I_{\lambda_0}}{I_{\text{непр}}} \right)_{\text{кор}}, \quad (6.1)$$

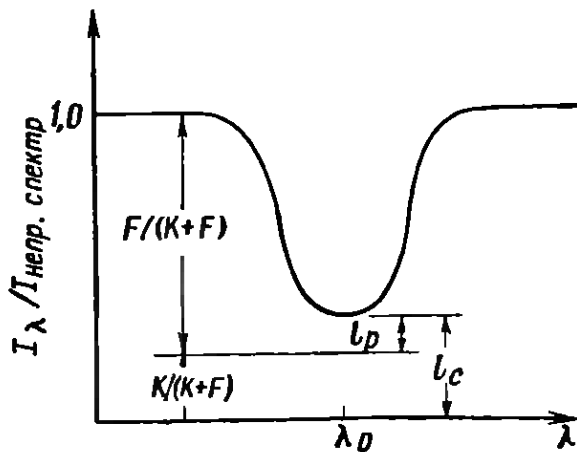
а l_p — соответствующая величина для спектра фотосферы

$$l_p = \left(\frac{I_{\lambda_0}}{I_{\text{непр}}} \right)_{\text{фс}}; \quad (6.2)$$

тогда

$$l_c = \frac{Fl_p + K}{F + K}, \quad (6.3)$$

где K и F — интенсивности излучения двух составляющих короны, причем F — интенсивность непрерывного спектра вдалеке



Р И С. 6.7. Глубина фраунгоферовой линии в спектре фотосферы и в спектре короны.

от центра рассматриваемой линии. Таким образом, k — доля излучения короны, которую можно приписать составляющей K , равняется $K/(K + F)$ или

$$k = \frac{l_c - l_p}{1 - l_p}. \quad (6.4)$$

Поляризационный метод разделения короны K и короны F

Описанный выше способ разделения составляющих K - и F -короны требует применения щелевого спектрографа, вырезающего лишь узкую полоску слабого излучения короны, поэтому с его помощью мы можем успеть исследовать за время полной фазы солнечного затмения лишь небольшое число участков внутренней и средней короны. Поляризационный метод разделения не накладывает таких ограничений. Однако он основан на предположении, что составляющая K — единственный источник поляризованного излучения, что справедливо только до расстояния около $5 R_{\odot}$. Дальше $5 R_{\odot}$ отношение интенсивностей F/K настолько велико, что даже ничтожная степень поляризации излучения короны F внесет значительные ошибки в вычисляемое значение интенсивности K .

Для интерпретации короны K и результатов поляризационного метода разделения имеет решающее значение механизм рассеяния фотосферного излучения электронами короны. Когда электромагнитная волна встречает на своем пути электрон, последний ускоряется электрическим полем волны. Согласно законам электродинамики, всякая заряженная частица, движущаяся ускоренно, должна испускать излучение. Таким путем возникает не только излучение, рассеиваемое электронами, но также и следующие типы излучения:

1. Синхротронное излучение, испускаемое заряженными частицами, движущимися поперек магнитных силовых линий.

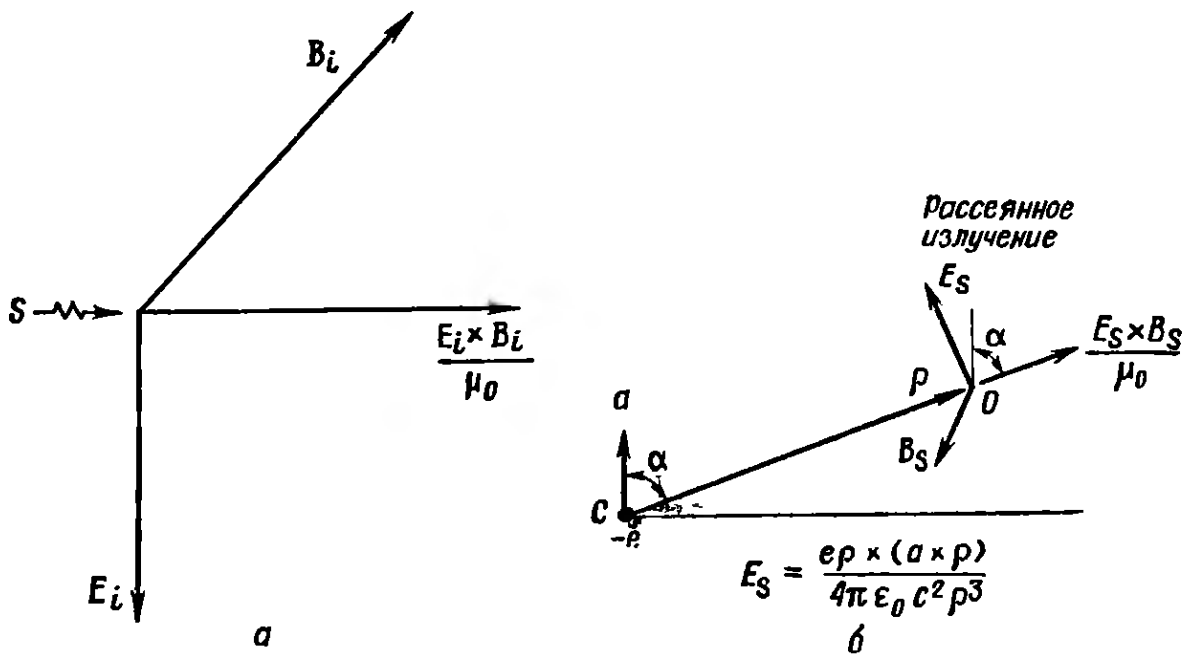


РИС. 6.8. Рассеяние электромагнитного излучения.

a — падающая электромагнитная волна. Волна возникает в источнике *S*, она обладает электрическим и магнитным полями, которые взаимно перпендикулярны и перпендикулярны направлению распространения волны. Энергия, переносимая волной через единицу площади в единицу времени, равна $E_i \times B_i / \mu_0$. *б* — рассеянная электромагнитная волна. Падающая волна, изображенная на рис. *a*, рассеивается электроном в точке *C*. Электрон приобретает ускорение *a*. Наблюдатель в точке *O*, расположение которой относительно рассеивающего электрона определяется радиусом-вектором ρ , видит рассеянную волну, обладающую электрическим и магнитным полями E_s и B_s .

2. Тепловое тормозное излучение электронов, возникающее вследствие ускорения свободных электронов (участвующих в хаотическом тепловом движении) при встречах с ионами или другими электронами. (При каждой встрече некоторое небольшое количество кинетической энергии свободного электрона уходит на излучение, этот механизм излучения называют также свободно-свободными переходами.)

3. Антенное излучение, возникающее вследствие колебания множества зарядов, заключенных в проводящей антенне.

Рис. 6.8 поясняет геометрическую картину рассеяния электромагнитной волны на электронах солнечной короны. На рис. 6.8, *a* направление распространения падающей волны, параллельное $E_i \times B_i$, и электрического поля падающей волны E_i лежат в плоскости чертежа. На рис. 6.8, *б* наблюдатель находится в точке *O*, векторы *a* и ρ лежат в плоскости чертежа.

Напряженность электрического поля рассеянной волны равна

$$E_s = \frac{e\rho \times (a \times \rho)}{4\pi\epsilon_0 c^2 \rho^3}, \quad (6.5)$$

где ρ — радиус-вектор точки, в которой находится наблюдатель, и *a* — ускорение, сообщенное электрону в момент $t - \rho/c$. Так как

ускорение, сообщенное электрону, равно $-eE_i/m_e$, (6.5) можно переписать в виде

$$\mathbf{E}_s = \frac{e^2 (\mathbf{E}_i \times \boldsymbol{\rho}) \times \boldsymbol{\rho}}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2 \rho^3}. \quad (6.6)$$

Напряженность соответствующего магнитного поля определяется выражением

$$\mathbf{B}_s = \frac{\mu_0 e^2 \mathbf{E}_i \times \boldsymbol{\rho}}{4\pi m_e c \rho^2}. \quad (6.7)$$

Рассеянное излучение распространяется вдоль $\boldsymbol{\rho}$, а его мощность ψ в одном стерадиане составляет

$$\psi(\alpha) = \rho^2 \left| \frac{\mathbf{E}_s \times \mathbf{B}_s}{\mu_0} \right|,$$

или

$$\psi(\alpha) = \frac{e^4 E_i^2 \sin^2 \alpha}{16\pi\epsilon_0 m_e^2 c^3}, \quad (6.8)$$

где α — угол между \mathbf{E}_i и $\boldsymbol{\rho}$. Следовательно, в направлении, параллельном \mathbf{E}_i , энергия не рассеивается совсем, а на направление, перпендикулярное к \mathbf{E}_i , приходится максимальное количество рассеянной энергии (рис. 6.9). Поскольку энергия электромагнитной волны пропорциональна квадрату напряженности электрического поля, $\psi \sim E^2$, то отношение рассеянной энергии к падающей легко подсчитывается с помощью выражения (6.6):

$$\left(\frac{E_s}{E_i} \right)^2 = \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} \right)^2 \left(\frac{\sin \alpha}{\rho} \right)^2. \quad (6.9)$$

Проинтегрировав это выражение по поверхности сферы с радиусом ρ , мы получим отношение всей энергии, рассеянной электро-

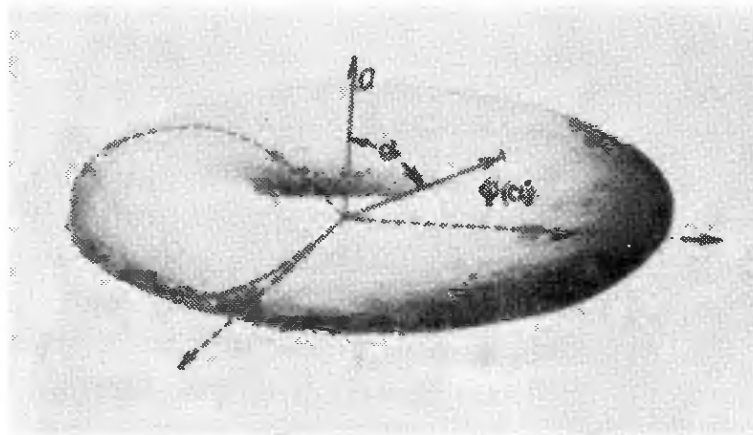
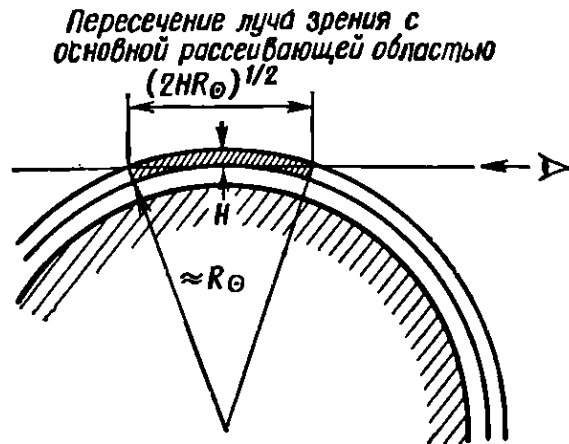


РИС. 6.9. Распределение излучения ускоренной частицы по направлениям. Распределение излучения в трех измерениях представляется поверхностью $\psi(\alpha) = \text{const}$. Сечение этого тела вращения, изображенное пунктиром, представляется уравнением $\rho = \sin^2 \alpha$. Очевидно, что вдоль направления ускорения частица не излучает совсем, а в направлениях, перпендикулярных ускорению, ее излучение имеет наибольшую интенсивность.

Р И С. 6.10. Пересечение луча зрения с основной рассеивающей областью.

Так как электроны, рассеивающие свет по направлению к наблюдателю, имеются на луче зрения также и вне выделенной на рисунке области, электронная концентрация, если определить ее по длине заштрихованного участка луча зрения, окажется несколько завышенной.



ном, к энергии, упавшей на единицу площади:

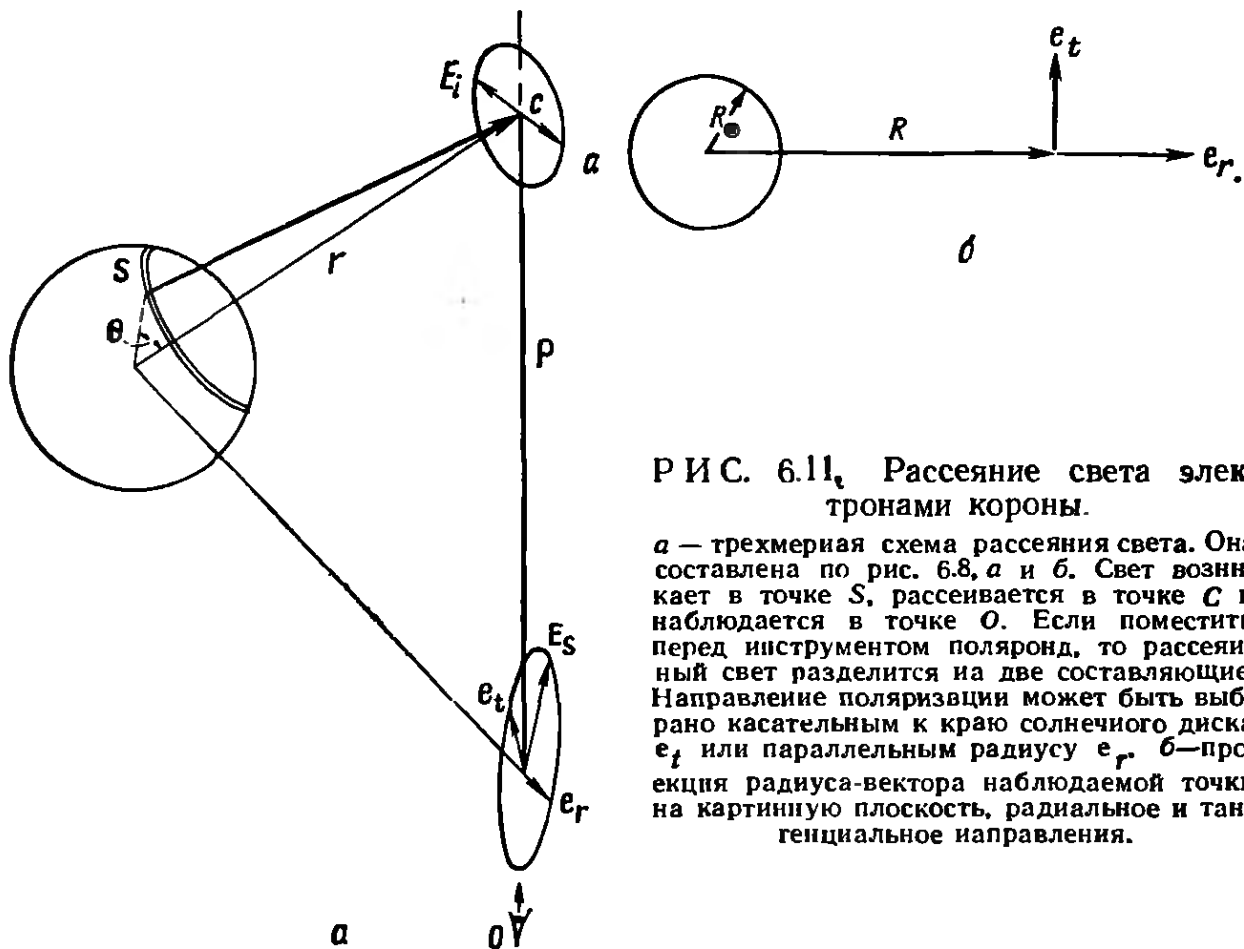
$$\sigma_T \equiv 2\pi\rho^2 \int_{-\pi}^{+\pi} \left(\frac{E_s}{E_i} \right) \sin \alpha \, d\alpha, \quad (6.10)$$

$$\sigma_T = \frac{1}{6\pi} \left(\frac{e^2}{\epsilon_0 m_e c^2} \right)^2, \quad (6.11)$$

$$\sigma_T = 6,6 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2.$$

Полученное значение томсоновского эффективного сечения для рассеяния σ_T является мерой рассеивающей способности электрона. Оно имеет размерность площади и зависит только от фундаментальных постоянных. С классической точки зрения его можно представлять себе как поперечник электрона, видимый с направления падающей волны. Следовательно, вероятность рассеяния света фотосферы, проходящего через корону, составляет всего лишь $1/10^{24}$ от числа электронов, содержащихся в столбе единичного сечения. Наибольшая интенсивность излучения внутренней короны в 10^5 раз меньше интенсивности фотосферного излучения (рис. 2.19); следовательно, в столбе единичного сечения, касательном к верхней границе хромосферы, содержится $\sim 10^{19}$ электронов. Такое число частиц содержится в 1 см^3 земной атмосферы на уровне моря, а в крайне разреженной короне оно распределено по всему лучу зрения. Большая часть рассеянного света, излучаемого внутренней короной, возникает в объеме, имеющем высоту, примерно равную H — шкале высот атмосферы, и длину $(2HR_\odot)^{1/2}$ при $H \ll R_\odot$ (рис. 6.10). При температуре 10^6 К шкала высот $H = 5 \cdot 10^9 \text{ см}$ (3.27), и длина рассеивающего объема составляет, грубо говоря, 10^{10} см . Следовательно, электронная концентрация у основания короны должна быть несколько меньше 10^9 см^{-3} , что согласуется с результатами более точных вычислений.

На рис. 6.11 приведена трехмерная схема возникновения короны K . Элемент корональной плазмы в точке C освещается



Р И С. 6.11. Рассеяние света электронами короны.

a — трехмерная схема рассеяния света. Она составлена по рис. 6.8, *a* и *б*. Свет возникает в точке *S*, рассеивается в точке *C* и наблюдается в точке *O*. Если поместить перед инструментом поляризатор, то рассеянный свет разделится на две составляющие. Направление поляризации может быть выбрано касательным к краю солнечного диска e_t или параллельным радиусу e_r . *б* — проекция радиуса-вектора наблюдаемой точки на картинную плоскость, радиальное и тангенциальное направления.

источником излучения, находящимся в точке *S*. Точки, лежащие вдоль отмеченной на рисунке полосы, на которой направление на точку *C* составляет один и тот же угол θ с направлением из *S* в центр Солнца, освещают *C* с одинаковой интенсивностью, но под разными углами. При перемещении точечного источника в положение с другим значением θ изменяется также и интенсивность излучения, поступающего от него в *C* (вследствие потемнения к краю, зависящего, кроме того, от длины волны). Считая, что концентрация рассеивающих электронов зависит только от *r*, мы тем самым вводим предположение о сферической симметрии. Излучение, приходящее в точку *C*, неполяризовано, т. е. для E_i -вектора электрического поля волны равновероятны все направления в плоскости, перпендикулярной к направлению распространения. Однако в рассеянном излучении, которое выходит из *C* по направлению к наблюдателю, находящемуся в точке *O*, направления вектора E_s в плоскости, перпендикулярной ρ , не равновероятны. Направление поляризации естественнее всего выражать через единичные векторы e_t и e_r — касательный и перпендикулярный краю солнечного диска, наблюдаемого из точки *O* (рис. 6.11, *б*). Чтобы найти преобладающее направление E_s , допустим, что Солнце — точечный источник (предположение, которое становится все более соответствующим действительности

при возрастании r) и что радиус-вектор точки S перпендикулярен ρ (при этом концентрация рассеивающих электронов вдоль ρ имеет наибольшее значение). В этом случае вектор E_i всегда лежит в плоскости, перпендикулярной ρ , а вектор E_s , согласно (6.6), должен быть направлен вдоль e_t . Следовательно, если угол рассеяния равен 90° , то рассеянный свет полностью поляризован в направлении, перпендикулярном направлениям падения и рассеяния, т. е. параллельно e_t . Поскольку в действительности углы рассеяния имеют также значения, отличные от 90° , вектор E_s электрического поля рассеянного излучения всегда имеет и составляющую, параллельную e_r .

Выражения для интенсивности излучения короны K , поляризованного вдоль касательного и радиального направлений, были выведены ван де Хюлстом [10]:

$$K_t(R) = C \int_R^\infty N_e(r) A(r) \frac{r dr}{(r^2 - R^2)^{1/2}}, \quad (6.12)$$

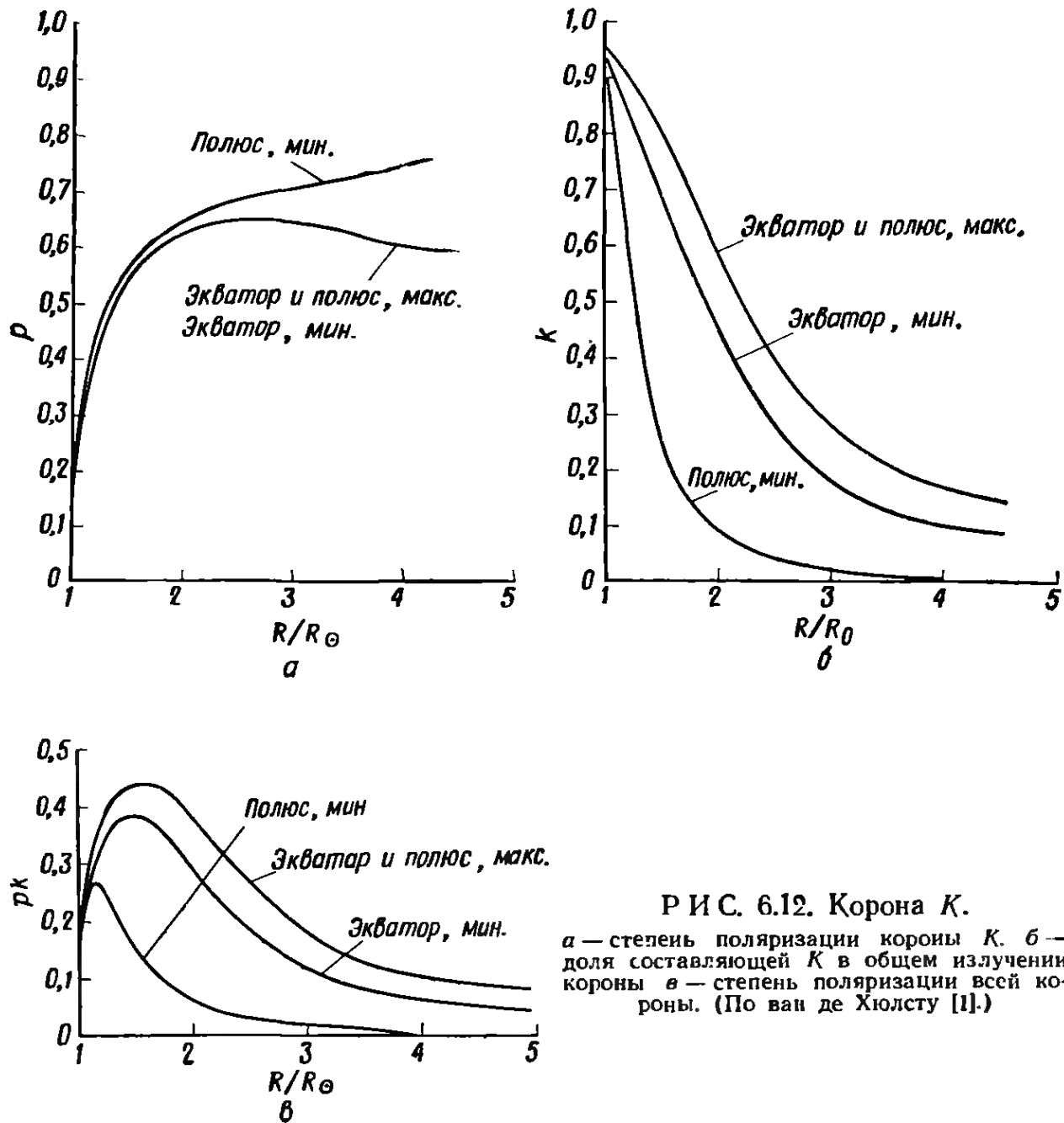
$$K_r(R) = C \int_R^\infty N_e(r) \left[\left(1 - \frac{R^2}{r^2}\right) A(r) + \frac{R^2}{r^2} B(r) \right] \frac{r dr}{(r^2 - R^2)^{1/2}}, \quad (6.13)$$

где R — проекция на небесную сферу расстояния между лучом зрения и центром Солнца (рис. 6.11, б), C — постоянная, пропорциональная интенсивности излучения фотосферы и томсоновскому эффективному сечению, а $A(r)$ и $B(r)$ — функции, учитывающие потемнение к краю. Сумма K_t и K_r — это и есть корона $K(R)$, изображенная на графике 2.19. С помощью выражений (6.12) и (6.13) ван де Хюлст нашел методом последовательных приближений распределение электронной плотности в короне, подбирая значения концентрации $N_e(r)$ так, чтобы получались наблюдаемые значения интенсивностей K_t и K_r . Степень поляризации короны K по определению равна

$$\rho = \frac{K_t - K_r}{K_t + K_r}. \quad (6.14)$$

Аналогичную величину можно определить для всей короны $K + F$. Мы считаем, что составляющая F неполяризована и все наблюдаемое поляризованное излучение короны принадлежит составляющей K . Пусть ρk — степень поляризации суммы составляющих $K + F$. Коэффициент k , как и в выражении (6.4), — доля составляющей K в полном излучении короны, т. е. $K/(K + F)$. Следовательно, чтобы разделить K и F , следует вычислить ρ по (6.12) — (6.14), измерить ρk и вычислить k .

На рис. 6.12 приведены вычисленные ван де Хюлстом [10] значения $\rho(R)$ и $k(R)$ а также наблюдаемые значения ρk для

Р И С. 6.12. Корона K .

a — степень поляризации короны K . $б$ — доля составляющей K в общем излучении короны $в$ — степень поляризации всей короны. (По ван де Хюлсту [1].)

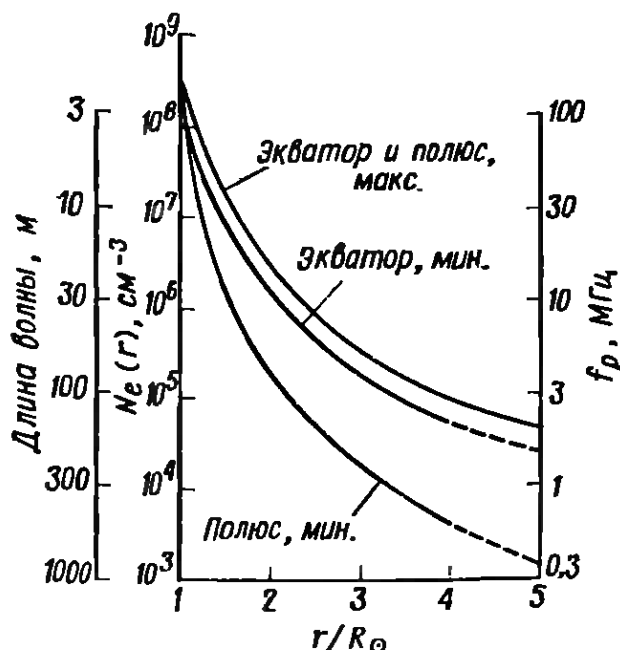
экватора и полюсов, полученные в эпохи максимума и минимума солнечной активности. Графики рис. 6.12 дают полное представление об интервалах возможных изменений этих величин. Мы видим, что при увеличении R возрастает, как и следовало ожидать, поляризация p короны K . Это означает, что Солнце все больше приближается к точечному источнику, а среднее значение угла рассеяния — к 90° . Сильную зависимость короны K от фазы цикла солнечной активности показывают графики $k(R)$ на рис. 6.12, б. В эпоху максимума электронная плотность увеличивается, а ее распределение приближается к сферически симметричному (рис. 6.3), т. е. k имеет относительно большие значения, примерно одинаковые на экваторе и на полюсе. В эпоху минимума интенсивность короны K убывает, а составляющая F

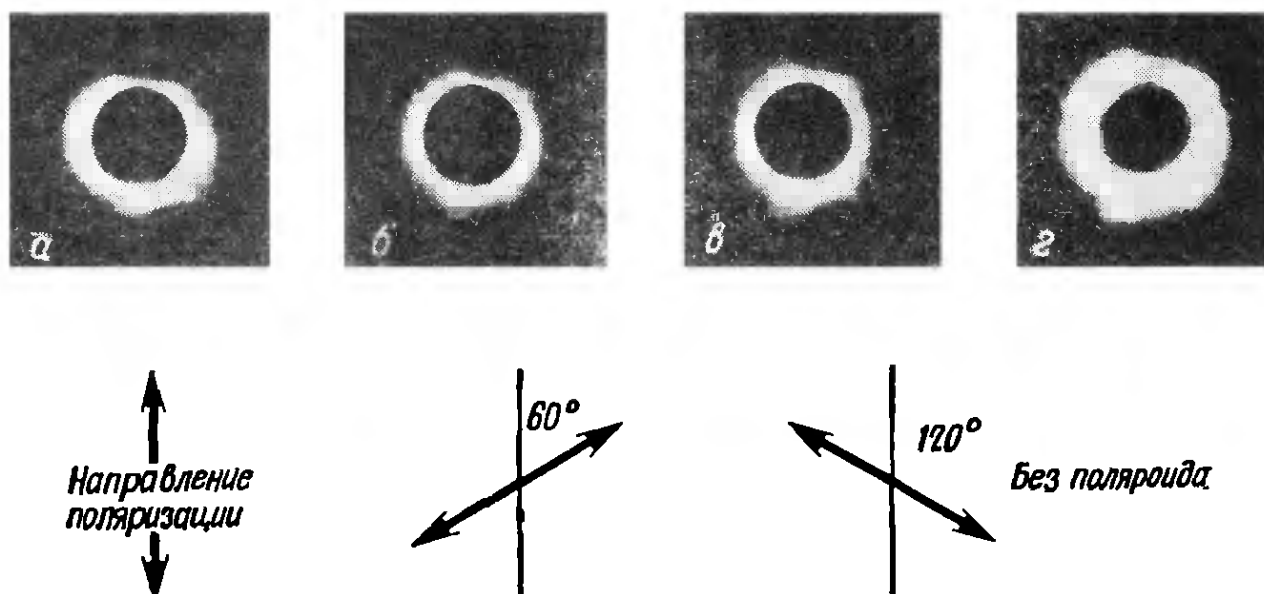
не меняется, поэтому K оказывается более слабой. Вблизи полюсов значения k невелики, т. е. электронная плотность там намного меньше. Проблема, с которой мы сталкиваемся при применении поляризационного метода разделения составляющих K и F короны, заключается в малости значений k при больших R . Даже ничтожная степень поляризации короны F может создать поляризованную составляющую того же порядка величины, что и K . Зависимость наблюдаемой поляризации pk всей короны $F + K$ от радиуса приведена на рис. 6.12, в. Ход кривой pk непосредственно определяется поведением функций $p(R)$ и $k(R)$. Наблюдатель должен также учитывать, что при очень малых значениях pk может возникать еще одна ошибка, вносимая рассеянием и поляризацией света в используемом инструменте. Окончательный результат всех описанных действий — распределение электронной плотности в короне показан на рис. 6.13. Кривые рис. 6.13, рассчитанные ван де Хюлстом, свидетельствуют о большом различии между электронными плотностями короны в эпохи максимума и минимума солнечной активности. Следует отметить, что в большинстве исследований, выполненных позже, были получены более высокие значения электронной плотности короны (рис. 2.20).

Чтобы получить все данные, требующиеся для определения $N_e(R)$, необходимо найти для каждой точки короны, спроектированной на картинную плоскость, три величины: K_t , K_r и F или сумму $K + F$, k и p . Таким образом, в каждой точке необходимо выполнить по меньшей мере три независимых измерения. Для этого можно воспользоваться поляризационными фильтрами, ориентированными в трех различных направлениях, проще всего с интервалами 120° (рис. 6.14). Имея снимок, полученный с такими фильтрами, мы можем определить состояние поляризации

Р И С. 6.13. Электронная концентрация в короне.

Приведены также соответствующие значения плазменной частоты f_p и плазменной длины волны λ_p в вакууме, зависящие только от N_e . (По ван де Хюлсту [10].)





Р И С. 6.14. Корона, сфотографированная с поляроидами, ориентированными в трех различных направлениях.

Эти снимки были получены во время полного солнечного затмения 7 марта 1970 г. с ручной 70-миллиметровой фотокамерой; диаметр объектива 250 мм, светосила $f/5,6$, пленка Кодак 2485, экспозиция $1/500$ с. Фотографировали Хейайз и автор этой книги с самолета Т-38 на высоте около 14 300 м над Мексиканским заливом. Ориентация поляроидов указана, снимок *г* сделан без поляроида. Некоторые различия в форме короны на снимках *а* — *в* объясняются основным законом рассеяния: если угол рассеяния равен 90° , то рассеянный свет полностью поляризован в направлении, перпендикулярном плоскости, определяемой направлениями падения и рассеяния. Таким образом, если рассеяние происходит преимущественно под углом 90° , то наблюдаемая корона должна быть несколько вытянута в направлении, перпендикулярном стрелке, указывающей направление поляризации. Этот эффект особенно заметен при сравнении рис. *а* и *б*, а также *а* и *в*.

коронального излучения. Его удобно характеризовать значениями параметров Стокса, которыми пользуются для определения состояния поляризации частично поляризованного света (Папас [18]). Отметим, что информацию, которая заключена в излучении короны, дошедшем до наблюдателя на Земле, не так легко превратить в распределение электронной плотности в короне. Получив фотографические снимки во время полного солнечного затмения, наблюдатель должен найти интенсивность излучения по плотности почернения эмульсии для каждого из трех изображений короны точка за точкой. Затем, приняв какую-либо модель короны, он начинает вычисление $N_e(R)$, $k(R)$ и $\rho(R)$ методом последовательных приближений. Процедура последовательных приближений продолжается до тех пор, пока изменения модели при каждом последующем шаге не становятся незначительными. Когда эта работа завершена, остается решить вопросы, связанные с правоммерностью предположения о сферической симметрии и его влиянии на результаты. Неудивительно, что число наблюдателей солнечного затмения значительно превосходит число построенных графиков.

Кинетическая температура короны

По радиальному градиенту электронной плотности можно оценить кинетическую температуру корональных ионов, большинство которых составляют протоны. Газ всегда стремится быть электрически нейтральным, т. е. концентрация отрицательно заряженных электронов стремится сравняться с концентрацией положительных ионов. Следовательно, поскольку сила тяготения действует главным образом на ионы, распределение полной массы должно быть таким же, как и распределение электронов, умноженное на некоторую постоянную величину. Исходя из этого и воспользовавшись соотношениями (3.3), (3.13) и (3.14), чтобы выразить условие равновесия между градиентом давления и силой тяготения, мы получим

$$\frac{dN_e}{N_e} = -\frac{\mu m_H g_\odot}{kT} \left(\frac{R_\odot}{r}\right)^2 dr - \frac{dT}{T}, \quad (6.15)$$

где g_\odot — ускорение силы солнечного тяготения при $r = R_\odot$. Считая, что газ изотермичен, будем иметь

$$\frac{N_e(r)}{N_e(R_\odot)} = \exp\left[-\frac{\mu m_H g_\odot R_\odot}{kT} \left(1 - \frac{R_\odot}{r}\right)\right]. \quad (6.16)$$

Так же, как и выше, можно найти шкалу высот, но она зависит от радиуса:

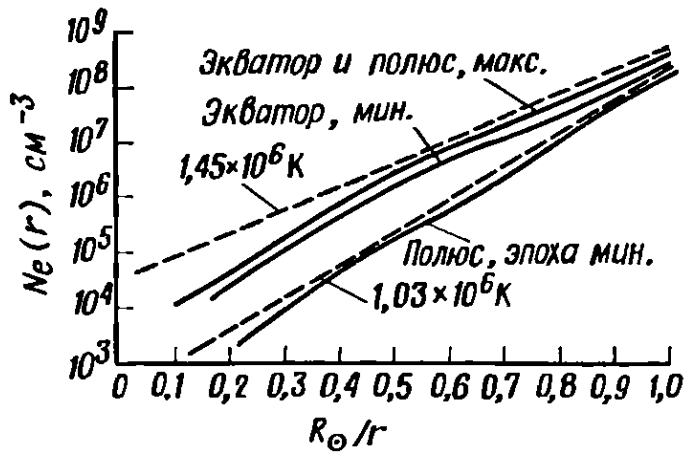
$$H \equiv \frac{N_e}{\left|\frac{dN_e}{dr}\right|}, \quad (6.17)$$

$$H = \frac{kT}{\mu m_H g_\odot} \left(\frac{r}{R_\odot}\right)^2. \quad (6.18)$$

Если бы корона была изотермичной, график зависимости $\lg N_e$ от $1/r$ был бы прямой линией, угол наклона которой определял бы T . Численно T представляется выражением

$$T = 6,20 \cdot 10^6 \left[\frac{d \lg N_e}{d\left(\frac{R_\odot}{r}\right)} \right]^{-1} \text{ К.} \quad (6.19)$$

При вычислении коэффициента в (6.19) молекулярный вес μ был принят равным 0,619 (молекулярный вес полностью ионизованной смеси, в которой отношение концентраций водорода и гелия 9:1). Из рис. 6.15, где приведены графики зависимости $\lg N_e$ от R_\odot/r , видно, что при значениях r , меньших приблизительно $2,5R_\odot$, она представляется прямыми, а для больших значений r — кривыми, наклон которых к оси R_\odot/r постепенно уменьшается (медленное убывание T). Кривым, приведенным на рис. 6.15, соответствуют следующие значения температуры: приблизительно



Р И С. 6.15. Определенные температуры короны. (По ван де Хюлсту [10].)

$1,45 \cdot 10^6 \text{ K}$ для экватора и полюсов эпохи максимума солнечной активности, а также для экватора эпохи минимума и $1,03 \cdot 10^6 \text{ K}$ для полюсов эпохи минимума.

Этот способ определения температуры короны основан на двух недоказанных предположениях. Уравнение (6.15) получено из уравнения гидростатического равновесия

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{V} \right) = -\nabla p + \rho \mathbf{g} + \mathbf{J} \times \mathbf{B}, \quad (6.20)$$

где ρ — плотность, \mathbf{V} — макроскопическая скорость и \mathbf{J} — плотность электрического тока. Во-первых, мы считали, что $\mathbf{V} = 0$; из-за этого предположения (мы откажемся от него, когда речь пойдет о солнечном ветре) полученные значения температуры представляют собой лишь нижнюю границу. Во-вторых, мы пренебрегли силой $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$, что допустимо только для внешней короны и притом за исключением областей, расположенных вблизи магнитных полей активных образований (лучи, опухала, арки и т. д.). Если $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ не пренебрежимо мало, то уравнение (6.20) справедливо лишь для составляющей, параллельной \mathbf{B} . При $\mathbf{V} = 0$ ($0 = -\nabla p + \rho \mathbf{g} + \mathbf{J} \times \mathbf{B}$) $\cdot \mathbf{B}$ имеем

$$\left(\frac{\partial p}{\partial s} \right)_{\parallel} = -\rho g_{\parallel}, \quad (6.21)$$

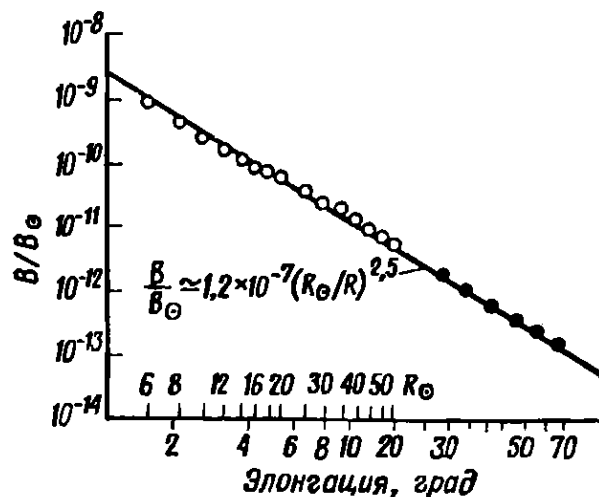
где индекс \parallel означает направление, параллельное \mathbf{B} .

Корона F

Вторая составляющая рассеивающей короны, корона F , создается не солнечным веществом, а облаком межпланетной пыли. Это облако имеет форму плоской линзы, сгущающейся к экваториальной плоскости (рис. 6.4), и простирается далеко за орбиту Земли. Вблизи Солнца пылевые частицы испаряются, поэтому в центре облака находится обширная полость, достигающая примерно до $4R_\odot$. Частицы, составляющие облако, малы (диаметры порядка 10 мкм) и неэлектропроводны. Вблизи Солнца боль-

Р И С. 6.16. Переход от внешней короны к зодиакальному свету.

Измерения яркости короны выполнены Блэкуэллом с самолета во время затмения 1945 г., измерения яркости зодиакального света — Блэкуэллом и Ингамом в 1958 г. на перевале Чакалтая в Боливии (По Зирину [29])



шая часть излучения короны F возникает вследствие дифракции света фотосферы, поэтому вероятность рассеяния в направлениях, отличных от первоначального, относительно мала. Для больших элонгаций $R \gg R_{\odot}$ излучение короны F создается преимущественно непосредственным отражением света. Слабое, едва различимое на ночном небе свечение вблизи антисолнечной точки (точка на ночном небе, противоположная той, где находится в данный момент Солнце) приписывают отражению солнечного света частицами пыли, находящимися за орбитой Земли. Это свечение называется противосиянием.

Корону F также можно видеть на ночном небе, но обычно лишь на низких географических широтах, где фон неба очень темный. Она имеет вид светящегося конуса, поднимающегося над горизонтом там, где Солнце недавно зашло или должно вскоре взойти. Этот светящийся конус располагается вдоль полосы созвездий, называемой поясом Зодиака, поэтому внешнюю часть короны называют зодиакальным светом. На рис. 6.16 можно видеть плавный переход от внешней короны, излучение которой почти полностью создается составляющей F , к зодиакальному свету. Электронная плотность в короне убывает значительно быстрее, чем плотность пылевых частиц, поэтому уже на расстоянии нескольких радиусов Солнца от края диска составляющая F начинает преобладать над составляющей K .

Частицы короны F в отличие от электронов движутся вокруг Солнца по орбитам, и для них сила солнечного тяготения уравновешивается центробежной силой, а не градиентом давления. Однако яркость составляющих F и K убывает с возрастанием радиуса по одной и той же причине — вследствие уменьшения освещенности, создаваемой Солнцем. Есть и еще одно отличие короны F от короны K — она не зависит от фазы цикла солнечной активности, так как солнечная активность не сказывается заметным образом ни на распределении пылевых частиц, ни на освещенности короны.

Влияние солнечной активности

В наших рассуждениях все время подразумевалось, что в короне в отличие от недр Солнца, фотосферы и хромосферы нельзя пренебрегать влиянием солнечной активности. Было бы очень удобно рассматривать спокойную корону как функцию лишь одного радиуса без учета различий, связанных с широтой, долготой и фазой цикла солнечной активности. Однако неясно, можно ли наблюдать когда-нибудь такую «спокойную» корону, даже на полюсах в эпоху минимума активности. В короне явления солнечной активности локализованы не так определенно, как в фотосфере и хромосфере. Но на наблюдаемой короне должно хоть немного сказываться уже само существование активности.

Грубым показателем воздействия явлений солнечной активности на корону может служить связь между отклонением ее формы от сферической симметрии и фазой цикла активности (рис. 6.1—6.3). Выбрав какую-либо из изофот (рис. 6.1, б), мы можем вычислить сжатие короны по формуле

$$\epsilon = \frac{D_e}{D_p} - 1, \quad (6.22)$$

где D_e — среднее из трех экваториальных диаметров изофоты (на широтах 0 и $\pm 22,5^\circ$), а D_p — средний полярный диаметр, определяемый аналогично. Как видно из рис. 6.17, сжатие ϵ вначале возрастает с увеличением расстояния от Солнца, так как корона K все больше концентрируется около экваториальной плоскости. Последующее убывание ϵ до минимума около $4R_\odot$ объясняется ослабеванием излучения короны K по сравнению с излучением короны F , которая на этих расстояниях от Солнца сферически симметрична. При больших значениях радиуса становится эллиптической и составляющая F .

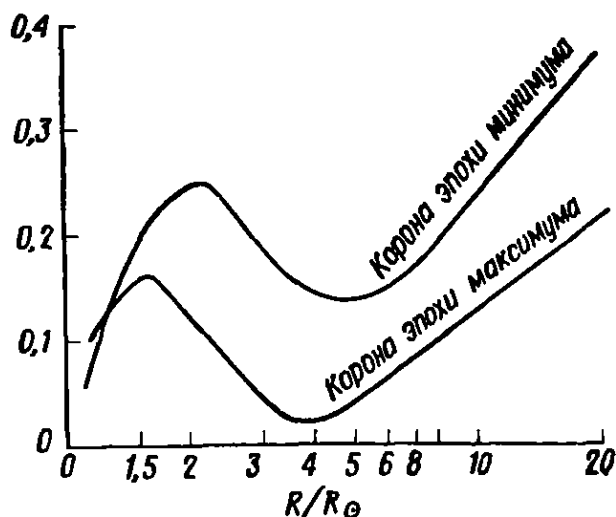
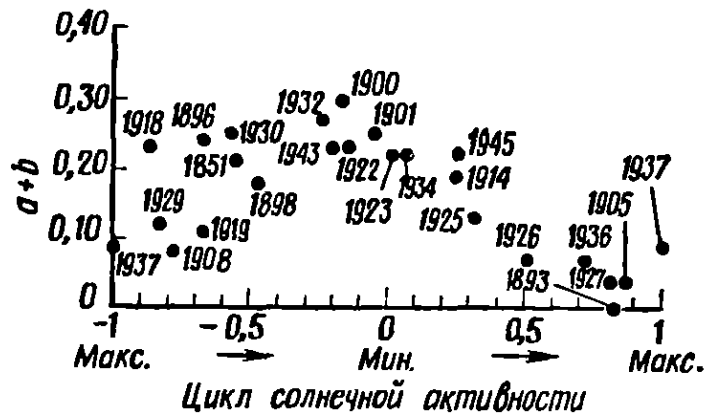


РИС. 6.17. Зависимость сжатия короны от радиуса.

Мы видим, что корона никогда не бывает вполне симметричной; она почти симметрична в эпоху максимума солнечной активности на расстоянии $R \approx 4R_\odot$. (По Ньюкирку. Высокогорная обсерватория Боулдер.)

Р И С. 6.18. Изменения сжатия короны с фазой цикла солнечной активности. (По ван де Хюлсту [10].)



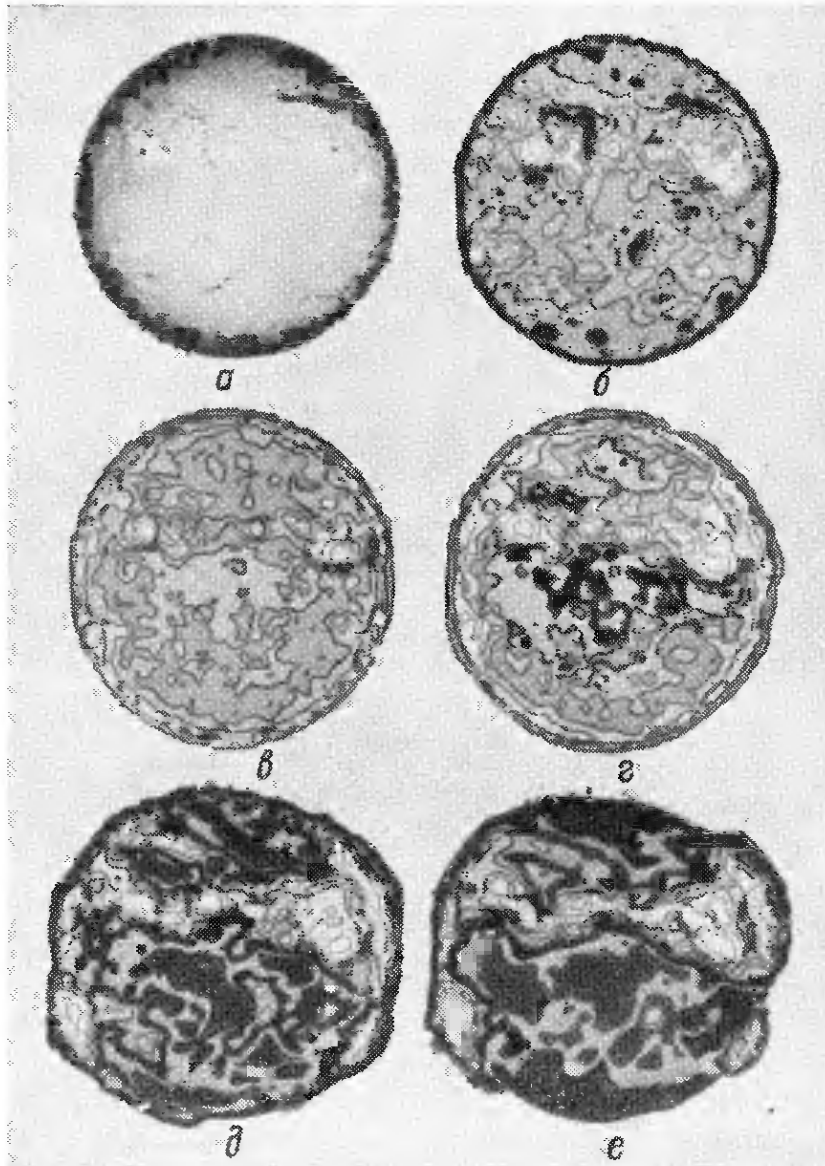
В пределах области от $1R_{\odot}$ до почти $2R_{\odot}$ начальное возращение ϵ аппроксимируется прямой, уравнение которой имеет вид

$$\epsilon = a + b \left(\frac{R}{R_{\odot}} - 1 \right), \quad (6.23)$$

где a и b — параметры, легко определяемые из графиков $\epsilon(R)$, подобных приведенному на рис. 6.17. Таким образом, сумма $a + b$ может служить мерой сжатия короны K . Из рис. 6.18, где показаны изменения $a + b$ с фазой цикла солнечной активности, видно, что форма короны K близка к сферической во время максимума цикла и становится эллиптической во время минимума. В экваториальной области электронная плотность изменяется в течение цикла сравнительно мало. Согласно рис. 6.13, в максимуме она всего в 2 раза больше, чем в минимуме. Однако на полюсах происходят значительно более заметные изменения. На рис. 6.13 мы видим, что на расстоянии $2R_{\odot}$ электронная концентрация в полярной короне возрастает от эпохи минимума до эпохи максимума более чем в 10 раз. Следовательно, дополнительная электронная концентрация, порождаемая процессами солнечной активности, сосредоточена в эпоху минимума в экваториальной области. Во время максимума процессы солнечной активности создают сферически симметричную корону.

6.3. ИЗЛУЧАЮЩАЯ КОРОНА

Излучение короны возникает в условиях полного отсутствия локального термодинамического равновесия, и задача его интерпретации весьма сложна. Корона представляет собой разреженный газ, частицы которого обладают высокой кинетической температурой, погруженный в низкотемпературное излучение фотосферы. Частота столкновений атомов и ионов как с быстрыми электронами, так и с более медленными протонами, недостаточно велика для того, чтобы могло установиться какое бы то ни было состояние равновесия. Подобные условия невозможно



Р И С. 6.19. Изображения Солнца в ультрафиолетовых лучах, полученные с орбитальной солнечной обсерватории.

Активность в северном полушарии значительно больше, чем в южном, что характерно для последних циклов солнечной активности. Эта асимметрия с очевидностью проявляется на всех ультрафиолетовых изображениях. Последние расположены в порядке возрастания температуры, необходимой для возникновения линии, т. е. высоты области ее возникновения в солнечной атмосфере. Светлые области на рисунке соответствуют горячим областям солнечной атмосферы, а более темные — менее нагретым.

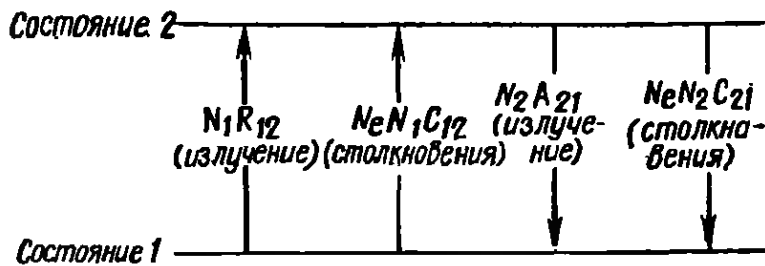
a — снимок Солнца в свете линии $H\alpha$, сделанный на обсерватории Сакраменто Пик в тот же самый день, что и ультрафиолетовые изображения. *b* — изображение в лаймановском континууме водорода, возникающем в хромосфере; соответствует температуре порядка 10^4 К. На нем можно видеть все образования, обычно наблюдаемые в линии $H\alpha$: волокна, флоккулы и т. д.; заметно также потемнение к краю диска. *в* — изображение в свете $NIII$, соответствующее температуре порядка 10^5 К; на нем начинают проявляться характерные особенности, свойственные высоким слоям атмосферы: усиленный контраст между активными и спокойными областями атмосферы, увеличение яркости на краю диска, повышенная интенсивность излучения вдоль зон активности (особенно в северном полушарии) и пониженная — у полюсов. *г* — изображение в свете OVI , соответствующее температуре $3,25 \cdot 10^5$ К. *д* — изображение в свете MgX , соответствующее температуре $1,4 \cdot 10^6$ К. *е* — изображение в свете $SiXII$, соответствующее температуре $2,25 \cdot 10^6$ К. Нетрудно заметить, что при возрастании температуры и увеличении высоты в солнечной атмосфере линии равной интенсивности становятся очень извилистыми и выдаются все дальше в корону. Следовательно, проявления активности в короне нельзя считать локализованными, как в фотосфере и хромосфере. (По Гольдбергу и Ривсу, Гарвардская обсерватория.)

воспроизвести в земной лаборатории, а излучение ионов на высоких стадиях ионизации создает в видимой области спектр, не имеющий ничего общего со спектром фотосферы. Это привело первых исследователей к ошибочному предположению о существовании в короне неизвестного элемента, который назвали «коронием». Как уже было упомянуто, мы испытываем трудности также при попытках отделить спокойную корону от короны, порождаемой солнечной активностью. На рис. 6.19 мы видим, что активные области, четко локализованные в фотосфере и хромосфере, как бы «растекаются» в высокотемпературном излучении короны.

Излучение короны включает в себе богатую деталями и очень важную информацию. В образовании абсорбционно-эмиссионного спектра короны, простирающегося от видимой области до рентгеновской, принимают участие по несколько стадий ионизации каждого элемента. Излучение каждой стадии ионизации исходит из тех областей, где условия наиболее благоприятны для ее возникновения, — это обстоятельство помогает нам при исследовании неоднородностей температуры и плотности в короне, если достаточно велика пространственная разрешающая способность инструментов. Кроме того, по интенсивностям или эквивалентным ширинам наблюдаемых линий можно найти относительные содержания различных элементов. Правда, эта задача осложнена присутствием нескольких стадий ионизации каждого элемента и неоднородностью физических условий в веществе короны. Наиболее обильные элементы, не считая водорода, почти все имеют небольшие и четные атомные номера. Железо, относительное содержание которого довольно велико, присутствует в короне в самых разнообразных стадиях ионизации, и его эмиссионные линии особенно характерны для спектра короны.

Возникновение линий излучения короны

Для того чтобы определить интенсивность излучения в линии, возникающей с возбужденного уровня иона, необходимо прежде всего найти концентрацию ионов данного вида, находящихся на данном энергетическом уровне. Последняя определяется из рассмотрения вероятностей соответствующих элементарных процессов, т. е. путем приравнивания частоты появления и исчезновения ионов в данном состоянии. Процессы, которые приводят к переходам между двумя энергетическими уровнями коронального иона, показаны на рис. 6.20. Здесь R_{12} — вероятность того, что ион, находящийся на уровне 1, поглотит излучение и перейдет на уровень 2, а $N_e C_{12}$ — вероятность переходов 1—2, обусловленных столкновениями [см. (4.98)]. Отметим, что



Р И С. 6.20. Процессы, приводящие к переходам между двумя энергетическими уровнями иона.

достаточно учитывать только столкновения с электронами, так как скорость электронов намного выше и столкновения с ними происходят соответственно чаще. Вероятность спонтанных обратных переходов с уровня 2 на уровень 1, сопровождающихся излучением, рассчитанная на один ион в состоянии 2, обозначена на рис. 6.20 A_{21} . Ультрафиолетовое и рентгеновское излучения редко бывают достаточно интенсивными для того, чтобы могло играть заметную роль вынужденное излучение. И, наконец, вероятность переходов сверху вниз вследствие столкновений, рассчитанная на один ион в состоянии 2, равна $N_e C_{21}$. Составляя условие равновесия между элементарными процессами (4.98), мы считали, что частота актов излучения при переходах $2 \rightarrow 1$ пропорциональна частоте переходов $1 \rightarrow 2$, пренебрегая изменением населенности уровня 2 вследствие переходов снизу. Поскольку населенность возбужденных уровней иона относительно невелика, это приближение обычно бывает достаточно хорошим.

При очень высоких плотностях переходы между уровнями происходят главным образом вследствие столкновений и условие равновесия можно записать в виде

$$N_1 C_{12} \approx N_2 C_{21}. \quad (6.24)$$

Во внутренней короне интенсивность излучения достаточно мала для того, чтобы выполнялось неравенство $R_{12} \ll N_e C_{12}$, а плотность газа достаточно низка для справедливости неравенства $N_e C_{21} \ll A_{21}$. Следовательно,

$$N_e N_1 C_{12} \approx N_2 A_{21}. \quad (6.25)$$

Поскольку концентрация ионов на всех энергетических уровнях, включая N_1 , пропорциональна полной плотности газа, которая в свою очередь пропорциональна N_e , частота актов спонтанного излучения в единице объема пропорциональна N_e^2 , а не N_e . При перемещении в более высокие слои короны достигается, наконец, уровень, на котором $N_e C_{12} \ll R_{12}$; там значение R_{12} определяется преимущественно излучением, возникающим в нижних слоях атмосферы Солнца. Таким образом,

$$N_1 R_{12} \approx N_2 A_{21}, \quad (6.26)$$

и излучение пропорционально N_e/r^2 , как и рассеянный свет, создающий корону K .

Хотя при отсутствии локального термодинамического равновесия необходимо рассматривать каждый элементарный процесс отдельно, значения вероятностей связаны между собой, как легко убедиться на примере состояния термодинамического равновесия. В этом состоянии (рис. 6.20) не только число всех переходов сверху вниз равно числу всех переходов снизу вверх, но уравниваются также по отдельности переходы, связанные с поглощением и испусканием излучения, и переходы, обусловленные столкновениями. Следовательно,

$$\frac{R_{12}}{A_{21}} = \frac{N_2}{N_1} \quad (6.27)$$

и

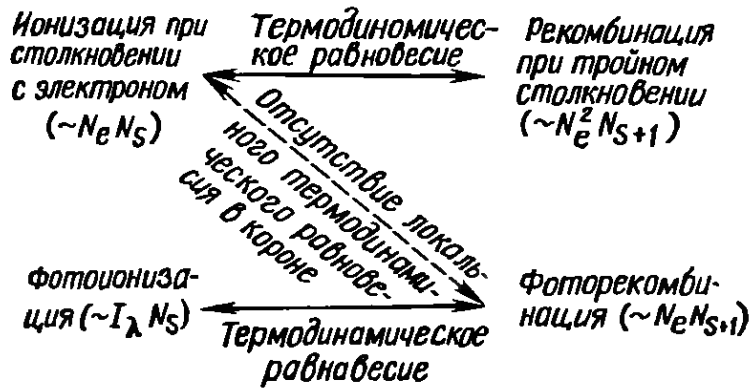
$$\frac{C_{12}}{C_{21}} = \frac{N_2}{N_1}, \quad (6.28)$$

где интенсивность излучения, определяющего R_{12} , и отношения концентраций имеют такие же значения, как и при термодинамическом равновесии, и определяются по формулам (4.11) и (4.17) с одним и тем же значением температуры.

Кроме того, при отсутствии локального термодинамического равновесия ситуация упрощается перенаселенностью основного состояния N_1 . Вследствие низкой плотности газа и малой интенсивности излучения вероятность перехода иона с 1-го уровня на 2-й ($N_e C_{12} + R_{12}$) значительно меньше того значения, которое она имела бы в состоянии термодинамического равновесия при температуре, равной кинетической температуре коронального газа. В то же время вероятность перехода со 2-го уровня вниз не зависит от плотности газа и интенсивности излучения. Следовательно, отношение населенностей основного уровня и верхних уровней будет больше, чем в состоянии термодинамического равновесия. Этот эффект усиливается с возрастанием высоты в солнечной атмосфере и обуславливает образование фраунгоферовых линий выше области минимальной температуры. Атомы, находящиеся на основных уровнях, поглощают излучение в дискретных линиях, а атомов в возбужденных состояниях, которые могли бы в этих линиях излучать, не хватает для того, чтобы создать соответствующее количество излучения.

Ионизация в короне

Сильное отклонение коронального вещества от термодинамического равновесия особенно заметно сказывается на процессах ионизации и рекомбинации. Ионизация происходит вследствие столкновений с электронами, а не в результате поглощения



Р И С. 6.21. Ионизация и рекомбинация в состоянии термодинамического равновесия и при отсутствии локального термодинамического равновесия в солнечной короне.

В состоянии термодинамического равновесия ионизация вследствие столкновений с электронами уравновешивается рекомбинацией при тройных столкновениях, а фотоионизация — рекомбинацией, сопровождающейся излучением (фоторекомбинацией). Однако в короне вследствие низкой концентрации частиц и малой плотности излучения ионизация столкновениями должна уравновешиваться фоторекомбинацией. N_e — электронная концентрация, N_s — концентрация атомов, ионизованных s раз.

излучения, так как интенсивность последнего мала. В состоянии термодинамического равновесия (рис. 6.21) ионизация столкновениями уравновешивается рекомбинациями, при которых один электрон присоединяется к иону, а второй уносит энергию ионизации; частота таких тройных соударений пропорциональна кубу плотности. При низкой плотности тройные соударения не могут играть значительной роли, а происходят фоторекомбинации, сопровождающиеся излучением избыточной энергии. Корона оптически тонка для далекого ультрафиолетового и рентгеновского излучения, большая часть которого возникает в ней самой. Следовательно, как в результате возбуждения, так и в результате ионизации, энергия электронов превращается в высокоэнергичное излучение, которое беспрепятственно уходит из короны и теряется в межпланетном пространстве. Это уже не отклонение от термодинамического равновесия, а его полное отсутствие.

Мы разделим наше описание излучения короны и переходной области между хромосферой и короной на два этапа. Вначале мы рассмотрим причины высокой степени ионизации коронального газа, а затем общий характер излучения корональных ионов.

Среди ионов, содержащихся в короне, встречаются как такие, потенциал ионизации которых сравним со средней тепловой энергией электронов, так и такие, у которых он значительно меньше или значительно больше нее. Это указывает на то, что там могут присутствовать ионы, находящиеся в самых разнообразных стадиях ионизации. Средняя тепловая энергия $3kT/2$ при температурс $2 \cdot 10^6$ К приблизительно равна 260 эВ, в то время как потенциалы ионизации корональных ионов заключены между 5 и 10^3 эВ. Водород H I и однократно ионизованный гелий

HeII имеют потенциалы ионизации 13,6 и 54,5 эВ соответственно и в короне полностью ионизованы.

Степень ионизации какого-либо элемента вычисляется в общем случае путем приравнивания частоты актов ионизации и рекомбинации для двух последовательных стадий ионизации (рис. 6.21)

$$N_e N_s C_{1\infty}^s = N_e N_{s+1} A_{\infty 1}^s \quad (6.29)$$

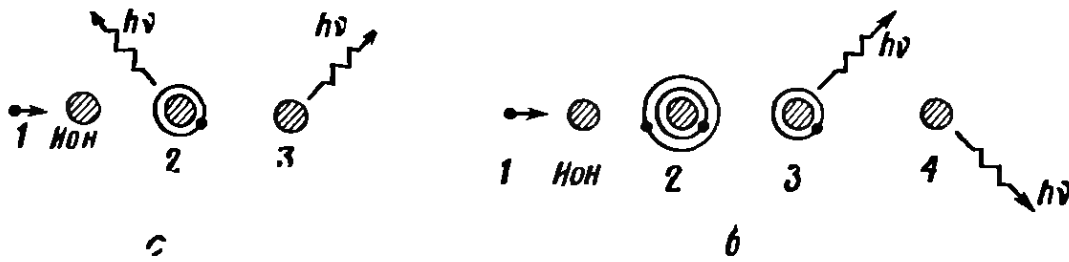
или

$$\frac{N_{s+1}}{N_s} = \frac{C_{1\infty}^s}{A_{\infty 1}^s}. \quad (6.30)$$

Здесь N_s — концентрация атомов, ионизованных s раз, $C_{1\infty}^s$ — вероятность ионизации вследствие столкновения с электроном иона, находящегося в s -й стадии ионизации и на основном энергетическом уровне 1; $A_{\infty 1}^s$ — вероятность соответствующей фото-рекомбинации, учитывающая, кроме непосредственных переходов из ионизованного состояния на основной энергетический уровень, также рекомбинации на все вышележащие уровни с каскадным переходом на основной. Ионизацией с возбужденных уровней можно, как правило, пренебрегать по сравнению с ионизацией с основного уровня. Перенаселенность основных уровней, свойственная корональному газу, делает это допущение еще более правомерным. Согласно уравнению (6.30), отношение концентраций ионов некоторого элемента, находящихся на двух последовательных стадиях ионизации, не зависит от полной плотности газа. Однако сама концентрация ионов в данном состоянии пропорциональна полной плотности и потому пропорциональна N_e . Для состояния термодинамического равновесия вместо уравнения (6.30) используют уравнение Саха (3.15). Чтобы найти концентрацию ионов в данной стадии ионизации, ее выражают через какую-либо известную концентрацию или через суммарную концентрацию всех стадий ионизации данного элемента, т. е. его полную концентрацию, которая известна. При этом используются соотношения типа

$$\frac{N_{s+1}}{N_s} = \frac{N_{s+1}}{N_s} \frac{N_{s+2}}{N_{s+1}} \frac{N_{s+3}}{N_{s+2}} \frac{N_{s+4}}{N_{s+3}}. \quad (6.31)$$

Каждый из сомножителей вычисляется по уравнению (6.30), так что ошибки в значениях вероятностей $C_{1\infty}^s$ и $A_{\infty 1}^s$ накапливаются. Рассчитать вероятность $C_{1\infty}^s$ для многоэлектронного иона трудно, но для ионов с невысокими потенциалами ионизации, которые можно получить в лабораторных условиях, ее можно измерить. Однако основным источником ошибок в результатах



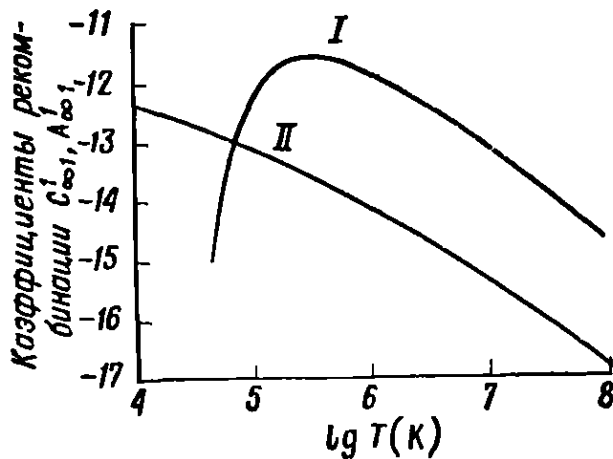
Р И С. 6.22. «Обычная» рекомбинация, сопровождающаяся излучением, и диэлектронная рекомбинация.

При «обычной» рекомбинации, изображенной на рис. а, этап 2 часто отсутствует и ион захватывает сталкивающийся с ним электрон сразу на основной уровень. Таким путем возникает свободно-связанное непрерывное излучение. Диэлектронная рекомбинация, рис. б, отличается от «обычной» тем, что в изменении состояния иона принимают участие два электрона, а не один.

- а) 1 — приближающийся электрон, 2 — атом с одним электроном на возбужденном уровне излучает фотон, 3 — атом на основном уровне после излучения фотона.
 б) 1 — приближающийся электрон, 2 — атом с двумя электронами на возбужденных уровнях, 3 — атом с одним электроном на возбужденном уровне после излучения фотона, 4 — атом в основном состоянии после излучения фотона.

выполненных ранее расчетов были не значения C_{∞}^s , а теоретические соображения, на основании которых вычисляли вероятности A_{∞}^s .

До сих пор мы представляли себе, что рекомбинация происходит в один этап: электрон присоединяется к иону и одновременно испускается один или несколько фотонов, уменьшающих энергию иона до значения, соответствующего одному из его энергетических уровней (рис. 6.22, а). Эти фотоны уносят кинетическую энергию присоединившегося электрона плюс энергию ионизации иона. Однако может быть и так, что столкнувшийся с ионом электрон захватывается последним без излучения и образуется ион в предыдущей стадии ионизации (или атом) с двумя электронами на возбужденных уровнях (рис. 6.22, б). В дальнейшем этот ион (атом) переходит на основной уровень в один или несколько этапов, сопровождающихся излучением. Этот процесс называют «диэлектронной рекомбинацией», так как в нем принимают участие два электрона — столкнувшийся с ионом и

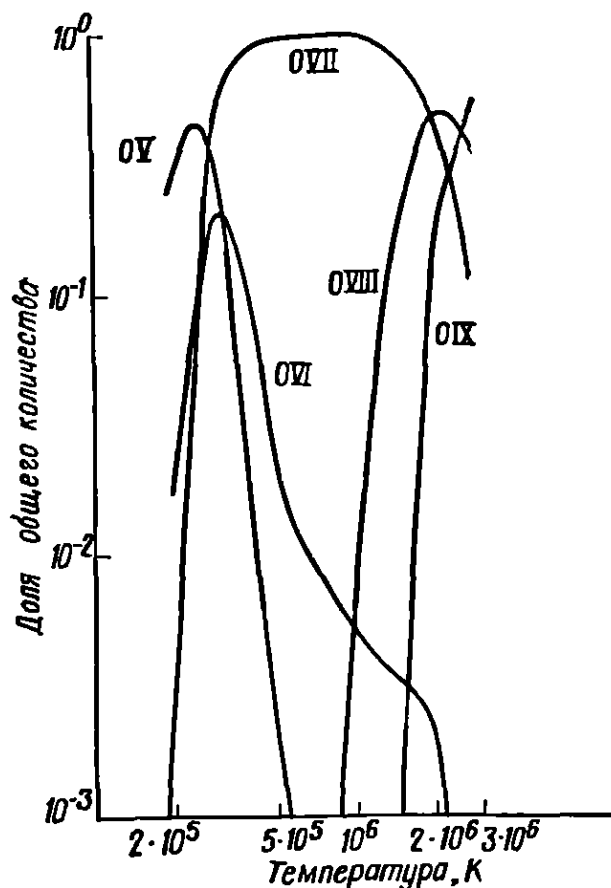


Р И С. 6.23. Вероятности фото-рекомбинации и диэлектронной рекомбинации для He II.

I — диэлектронная рекомбинация, II — фото-рекомбинация. (По Берджесу [5].)

Р И С. 6.24. Концентрация ионов кислорода в разных стадиях ионизации в зависимости от температуры.

Следует обратить внимание на широкий максимум концентрации гелиепоподобного OVII и высокотемпературный хвост кривой для литиеподобного OVI. (По Козловскому и Зирину [12].)

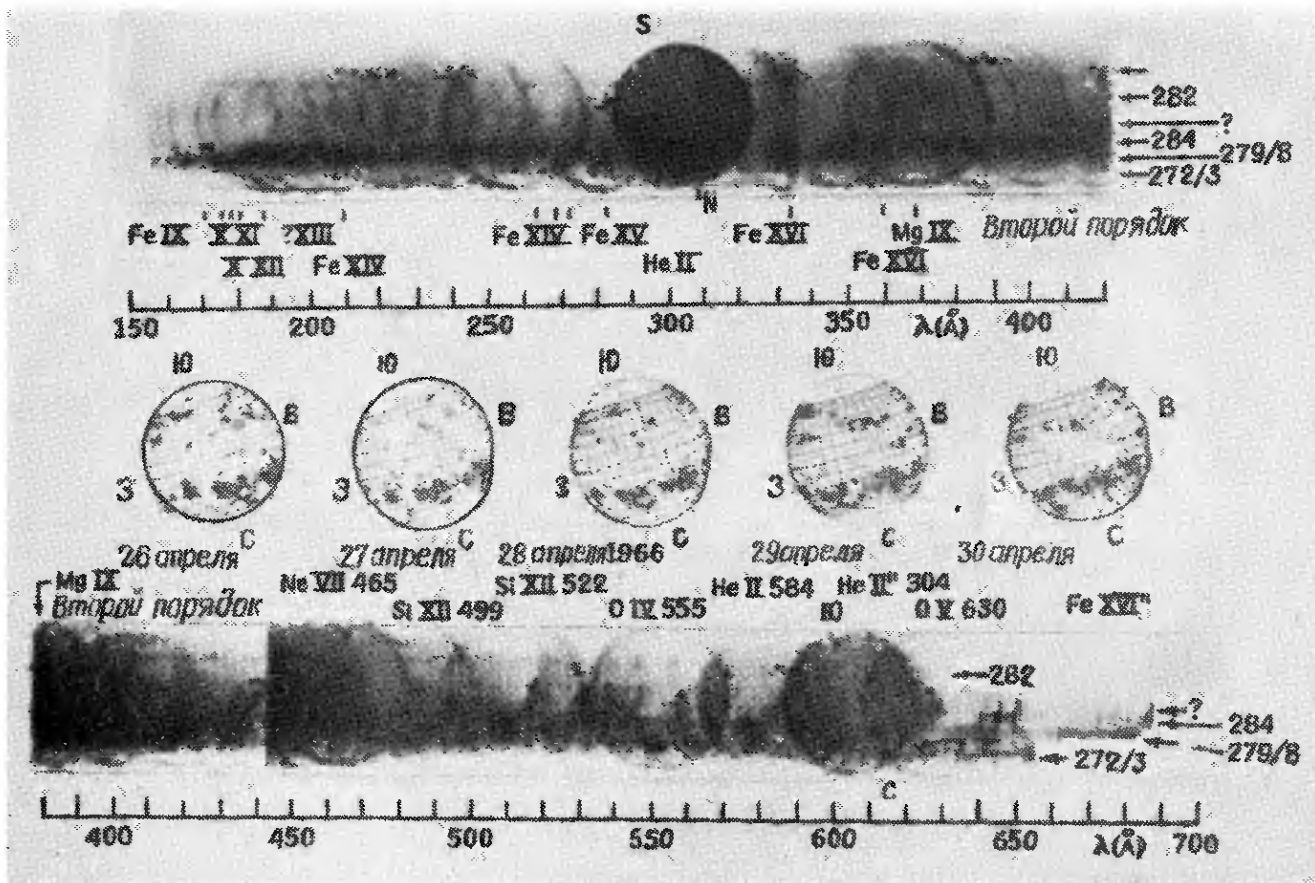


находившийся ранее в одном из связанных состояний. При высоких значениях температуры вероятность диэлектронной рекомбинации по меньшей мере в 20 раз больше, чем вероятность обычной. При $T = 3 \cdot 10^5$ К вероятность диэлектронной рекомбинации для гелия в 100 раз больше вероятности «обычной» рекомбинации (рис. 6.23). Если учитывать диэлектронную рекомбинацию, то значение кинетической температуры корональных электронов, оцениваемое по степени ионизации вещества короны, приходится увеличивать вдвое. Будучи удвоенной, ионизационная температура приходит в соответствие со значениями, полученными другими способами, включая измерение доплеровской ширины линий излучения. Доплеровские ширины дают для кинетической температуры ионов величину порядка $2 \cdot 10^6$ К, которую следует рассматривать как верхний предел, так как она может быть увеличена микротурбулентностью. В состоянии термодинамического равновесия диэлектронная рекомбинация уравнивается процессом автоионизации. Ион (или атом) возбуждается в состояние, в котором он имеет два электрона на возбужденных уровнях, суммарная энергия которых больше потенциала ионизации этого иона (атома). Затем он распадается спонтанно на свободный электрон и ион следующей стадии ионизации, находящийся на основном энергетическом уровне. Однако в короне процесс автоионизации маловероятен вследствие малой электронной плотности и малой плотности

высокоэнергичного излучения. Ион, находящийся в возбужденном состоянии, успевает перейти на основной уровень, испустив излучение, прежде, чем он будет приведен в состояние двойного возбуждения вследствие столкновения с электроном или поглощения излучения. На рис. 6.24 представлены графически результаты расчетов состояния ионизации кислорода. Наибольшую концентрацию имеют те стадии ионизации, для которых $N_{s+1}/N_s = 1$. Однако поскольку условия в короне неоднородны, наблюдаемый разброс около максимума должен быть больше, чем на теоретическом графике.

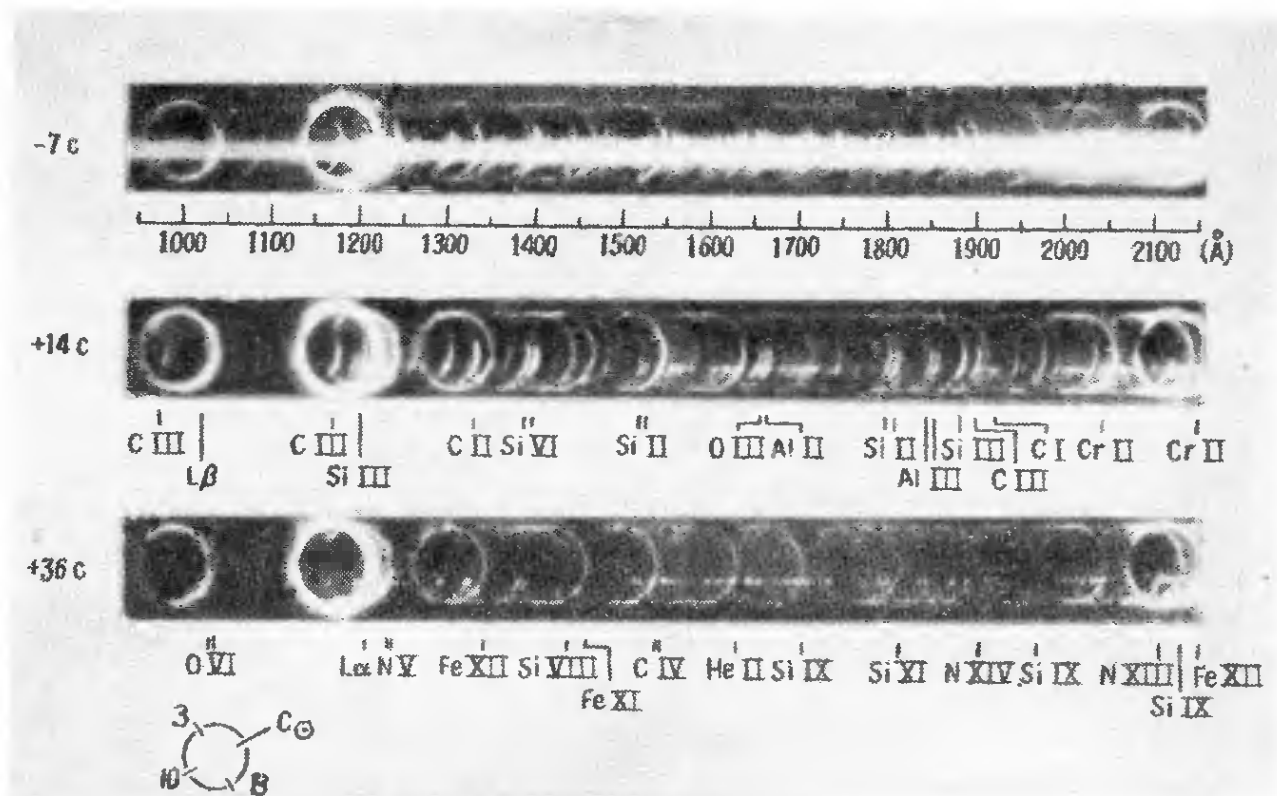
Эмиссионный спектр короны

По мере перемещения из ультрафиолетовой области в рентгеновскую усиливается контраст между линиями излучения и фоном (непрерывным спектром), интенсивности линий становятся более чувствительны к кинетической температуре газа,



Р И С. 6.27. Изображения Солнца в различных линиях далекой ультрафиолетовой области спектра.

Снимки получены 28 апр. 1966. Отпечаток сделан с нескольких совмещенных негативов. Добавлены сноптические карты Солнца, публикуемые Фраунгоферовским институтом. Указаны номера флоккулов. Увеличение яркости к краю диска видно на всех снимках от $\lambda 150$ до $\lambda 700 \text{ \AA}$. Самые сильные линии излучения: He II $\lambda 304 \text{ \AA}$ (дает относительно интенсивное изображение во втором порядке на $\lambda 608 \text{ \AA}$), Mg IX $\lambda 368 \text{ \AA}$, Ne VIII $\lambda 465 \text{ \AA}$. Там, где изображения перекрываются, интенсивность деталей искажена. (По Тауси, Морская исследовательская лаборатория.)

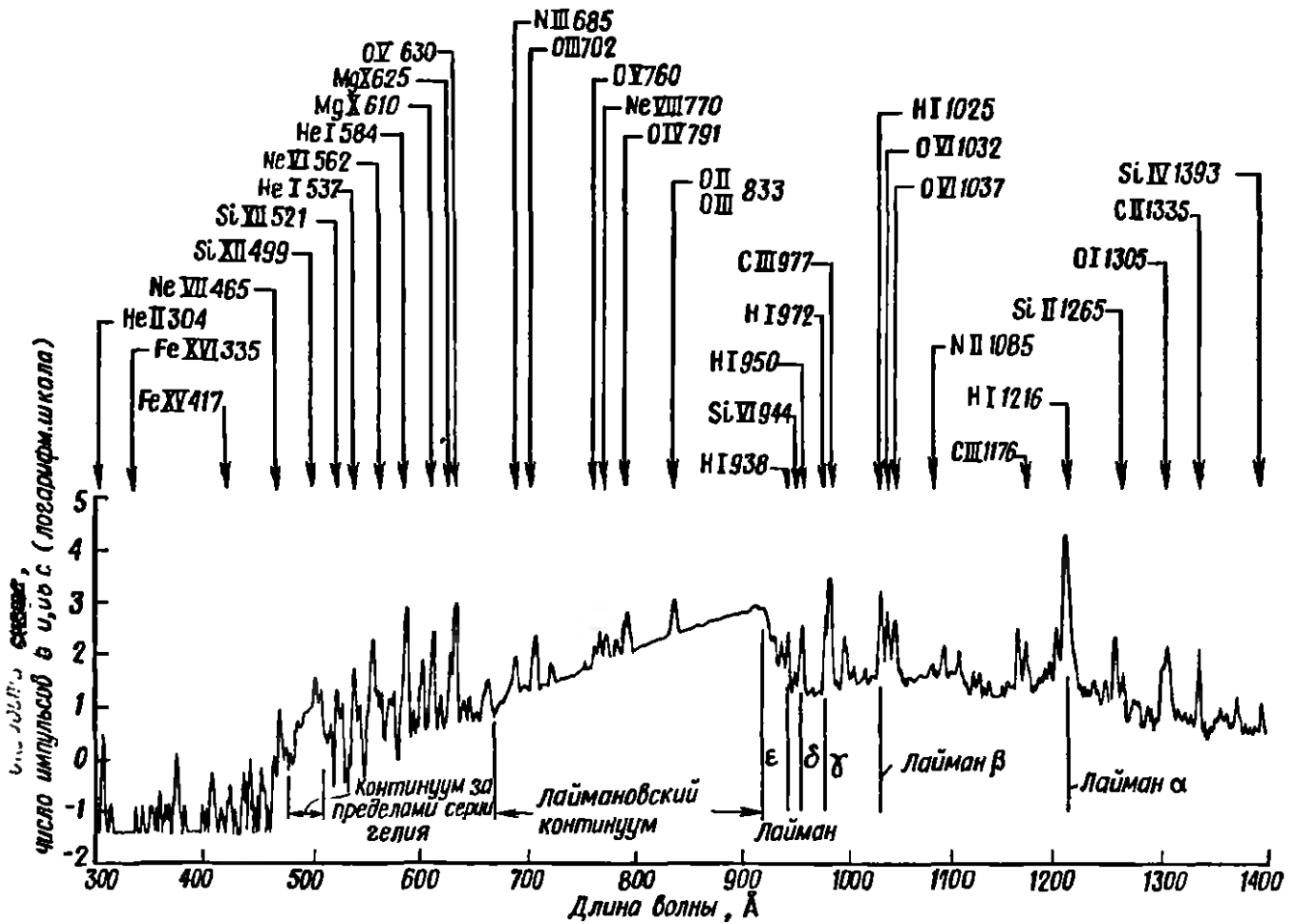


Р И С. 6.28. Спектр Солнца между $\lambda 950$ и $\lambda 1050 \text{ \AA}$.

Эти спектры получены с зондирующей ракеты за 7 с до полной фазы солнечного затмения 7 марта 1970 г. и через 14 и 36 с после нее. (По Ривсу, Гарвардская обсерватория.)

и излучение приходит из все более высоких слоев солнечной атмосферы. Если фотосфера излучает как абсолютно черное тело с температурой 5600 К, то ее излучение в области коротких волн пропорционально $\lambda^{-5} \exp(-hc/\lambda kT)$, т. е. на участке длин волн от 1000 до 100 Å должно ослабевать в 10^{23} раз. Следовательно, вклад фотосферы в далекое ультрафиолетовое и рентгеновское излучения Солнца пренебрежимо мал, и в этой области преобладает излучение короны, возникающее в условиях отсутствия локального термодинамического равновесия. Благодаря этому мы имеем возможность наблюдать корону в ультрафиолетовых и рентгеновских лучах на всей обращенной к нам половине Солнца одновременно. На рис. 6.25 приведены снимки Солнца в ультрафиолетовых лучах. Мы видим, что изображение Солнца особенно интенсивно на некоторых длинах волн и что интенсивность излучения повышена над активными областями и на краю диска.

Другая характерная особенность эмиссионного спектра короны состоит в том, что в нем очень слабы или отсутствуют совсем линии ионов, находящихся в промежуточных стадиях ионизации. Зарегистрировать излучение ионов с потенциалами ионизации между 100 и 200 эВ очень трудно. Количество энергии, необходимое для возбуждения иона, обычно сравнимо с

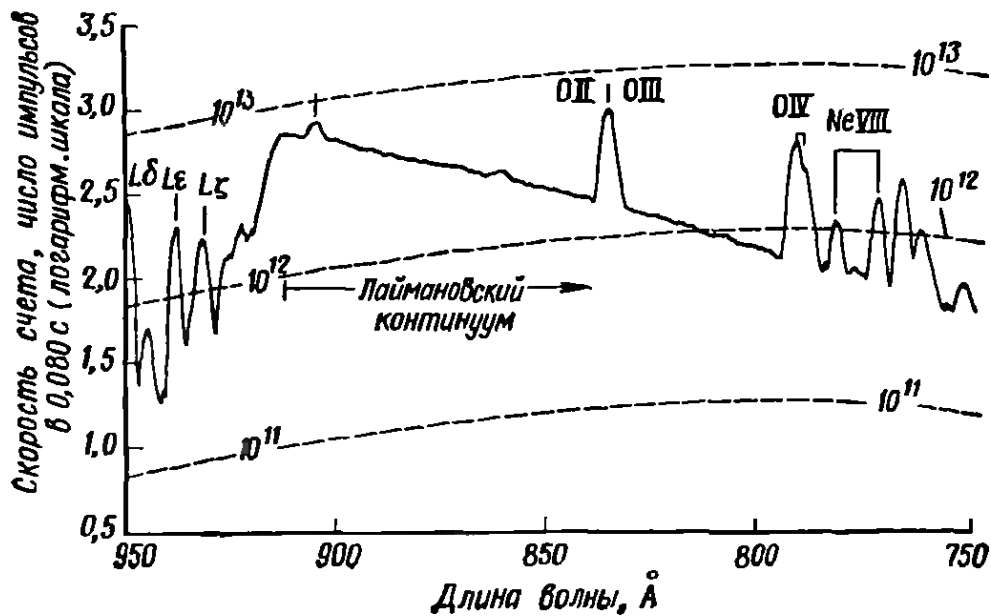
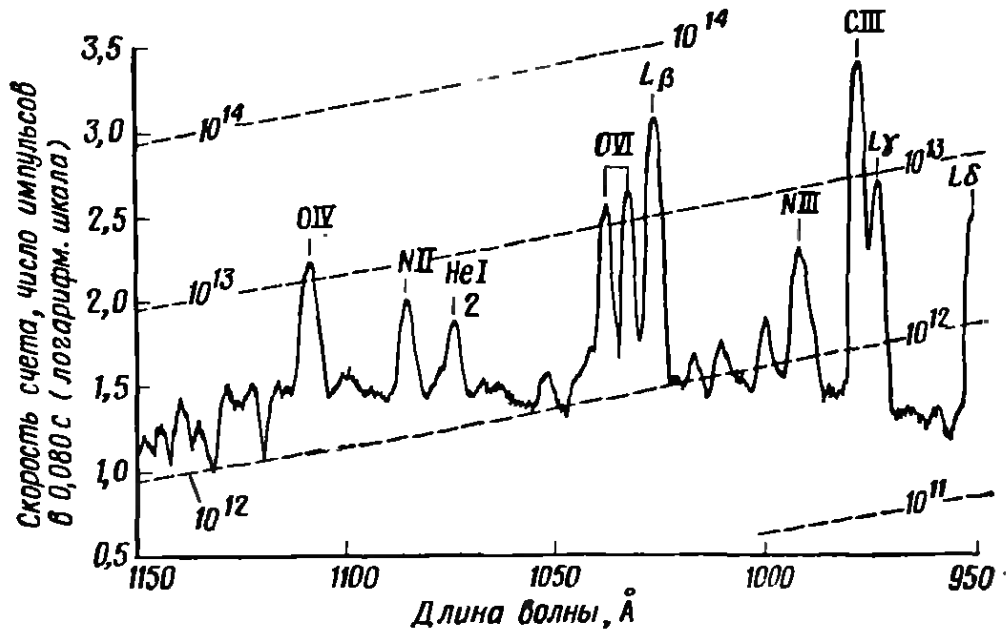
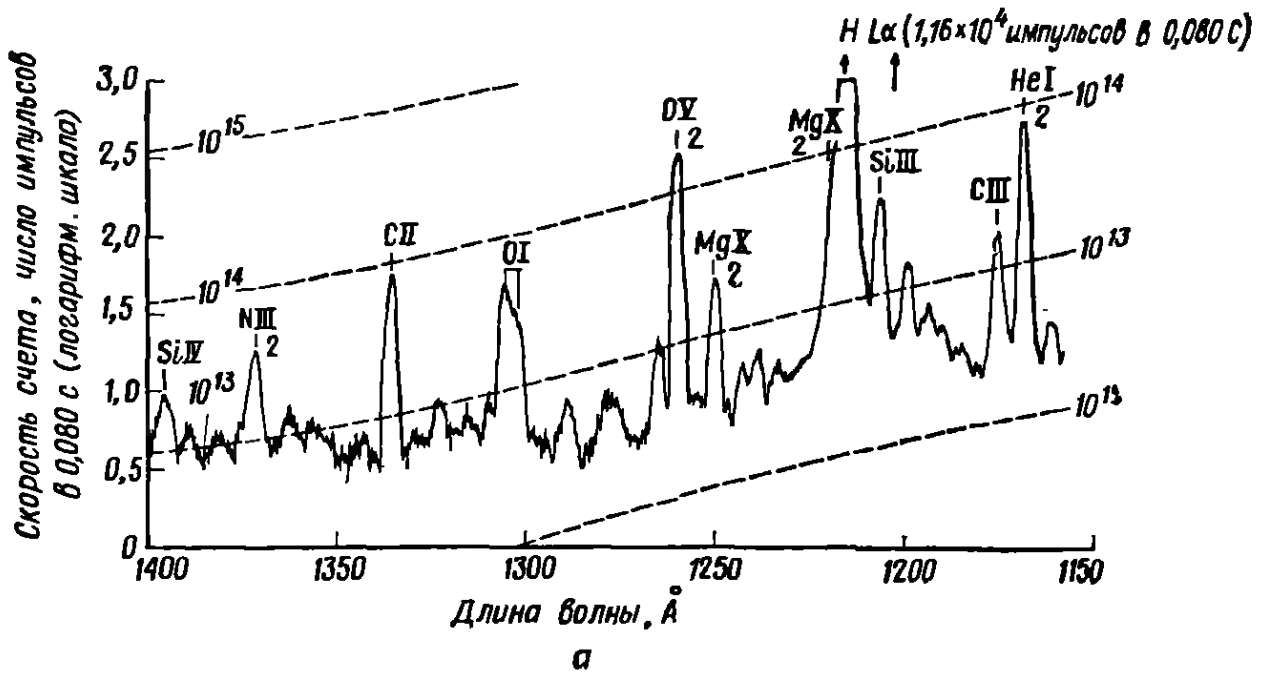


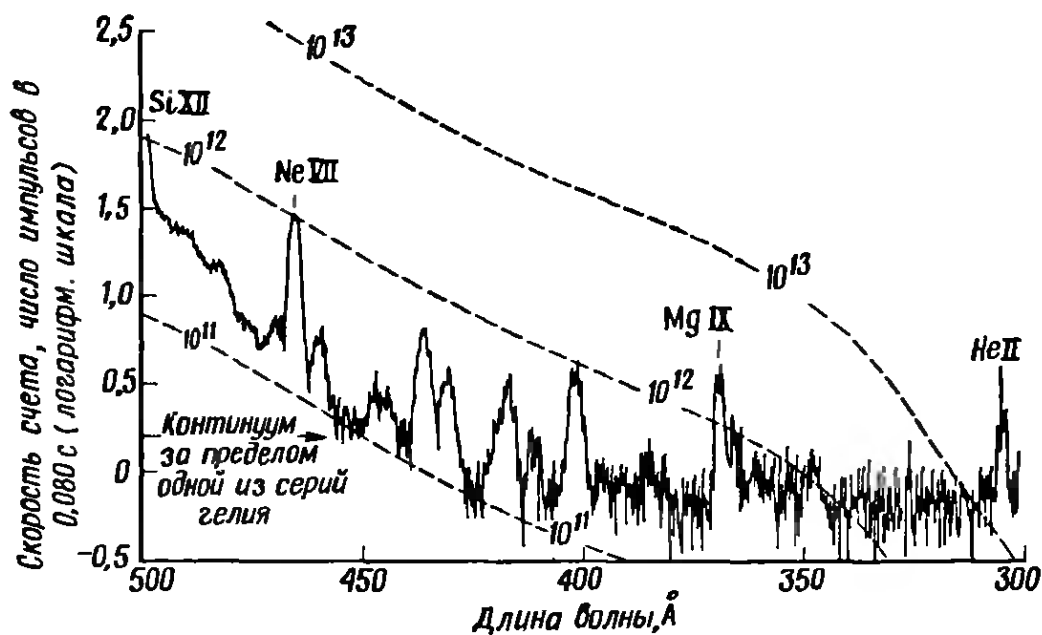
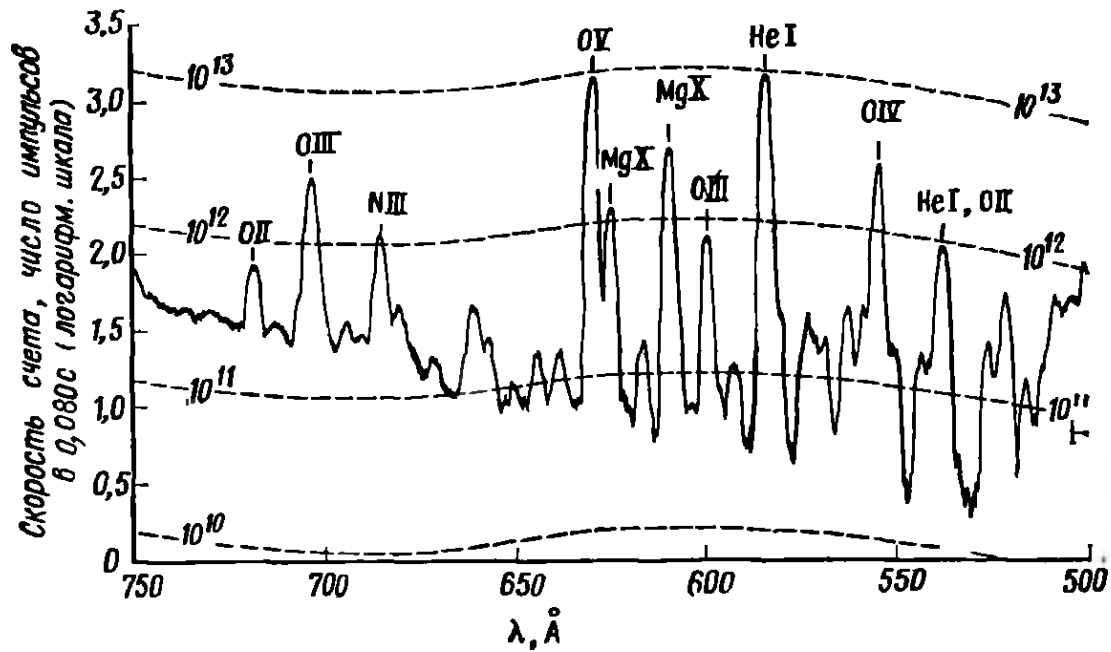
Р И С. 6.29. Общий вид спектра Солнца от $\lambda 1400$ до $\lambda 300 \text{ \AA}$, зарегистрированного с орбитальной солнечной обсерватории.

Самая сильная линия излучения — это $\text{Ly}\alpha$. Очень интенсивно также излучение в остальных членах серии Лаймана, вплоть до ее предела, а также непрерывное излучение за пределами серии Лаймана и одной из серий гелия. Чем выше стадия ионизации элемента, тем меньше длина волны его излучения. (По Гольдбергу и Ривсу, Гарвардская обсерватория.)

тем, которое было затрачено на его образование, поэтому излучение корональных ионов должно быть высокоэнергичным. Невысокие стадии ионизации наблюдаются в хромосфере (в соответствии с температурой от 5000 до 10 000 К), а высокие — в короне (в соответствии с температурой порядка 10^6 К). Ионы в промежуточных стадиях ионизации должны находиться в переходной области, толщина которой очень мала из-за большого градиента температуры. Как видно из графика на рис. 6.26, температура возрастает на $5 \cdot 10^5$ К на протяжении приблизительно 300 км. Поэтому объем, в котором содержатся ионы, находящиеся в промежуточных стадиях ионизации, очень мал и мы можем наблюдать лишь самые сильные линии.

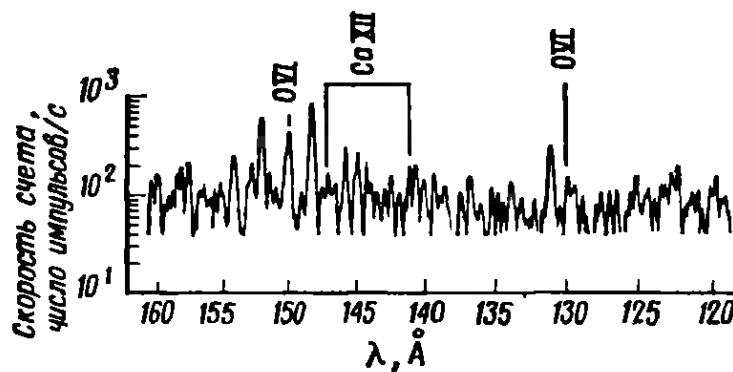
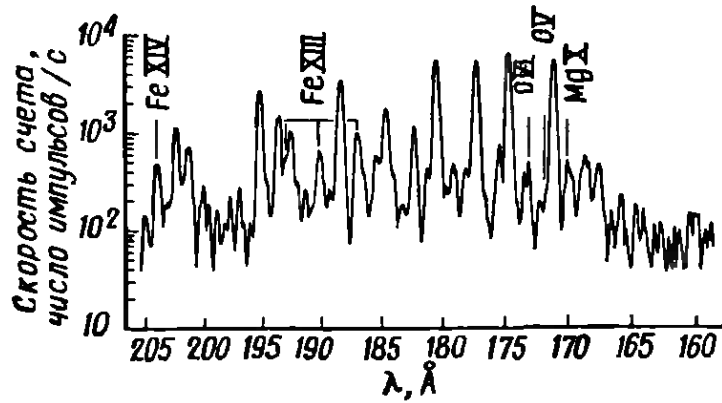
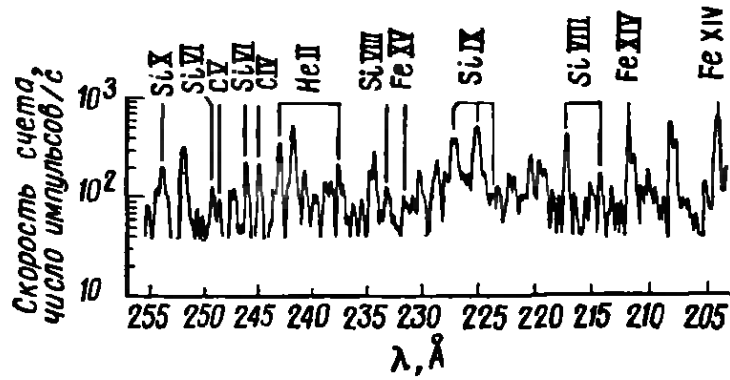
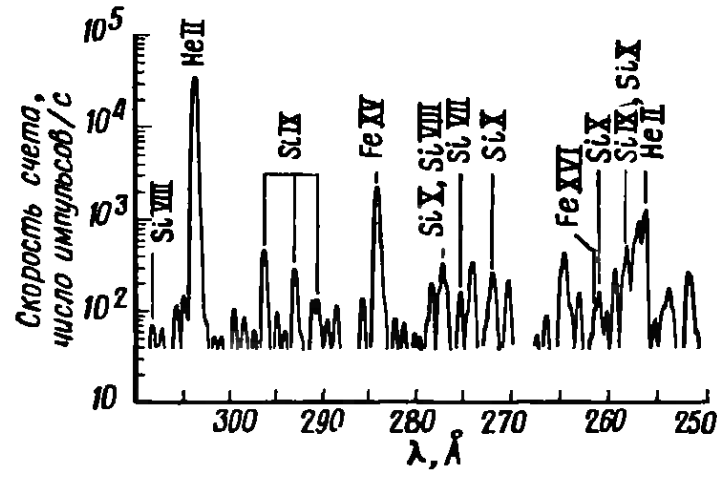
На рис. 6.27—6.32 представлены ультрафиолетовая, далекая ультрафиолетовая и рентгеновская области солнечного спектра. Некоторые из корональных линий, содержащихся в этих областях, их характеристики и отождествление перечислены в приложениях Б и В. В таблицы внесены также линии излучения

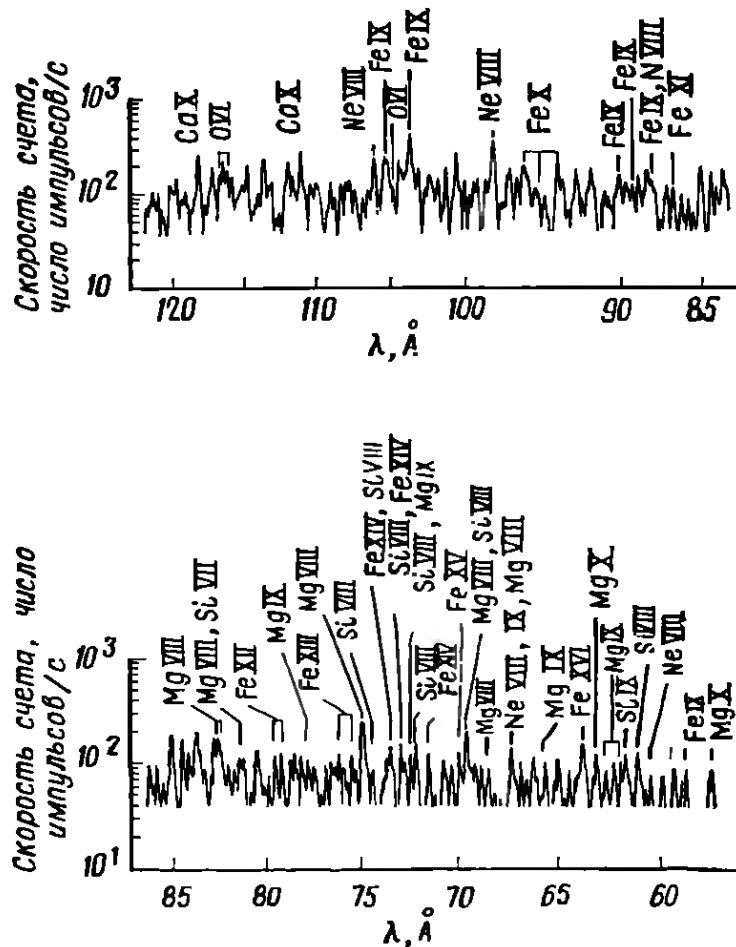




Р И С. 6.30. Спектр Солнца от $\lambda 1400$ до $\lambda 300 \text{ Å}$, полученный с орбитальной солнечной обсерватории.

Этот спектр является результатом усреднения примерно 20 записей, сделанных в октябре 1970 г. в центре солнечного диска в отсутствие явлений активности. Поле зрения 1 кв. мин. Благодаря высокой разрешающей способности на этих регистраграммах можно отождествить многие слабые линии. Кроме того, небольшое поле зрения даст возможность исследовать спектры отдельных областей, а не всего солнечного диска в целом. Таким образом, при интерпретации данных уже нет необходимости аппроксимировать влияние потемнения к краю диска, его можно измерить. Штриховые линии представляют результаты фотометрической калибрации, усредненные для области $(1')^2$ в центре диска и выраженные в числе фотонов на 1 см^2 , на 1 стерадиан в 1 с. Самая сильная линия излучения — Лайман α $\lambda 1216 \text{ Å}$ — имеет интенсивность $3 \cdot 10^{15}$ фотонов/см²-стерад-с. (По Голдбергу и Ривсу, Гарвардская обсерватория)





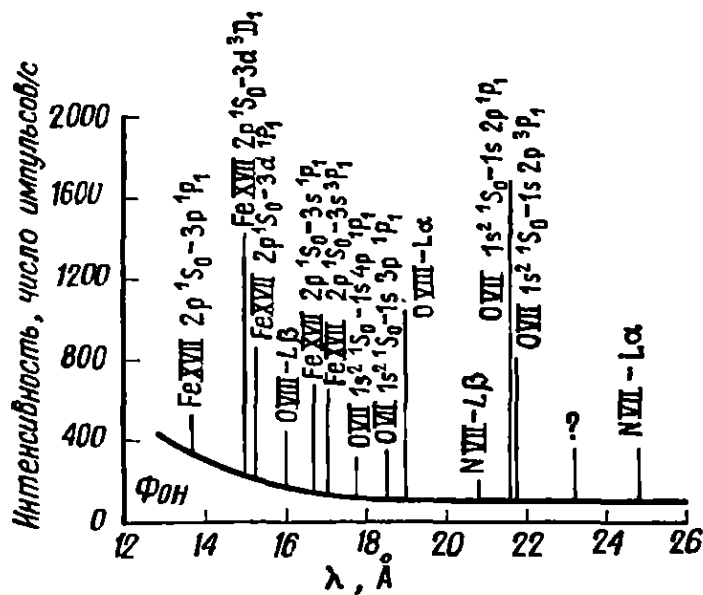
Р И С. 6.31. Спектр Солнца от $\lambda 310$ до $\lambda 55 \text{ \AA}$, полученный 2 мая 1963 г. в 10.07 местного времени на высоте 230 км над полигоном Белые Пески, штат Нью-Мексико.

В спектре преобладают ионы многоэлектронных атомов в высоких стадиях ионизации: Fe, Si, Mg, Ca и O. Наиболее характерны для этой области линии железа. (По Хинтерегеру и др. [9]; некоторые отождествления выполнены Зириным [30].)

короны, приходящиеся на видимую область, совокупность которых называют короной *E*. Большая часть этих данных получена недавно, и далеко не все они подвергнуты анализу и осмыслены. Можно надеяться, что в ближайшем будущем, когда увеличится объем наблюдений, проводимых из космического пространства, и туда будут посылаться астрономические инструменты с большей спектральной и пространственной разрешающей способностью, наши сведения о коротковолновой области спектра Солнца станут гораздо более точными.

Изоэлектронные серии

Для того чтобы систематизировать богатую информацию, получаемую из коротковолнового спектра короны, и обобщить характеристики линий излучения, была сделана попытка классифицировать эти линии по отношению к солнечной активности,



Р И С. 6.32. Спектр Солнца от $\lambda 26$ до $\lambda 12 \text{ \AA}$.

Указаны переходы, соответствующие наблюдаемым линиям. Следует обратить внимание на присутствие лаймановских серий водородоподобных ионов NVII и OVIII. Фон — преимущественно постороннее УФ-излучение. Спектр получен 25 июля 1963 г. (По Блейку и др. [2].)

как это сделано для линий видимой области спектра в табл. 6.1. В качестве характерных представителей трех групп часто используются (в порядке возрастания степени возбуждения коронального вещества и его кинетической температуры) следующие линии: красная линия FeX $\lambda 6374 \text{ \AA}$, зеленая линия FeXIV $\lambda 5303 \text{ \AA}$ и желтая линия CaXV $\lambda 5694 \text{ \AA}$.

Более информативна и полезна классификация, основанная на тех закономерностях, которые заложены в структуре самих атомов. Начнем со спектров нейтральных атомов, — их можно воспроизводить и наблюдать в лабораториях. Затем рассчитаем на основании теоретических соображений, какой вид должны иметь при той же электронной конфигурации не воспроизводимые в лабораторных условиях спектры ионов с большими зарядами ядер, иначе говоря, ионов с большими атомными номерами, находящихся в более высоких стадиях ионизации. Например, H I, He II, Li III и т. д. имеют по одному связанному электрону, а He I, Li II, Be III и т. д. — по два связанных электрона. Ряды ионов, имеющих одно и то же число связанных электронов, но различные заряды ядра, называются изоэлектронными последовательностями. Спектры всех членов такой последовательности аналогичны, но с возрастанием заряда ядра сдвигаются все дальше в сторону коротких волн. Спектры ионов, потенциалы ионизации которых меньше нескольких сотен электронвольт, наблюдают в лабораториях и устанавливают закономерности, связывающие их со спектром нейтрального атома, находящегося в начале данной изоэлектронной серии. Затем экстраполируют свойства ионов с большими значениями потенциала ионизации. Такой (конечно, приближенный) способ исследования уменьшает теоретические трудности, связанные с тем, что многие элементы присутствуют в короне в различных стадиях ионизации.

Таблица 6.1

**Классификация корональных линий по их отношению
к солнечной активности**

Группа	Характеристика	Длина волны, Å	Ион	Потенциал ионизации, эВ
I	Очень сильные в эпоху минимума активности и в спокойных областях	3 533	VX	206
		3 987	FeXI	262
		6 374 (красная линия)	FeX	235
		7 892	FeXI	262
II	Очень сильные в эпоху максимума активности и в активных областях	3 388	FeXIII	330
		3 643	NiXIII	350
		4 232	NiXII	321
		5 303 (зеленая линия)	FeXIV	355
		7 060	FeXV	390
		8 024	NiXV	430
		10 747	FeXIII	330
10 798	FeXIII	330		
III	Очень сильные в областях сильного возбуждения, например вблизи вспышек и над крупными пятнами	3 327	CaXII	592
		3 601	NiXVI	455
		4 086	CaXIII	655
		4 351	CoXV	412
		4 412	ArXIV	687
		5 446	CaXV	820
		5 694 (желтая линия)	CaXV	820
6 740	KXIV	717		

Распределение связанных электронов по энергетическим состояниям и символы этих состояний для первых тридцати элементов периодической системы приведены в табл. 6.2. Таблица прервана на атоме, имеющем 30 электронов, так как она уже включает все основные элементы, содержащиеся в Солнце, и вполне достаточна для наших целей. Если дополнить ее элементами, имеющими более 30 электронов, то для перечисления основных электронных конфигураций к ней придется добавить еще семь больших столбцов — от *K* до *Q*.

При описании энергетических состояний многоэлектронных атомов мы будем основываться на том, что нам уже известно об одноэлектронном атоме (см. разд. 4.5), и пользоваться той же терминологией. Конфигурация связанного электрона характеризуется прежде всего значением главного, или полного, квантового числа, определяющего энергию и размер орбиты

Таблица 6.2
Электронные конфигурации первых 30 элементов

Элемент	z	K			L			M			N				Основной уровень
		1s	2s	2p	3s	3p	3d	4s	4p	4d	4f				
H	1	1												$2S_{1/2}$	
He	2	2													$1S_0$
Li	3	2	1											$2S_{1/2}$	
Be	4	2	2												$1S_0$
B	5	2	2	1										$2P_{1/2}$	
C	6	2	2	2											$3P_0$
N	7	2	2	3										$4S_{3/2}$	
O	8	2	2	4											$3P_2$
F	9	2	2	5										$2P_{3/2}$	
Ne	10	2	2	6											$1S_0$
Na	11	2	2	6	1									$2S_{1/2}$	
Mg	12	2	2	6	2										$1S_0$
Al	13	2	2	6	2	1								$2P_{1/2}$	
Si	14	2	2	6	2	2									$3P_0$
P	15	2	2	6	2	3								$4S_{3/2}$	
S	16	2	2	6	2	4									$3P_2$
Cl	17	2	2	6	2	5								$2P_{3/2}$	
Ar	18	2	2	6	2	6									$1S_0$
K	19	2	2	6	2	6		1						$2S_{1/2}$	
Ca	20	2	2	6	2	6		2							$1S_0$
Sc	21	2	2	6	2	6	1	2						$2D_{3/2}$	
Ti	22	2	2	6	2	6	2	2							$3F_2$
V	23	2	2	6	2	6	3	2						$4F_{3/2}$	
Cr	24	2	2	6	2	6	5	1							$7S_3$
Mn	25	2	2	6	2	6	5	2						$6S_{3/2}$	
Fe	26	2	2	6	2	6	6	2							$5D_4$
Co	27	2	2	6	2	6	7	2						$4F_{9/2}$	
Ni	28	2	2	6	2	6	8	2							$3F_4$
Cu	29	2	2	6	2	6	10	1						$2S_{1/2}$	
Zn	30	2	2	6	2	6	10	2							$1S_0$

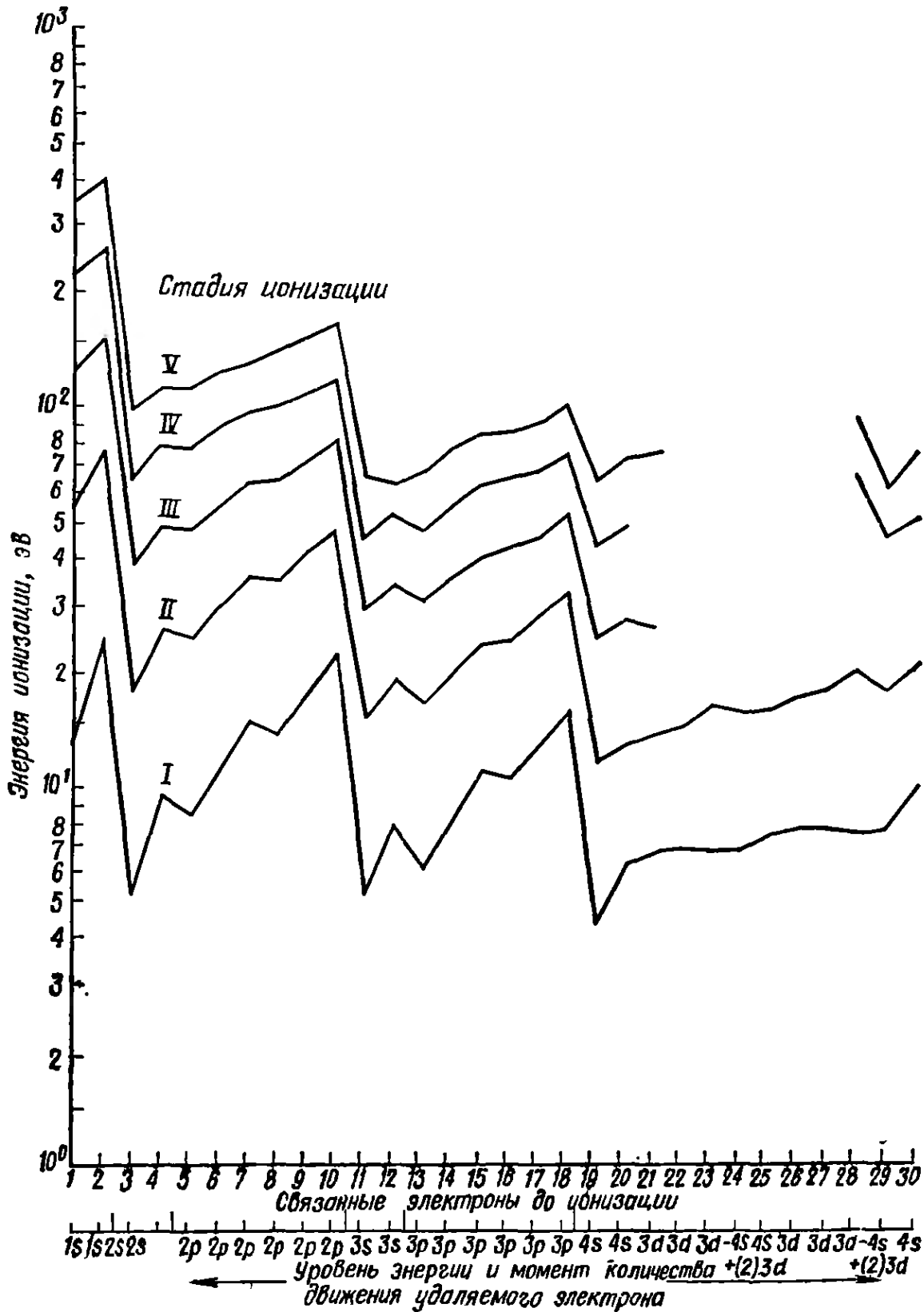
этого электрона. В порядке возрастания главного квантового числа (т. е. увеличения энергии и размера орбит электронов) состояния атома обозначаются буквами K, L, M, N, \dots ; главное квантовое число равно 1 в состоянии K , 2 в состоянии L , 3 в состоянии M и 4 в состоянии N . Строчные буквы s, p, d и f соответствуют возрастающим значениям квантового числа l , определяющего орбитальный момент количества движения электрона относительно ядра; s означает, что орбитальный момент равен 0, p — что он равен 1, d — равен 2 и f — равен 3. Таким образом, электрон атома водорода, находящегося в основном состоянии, имеет конфигурацию $1s$, т. е. находится на орбите с наименьшим радиусом и имеет момент, равный нулю. Основная конфигурация HeI состоит из двух электронов в состоянии $1s$, различающихся только направлением спина. Электронную конфигурацию многоэлектронного атома по аналогии с одноэлектронным атомом можно охарактеризовать полным орбитальным моментом количества движения L (вместо момента l), полным моментом спина S (вместо s) и полным моментом количества движения J , зависящим от характера связи между S и L . Набор чисел $(^{2S+1})L_J$ полностью определяет состояние атома (см. последний столбец табл. 6.2). Полный орбитальный момент количества движения L обозначают теми же буквами (только прописными), что и орбитальные моменты l отдельных электронов: S означает, что $L = 0$, P — что $L = 1$, D — что $L = 2$ и F — что $L = 3$. Кажущееся отсутствие какого-либо порядка в расположении этих букв объясняется тем, что они были выбраны в соответствии с наблюдаемым характером спектральных линий, принадлежащих различным сериям, прежде чем был принят описанный порядок обозначения энергетических состояний атома. Линии некоторых серий резки (*sharp, S*), у других они размыты (*diffuse, D*); сильные, или главные, серии данного элемента были обозначены буквой P (*principal*), а фундаментальные — буквой F .

В дальнейшем было установлено, что эти серии соответствуют различным значениям полного момента количества движения атома, но обозначения сохранились. Основной терм атома железа имеет символ 5D_4 , что означает $L = 2$, $S = 2$ и $J = 4$. Вместо S приводится величина $2S + 1$, так как число возможных конфигураций спина электронов при одних и тех же значениях S и J составляет $2S + 1$. Эту величину называют мультиплетностью, или числом различных термов в одной и той же конфигурации (число состояний в состоянии). Однако если $L < S$, то мультиплетность электронной конфигурации определяется числом $2L + 1$.

Порядок заполнения электронных состояний при возрастании числа электронов в атоме, указанный в табл. 6.2,

определяется двумя принципами. Первый из них — принцип запрета Паули, который в применении к атому утверждает, что два электрона не могут находиться в одном и том же состоянии, иначе говоря, каждый электрон должен отличаться от всех остальных электронов по меньшей мере одним из значений n , l , m_l и m_s , где m_l и m_s — проекции l и s на произвольно выбранные направления. У одноэлектронного атома каждому значению n соответствуют $2n^2$ различных наборов значений l , m_l и m_s (разд. 4.5). Этот принцип определяет также и число возможных электронных состояний многоэлектронного атома. Вторым принципом утверждается, что состояния с меньшей энергией заполняются раньше. Следовательно, прежде всего заполняется двумя электронами с противоположно направленными спинами оболочка K (конфигурация атома гелия). Затем заполняется оболочка L , которая может содержать восемь электронов (до неона включительно). Далее заполняется субоболочка $3s + 3p$, являющаяся частью оболочки M (аргон, табл. 6.3). Первые 18 электронов вплоть до аргона добавляются в той последовательности, которой мы ожидали, — состояния заполняются в порядке возрастания их энергии. Однако следующий электрон имеет конфигурацию $4s$, а не $3d$. Это объясняется тем, что электрон $4s$, у которого орбитальный момент количества движения равен нулю, проникает во внутренние электронные оболочки, обычно экранирующие внешний электрон от сильного поля ядра. Поэтому энергия электрона $4s$ меньше и он связан более прочно, чем электрон $3d$.

Все эти сведения мы привели для того, чтобы объяснить сходство между ионами, имеющими одно и то же число связанных электронов, но различные заряды ядер. Потенциалы ионизации таких ионов, как видно из рис. 6.33, ведут себя аналогично. Кривые, представляющие зависимость потенциалов ионизации от числа связанных электронов, почти параллельны друг другу, но с повышением стадии ионизации сдвигаются в область более высоких значений энергии. Бросаются в глаза сравнительно большие значения потенциалов ионизации ионов, имеющих те же электронные конфигурации, что и инертные газы (полностью заполненные субоболочки, некоторые из них приведены в табл. 6.3), а также невысокие потенциалы у конфигураций, подобных конфигурациям щелочных металлов (один электрон вне полностью заполненной субоболочки). Электроны, обладающие одним и тем же моментом количества движения (например, шесть электронов $3p$ аргона), испытывают одинаковое воздействие поля ядра, так как все они находятся на примерно одинаковом расстоянии от ядра. Поэтому соответствующий потенциал ионизации велик. Однако, когда вне заполненной оболочки находится всего один электрон, например



Р И С. 6.33. Подобие кривых, представляющих зависимость энергии ионизации от числа связанных электронов для семейств ионов, находящихся в одной и той же стадии ионизации.

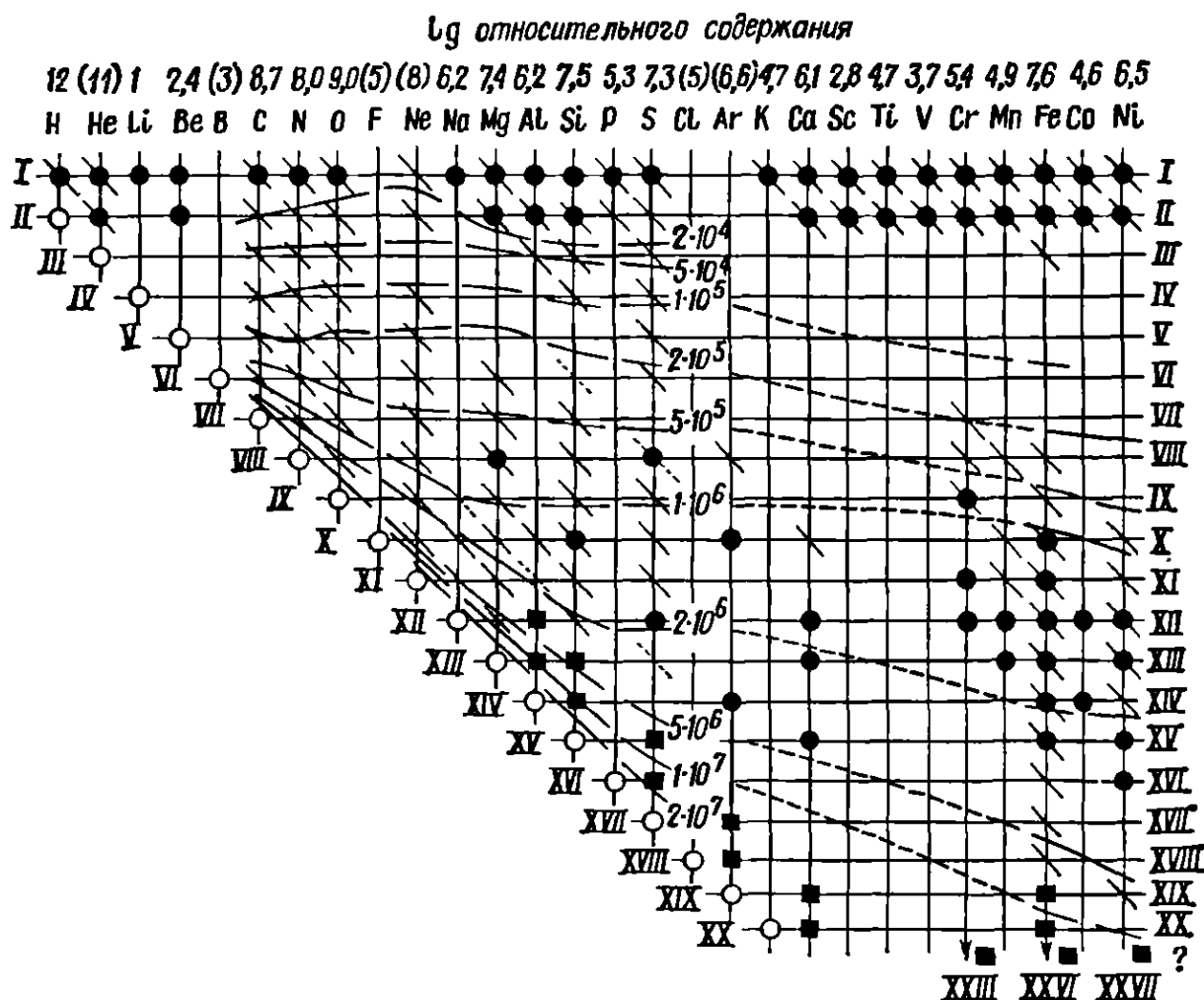
Когда заряд ядра увеличивается, а число связанных электронов остается неизменным, т. е. повышается стадия ионизации, кривые перемещаются в область более высоких энергий, не изменяя своей формы,

Таблица 6.3

Инертные газы

Элемент	Полное число электронов	Число электронов в субоболочке	Заполненная субоболочка
He	2	2	1s
Ne	10	8	2s + 2p
Ar	18	8	3s + 3p
Kr	36	18	3s + 3p + 4p

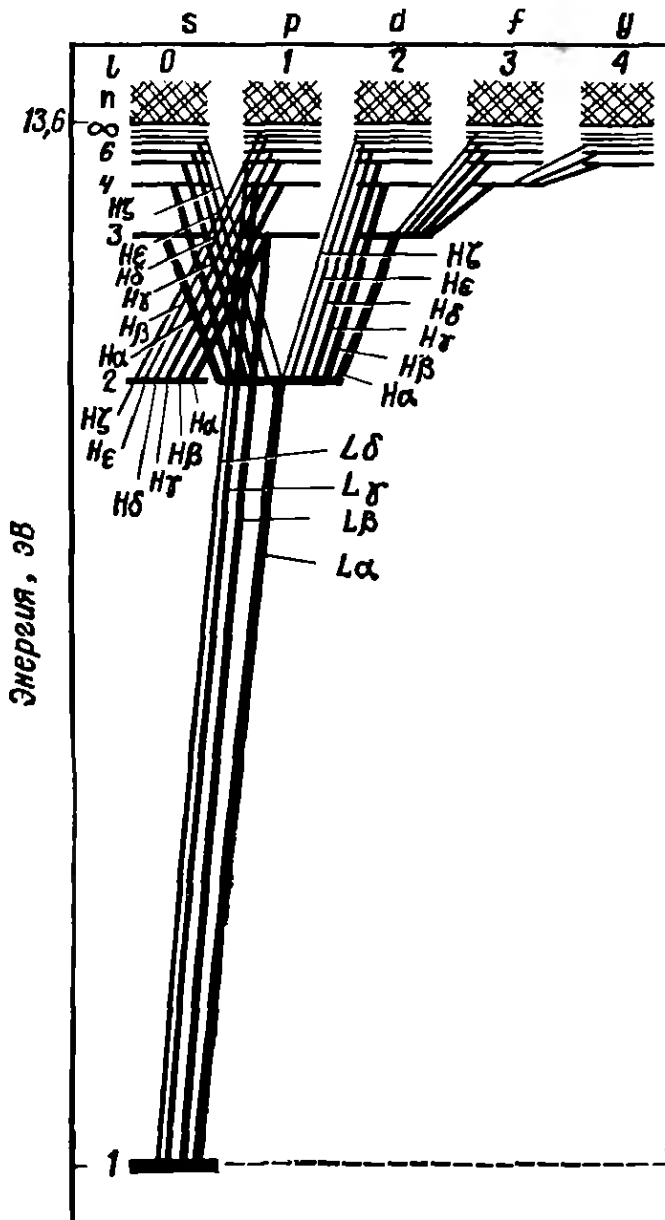
электрон 4s калия, он очень хорошо заэкранирован от поля ядра внутренними электронами, и удалить его нетрудно. Неко-



Р И С. 6.34. Атомы и ионы, наблюдаемые на Солнце.

Изоэлектронные последовательности идут от верхнего левого края к нижнему правому под углом 45° . Во многих последовательностях имеются пробелы, соответствующие элементам с малыми относительными содержаниями. К последовательностям с редко наблюдаемыми членами относятся неоноподобная и обладающая сложными спектрами фтороподобная. (По Тауси, Морская исследовательская лаборатория)

\ — наблюдается в далекой УФ-области; ● — $\lambda > 2500 \text{ \AA}$, наблюдается; ○ — полная ионизация; ■ — во время вспышек, кривые — температура, соответствующая максимальному содержанию иона,



Р И С. 6.35. Диаграмма энергетических уровней атома водорода.

Согласно квантовой механике, возможны лишь такие переходы между энергетическими состояниями, при которых l меняется на ± 1 . Так, серия Лаймана ($L\alpha, L\beta, \dots$) возникает только при переходах от $p(l=1)$ к $s(l=0)$. Для серии Бальмера ($H\alpha, H\beta, \dots$) есть три возможности: $p \rightarrow s, s \rightarrow p, d \rightarrow p$.

торые из ионов, линии излучения которых присутствуют в спектре Солнца, перечислены на рис. 6.34. Приведенный там список ионов не полон и может служить лишь для общего ознакомления.

Электронные переходы в ионах, имеющих одно и то же число связанных электронов, но различные заряды ядер, также аналогичны. Самая простая изоэлектронная последовательность состоит из водородоподобных, или одноэлектронных, ионов. Наиболее сильная линия излучения водорода — линия Лайман α , $L\alpha$ $\lambda 1216 \text{ \AA}$, возникает при переходе электрона $2p$ на основной уровень $1s$ (рис. 6.35). Поскольку энергетические уровни одноэлектронного атома пропорциональны z^2 , линии $L\alpha$ других водородоподобных ионов имеют длину волны $1216/z^2 \text{ \AA}$. Линии $L\beta$ находятся у $\lambda 1026/z^2 \text{ \AA}$, а линии Бальмер α — у $\lambda 6563/z^2 \text{ \AA}$. Линии $L\alpha$ и $L\beta$ некоторых элементов, приведены в табл. 6.4, включающей лишь небольшую часть всех наблюдаемых линий.

Таблица 6.4
Наблюдаемые линии $L\alpha$ и $L\beta$

F	Ион	$L\alpha$ ($1s-2p$) $1215,7/z^2, \text{ \AA}$	$L\beta$ ($1s-3p$) $1025,7/z^2, \text{ \AA}$
1	HI	1215,7	1025,7
2	HeII	303,9	256,3
6	CVI	33,8	28,5
7	NVII	24,8	20,9
8	OVIII	19,0	16,0

Наблюдаемые профили линий $L\alpha$ и $L\beta$ водорода, проинтегрированные по всему диску Солнца, показаны на рис. 6.36. Эти линии возникают в верхней части хромосферы, центральные впадины объясняются поглощением в находящих выше более холодных спикулах. В данном случае доплеровская ширина, создаваемая поглощающим газом, заметно меньше той, которую создает излучающий газ.

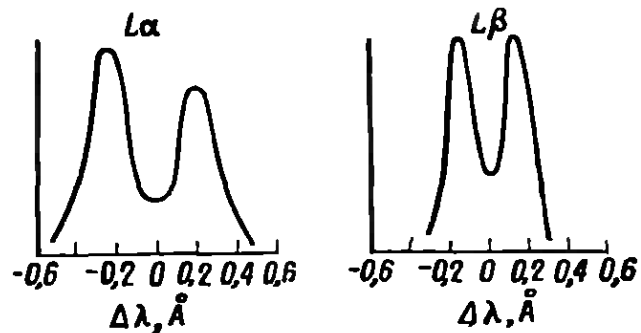
Спектры двухэлектронных гелиеподобных ионов уже не удается связать со спектром нейтрального атома столь простыми соотношениями, содержащими только z , так как присутствие второго электрона создает осложняющие квантовомеханические эффекты. Однако аналогичные переходы все же существуют, они приведены в табл. 6.5. Особенность солнечного спектра состоит в том, что линии ионов, подобных инертным газам, включая гелиеподобные ионы, очень слабы, хотя содержания этих ионов в Солнце велики. Их сравнительно большая концентрация объясняется высокими потенциалами ионизации, т. е. устойчивостью по отношению к следующей ионизации. Од-

Таблица 6.5
Наблюдаемые линии гелиеподобных ионов

Переход	Ионы	Длина волны, \AA
$1s^2 - 1s2p$	HeI	584,4
	OVII	21,7/21,6
$1s^2 - 1s3p$	HeI	537,1
	OVII	18,6
$1s^2 - 1s4p$	HeI	522,2
	NVI	23,2
	OVII	17,7

Р И С. 6.36. Профили линий $L\alpha$ и $L\beta$ серии Лаймана, пронтегррированные по диску Солнца.

Зарегистрированы 22 авг. 1962 г. (По Таусн, Морская исследовательская лаборатория.)

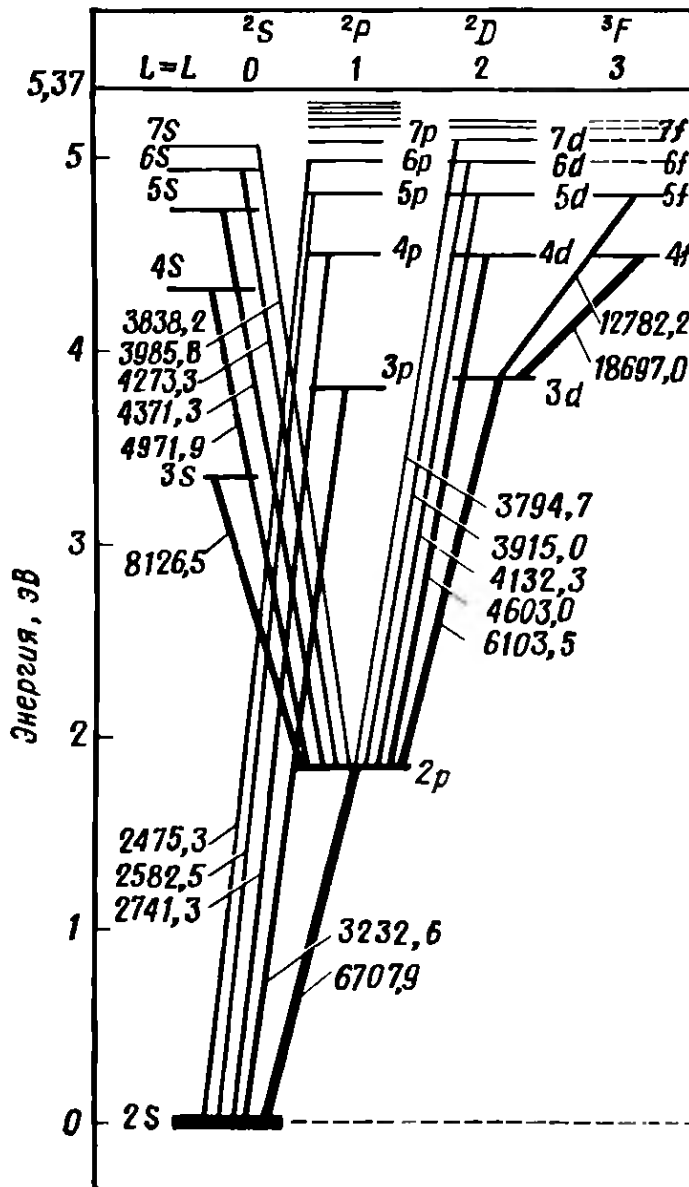


нако для возбуждения ионов, подобных инертным газам, также требуется очень большое количество энергии, поэтому интенсивности их линий невелики. Наиболее распространенные из этих

Таблица 6.6

Изоэлектронные последовательности, наблюдающиеся в спектре Солнца

Изоэлектронные ионы	Характеристика
Один оптический электрон, ионы легко возбуждаются и наблюдаются хорошо	
Водородоподобные: H I, He II, C VI, N VII, Ne X, Mg XII, Si XIV	Относительно простые спектры одноэлектронных атомов, $\lambda \sim z^{-2}$, сильные резонансные линии
Литнеподобные: Li I, C IV, N V, O VI, Ne VIII, Mg X, Si XII	Один электрон $2s$, резонансные линии — сильный дублет при переходе $2s - 2p$
Натриеподобные: Na I, Mg II, Si IV	Один электрон $3s$, резонансные линии — сильный дублет при переходе $3s - 3p$
Кальциеподобные: Ca I, Ca II	Один электрон $4s$, резонансные линии — сильный дублет при переходе $4s - 4p$
Заполненные оболочки, устойчивые ионы, наблюдаются с трудом	
Гелиеподобные: He I, C V, N VI, O VII, Ne IX, Mg XI, Si XIII	Заполненная оболочка K
Неоноподобные: Ne I, Na II, Mg III	Заполненная оболочка L
Аргонподобные: Ar I, K II, Co III	Заполненная субоболочка $3s - 3p$, затем заполняется состояние $4s$ (калий), а не $3d$



Р И С. 6.37. Диаграмма энергетических уровней лития.

Следует обратить внимание на значительное различие энергий у конфигураций с одним и тем же главным квантовым числом. $2s - 2p$, $3s - 3p$, $4s - 4p$ и т. д.

ионов, а также члены некоторых других изоэлектронных последовательностей, играющих важную роль в атмосфере Солнца, перечислены в табл. 6.6.

Трехэлектронные литиеподобные ионы сильно отличаются по своим свойствам от гелиеподобных. Для возбуждения и ионизации единственного электрона, находящегося вне заполненной оболочки K , требуется относительно небольшое количество энергии. Хотя это и означает, что литиеподобные ионы немногочисленны, те из них, которые все же существуют, образуют легко наблюдаемые линии. Поскольку содержания элементов Li , Be и B в Солнце невелики, линии этих элементов наблюдаются редко, и CIV , NV и OVI — первые литиеподобные ионы, дающие достаточно сильное излучение. Согласно рис. 6.24, ионы OVI могут существовать в заметном количестве при очень разнообразных значениях температуры. Длинный хвост их распределения в области больших значений температуры объясняется тем,

что при высокой температуре становится очень эффективной диэлектронная рекомбинация гелиеподобных ионов OVII, так как появляются высокоэнергичные электроны, способные возбудить ионы OVII до энергии 559 эВ (Козловский и Зирин [12]). Поэтому вполне вероятно, что все ионы, подобные щелочным металлам, могут существовать при очень высоких температурах. Как и следовало ожидать, самые сильные линии излучения литиеподобных ионов возникают при переходах с первого возбужденного уровня на основной. Этот переход $2s-2p$ показан на рис. 6.37, свидетельствующем о сходстве между энергетическими уровнями лития и водорода (рис. 6.35). Однако в атоме лития, в отличие от атома водорода, электрон, находящийся вне заполненной оболочки K (оптический, или излучающий, электрон), может проникать во внутреннюю электронную оболочку и сильнее притягивается к ядру. Поэтому электрон в конфигурации $2p$ обладает значительно большей энергией, чем в конфигурации $2s$, и при переходе $2s-2p$ в спектрах всех литиеподобных ионов возникает очень интенсивная линия. В табл. 6.7, где приведены длины волн этой резонансной линии, отмечено, что она представляет собой дублет, в котором расстояние между составляющими возрастает с увеличением заряда ядра. Согласно формуле (4.81), величина энергии взаимодействия магнитного момента и магнитного поля зависит от их взаимной ориентации. Расщепление электронного термина $2p$ возникает потому, что его энергия различна при двух возможных ориентациях магнитного момента спина электрона по отношению к магнитному полю, возникающему вследствие орбитального движения электрона, иначе говоря, потому, что имеет два возможных значения квантовое число J . Было установлено, что существует сильная корреляция между излучением корональных ионов в

Таблица 6.7

Наблюдаемые резонансные линии ($2s-2p$)
литиеподобных ионов

Ион	Длина волны, Å
LiI	6708,0/6707,8
CIV	$\approx 1548/\approx 1545$
NV	1242,8/1238,8
OVI	1037,6/1031,9
NeVIII	780,3/770,4
MgX	625,3/609,8
SiXII	521,1/499,4

далекой ультрафиолетой области спектра и интенсивностью рассеянного света короны *K*. Кроме того, области сильного и слабого излучения литиеподобных ионов не различаются заметным образом по температуре. Следовательно, интенсивность излучения этих ионов может служить мерой значения N_e^2 — квадрата электронной концентрации на лучезрении (Уизбро [28]). Исходя из относительной интенсивности излучения Si XII ($\lambda 499 \text{ \AA}$) и Mg X ($\lambda 625 \text{ \AA}$), Уизбро получил для температуры короны значение $1,8 \cdot 10^6 \text{ K}$.

Спектры других ионов, подобных щелочным металлам, сходны со спектрами литиеподобных ионов. Некоторые из их характерных особенностей указаны в табл. 6.6. Резонансная линия Na I, соответствующая переходу оптического электрона $3s - 3p$, представляет собой очень сильный желтый дублет в видимой области спектра, называемый *D*-линией натрия. Эта линия, а также другие резонансные линии натриеподобных ионов, наблюдаемые в спектре Солнца, перечислены в табл. 6.8. Резонансная линия K I возникает при переходе $4s - 4p$, длины волн дублета составляют 7699,0 и 7644,9 \AA . Соответствующий дублет Ca II — это Ca H ($\lambda 3968 \text{ \AA}$) и Ca K ($\lambda 3934 \text{ \AA}$), одни из самых интенсивных линий в фраунгоферовом спектре Солнца; о них шла речь выше (рис. 4.32 и 4.33).

Большая часть излучения короны (см. таблицы в приложениях Б и В) создается ионами, имеющими от одного до трех оптических электронов вне заполненных оболочек, т. е. образующими изоэлектронные последовательности; линии их излучения, как было установлено выше, связаны между собой закономерным образом. Поскольку степень ионизации и, следовательно, излучение всякого элемента сильно зависят от кинетической температуры электронов в окружающем веществе и в меньшей степени от электронной концентрации, мы надеемся что будущие внеатмосферные наблюдения Солнца, подобные приведенным на рис. 6.19 и 6.25, но выполненные с большим спектральным и пространственным разрешением, намного расширят наши познания как о спокойном, так и об активном Солнце.

Таблица 6.8

Наблюдаемые резонансные линии ($3s - 3p$)
натриеподобных ионов

Ион	Длина волны, \AA
Na I	5895,9/5890,0
Mg II	2802,7/2795,3
Fe XVI	360,8/335,3

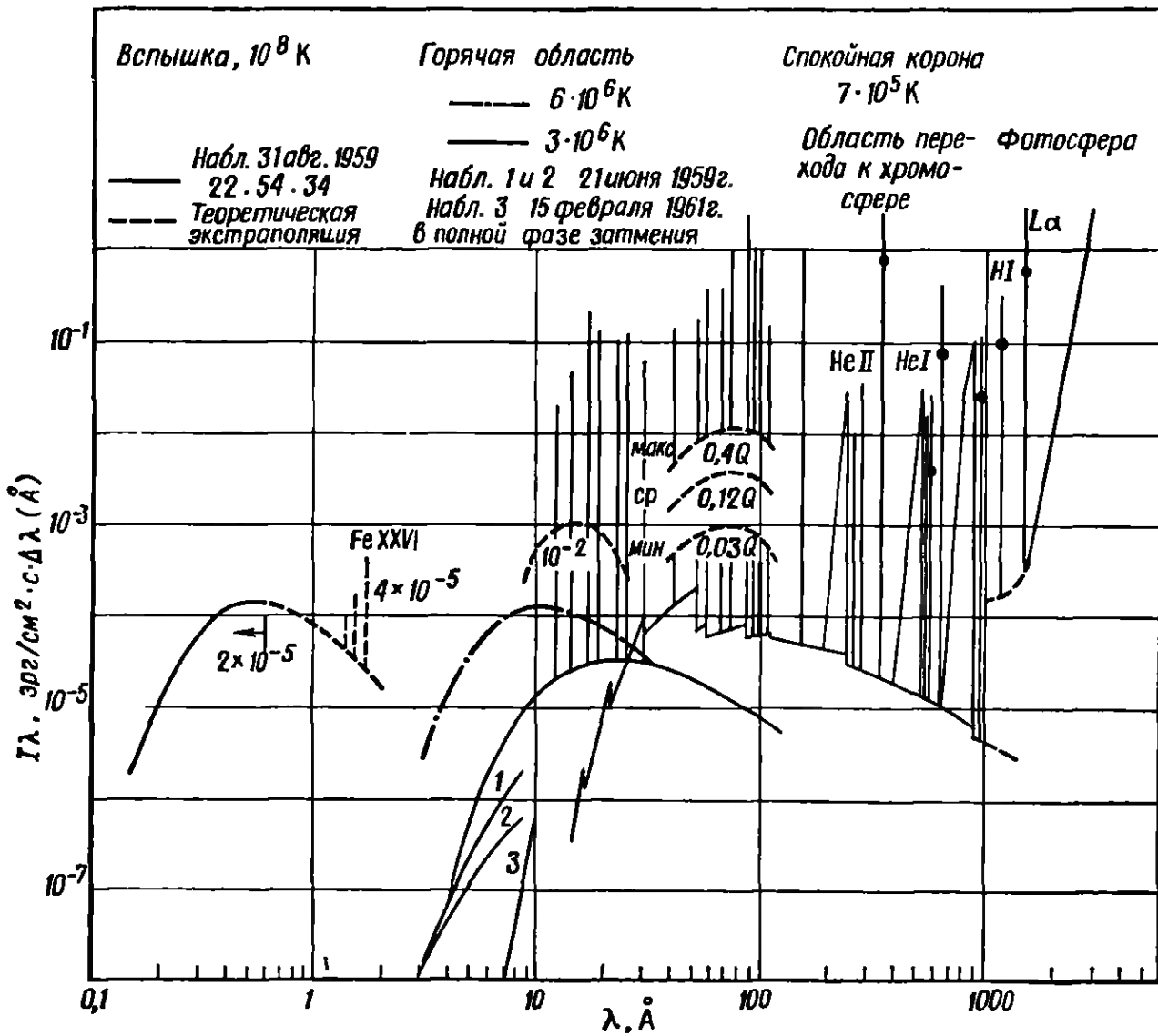
Непрерывное излучение короны

Характерной особенностью солнечного спектра (рис. 6.29), которую мы еще не рассматривали, является присутствие непрерывного излучения за пределами серии Лаймана (лаймановского континуума), простирающегося от $\lambda 912 \text{ \AA}$ до приблизительно $\lambda 600$ или 700 \AA . Лаймановский континуум — это свободно-связанное излучение, возникающее при соединении электронов и протонов в атомы H I. Когда протон рекомбинирует с электроном, не имеющим кинетической энергии, образуется атом H I в основном энергетическом состоянии и излучается фотон с энергией 13,59 эВ, соответствующей длине волны 912 \AA . Если кинетическая энергия рекомбинирующего электрона отлична от нуля, энергия излучаемого фотона больше, но вероятность рекомбинации меньше; в результате возникает спектр типа, изображенного на рис. 6.29. Сопоставив наблюдаемое излучение в лаймановском континууме с планковской кривой (4.11), мы найдем, что наклон наблюдаемой кривой соответствует температуре между 8000 и 9000 К, а абсолютное значение интенсивности — примерно 6500 К. Это, возможно, объясняется тем, что в короне основной уровень водорода перенаселен по сравнению с возбужденными уровнями и ионизованным состоянием в 200 раз (Нойес и Калькофен [17]) и соответственно усилена поглощательная способность по сравнению с излучательной. Непрерывное излучение, подобное лаймановскому континууму водорода, должен создавать каждый ион, но из-за незначительности содержаний большинства ионов наблюдаются лишь немногие из таких континуумов. Континуум, излучаемый He I, простирается от $\lambda 505 \text{ \AA}$ (24,5 эВ) в сторону более коротких волн, его можно видеть на рис. 6.29.

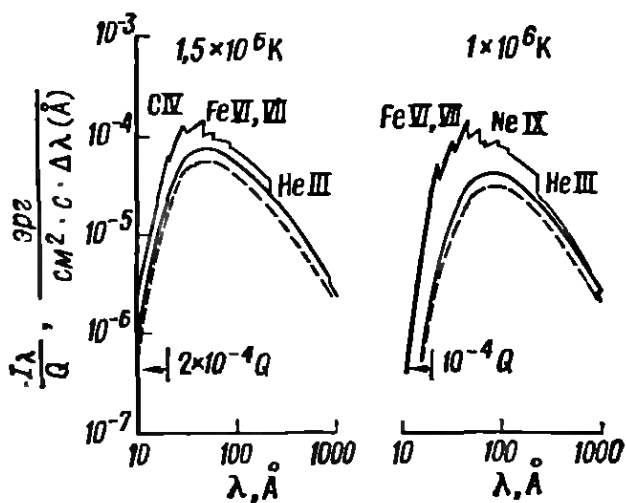
В области длин волн меньше 200 \AA становится существенным свободно-свободное, или тепловое тормозное излучение — один из основных механизмов отвода тепла из короны. Энергия, теряемая единицей объема короны в виде теплового тормозного излучения за единицу времени в единичном интервале длин волн в единичный телесный угол, составляет

$$j_{\lambda} = 1,7 \cdot 10^{-23} \left(\frac{10^6}{T_e} \right)^{1/2} \left(\frac{GF}{\lambda^2} \right) N_e N_i e^{-hc/\lambda k T_e}, \quad (6.32)$$

где j_{λ} имеет размерность эрг/см³·с·Å·стерад, N_e и N_i рассчитаны на 1 см³, T_e измеряется в К, λ — в Å, а GF — множитель Гаунта, который обычно близок к единице. Таким образом, тепловое тормозное излучение пропорционально функции $\exp(-hc/\lambda k T_e)/\lambda^2$, имеющей максимум при $\lambda = hc/2kT_e$, т. е. $\lambda = 72 \text{ \AA}$ для $T_e = 10^6 \text{ К}$. На рис. 6.38 и 6.39 представлено излучение солнечной короны, рассчитанное Эльвертом [7]. Мы



Р И С. 6.38. Наблюдаемое и рассчитанное излучение Солнца. (По Эльверту [7].)



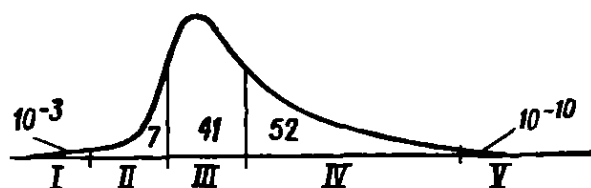
Р И С. 6.39. Непрерывное излучение короны. (По Эльверту [7].)

видим, что спокойная корона с температурой 10^6 К должна создавать значительное непрерывное излучение в интервале длин волн 20—200 Å. Кроме того, в очень горячих областях (вспышки), где температура достигает 10^8 К, должно наблюдаться излучение в линии $L\alpha$ водородоподобного иона FeXXVI на длине волны 1,8 Å.

6.4. РАДИОКОРОНА

Корона, наблюдаемая в радиоизлучении, во многих отношениях аналогична короне, наблюдаемой в рентгеновских лучах, т. е. на другом конце спектра. И в том, и в другом случае полное количество излучаемой энергии невелико (рис. 6.40), однако заключает в себе много ценных сведений о состоянии вещества короны. Далее, тормозное излучение — основной источник рентгеновского излучения — создает также почти весь радиоспектр. В остальном солнечном спектре, заключенном между этими двумя областями, преобладают другие механизмы излучения. Третья общая особенность состоит в том, что как в рентгеновских лучах, так и в радиоизлучении корону можно наблюдать на фоне солнечного диска, ибо ни фотосфера, ни нижняя хромосфера не создают сколько-нибудь заметного излучения в этих областях спектра. И даже если бы они излучали в радиодиапазоне, то это излучение, вероятнее всего, не наблюдалось бы, потому что корона непрозрачна для большинства радиоволн, идущих снизу. И, наконец, если мы наблюдаем в ультрафиолетовых и рентгеновских лучах, то, вообще говоря, чем больше мы удаляемся от видимой области спектра, тем выше слои солнечной атмосферы, излучение которых мы регистрируем. Соответственно в радиодиапазоне чем больше длина волны, тем выше расположен излучающий слой.

Однако наблюдения в радиодиапазоне все же во многих отношениях отличаются от наблюдений в далеком ультрафиолете и рентгене. В корональном газе показатель преломления для радиоволн может быть намного меньше единицы или иметь мнимое значение. Поэтому радиоизлучение может распространяться по искривленным вследствие рефракции траекториям или не



Р И С. 6.40. Распределение энергии в спектре Солнца.

Числа означают долю (в процентах) полного излучения Солнца, приходящую на данную область спектра. Доля энергии, излучаемая в радиодиапазоне, рассчитана для полосы между λ 1 см и λ 20 м (По Смитту [25]) I — далекая УФ- и рентгеновская области, II — близкая УФ-область, III — видимая область, IV — ИК-область, V — область радиоизлучения.

распространяться совсем. Второе отличие (очень благоприятное для нас) состоит в том, что в земной атмосфере существует широкое окно прозрачности, пропускающее излучение в интервале длин волн от 1 см до 10 м. На этих волнах, как и в видимом свете, можно наблюдать Солнце прямо с поверхности Земли. Однако третье отличие, состоящее в том, что в радиодиапазоне крайне трудно добиться высокой разрешающей способности, мешает использовать это преимущество. Наименьшее угловое расстояние между точками, которые могут быть разрешены, ограничивается дифракцией и составляет приблизительно λ/D рад, где D — диаметр апертуры инструмента. Для того чтобы разрешить хотя бы само Солнце, т. е. видимый угол около 0,01 рад, требуется апертура диаметром приблизительно 100λ — условие, не создающее затруднений при наблюдении в видимом свете и на коротких волнах радиодиапазона; однако при длине волны, например, 1 м антенна должна иметь для этого диаметр 100 м. Чтобы разрешить отдельные образования на поверхности Солнца, требуются еще большие апертуры. Несмотря на изобретение многочисленных остроумных приспособлений и методов наблюдения, ограниченность разрешающей способности все еще остается препятствием, сильно затрудняющим интерпретацию радиоизлучения Солнца.

Излучение радиоволи

Для описания радиоизлучения Солнца можно вновь воспользоваться формулой (6.32), представляющей тепловое тормозное излучение, которая в этом случае может быть упрощена, так как $\exp(-hc/\lambda kT) \approx 1$. Когда газ имеет большую оптическую толщину, он излучает как абсолютно черное тело, а интенсивность излучения последнего в рассматриваемом интервале длин волн можно представить формулой Релея — Джинса (разд. 4.1)

$$B_{\lambda}(T_e) \approx \frac{2ckT_e}{\lambda^4}. \quad (4.16)$$

или

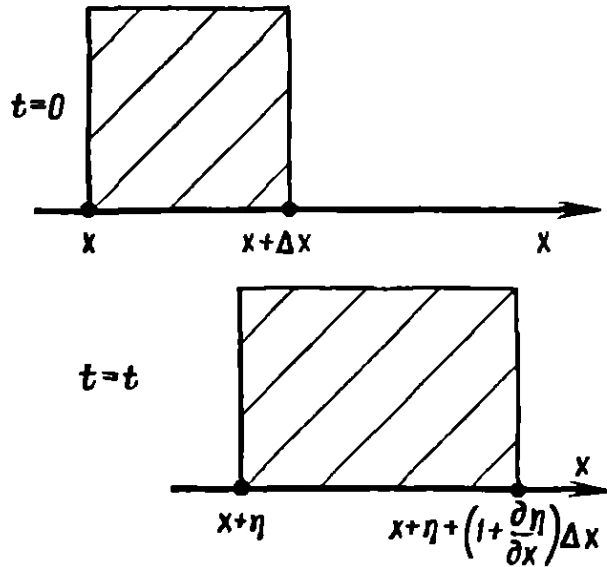
$$B_{\nu}(T_e) \approx \frac{2kT_e}{\lambda^2}. \quad (6.33)$$

Выражением (4.16) обычно пользуются для определения T_b — яркостной температуры радиоизлучения — даже в тех случаях, когда оптическая толщина источника излучения невелика. Таким образом,

$$I_{\lambda} \equiv B_{\lambda}(T_b) \quad (6.34)$$

или

$$T_b \equiv \frac{\lambda^4}{2ck} I_{\lambda}; \quad (6.35)$$



Р И С. 6.41. К выводу уравнения колебаний электронов в плазме.

яркостная температура T_b может быть меньше кинетической T_e , но не может превосходить ее.

В радиодиапазоне имеется некая критическая частота f_p , называемая плазменной частотой, значение которой определяется электронной плотностью среды, в которой распространяется волна. Если частота электромагнитной волны близка к f_p , то направление распространения волны испытывает значительные изменения. f_p — это собственная частота корональной плазмы, т. е. частота, с которой все электроны плазмы могут колебаться одновременно относительно ионов. Для простого одномерного случая уравнение колебания электронов и выражение для f_p можно вывести с помощью рис. 6.41. Пусть элемент электронного газа имел вначале длину Δx ; при смещении газа в направлении $+x$ на $\eta(x, t)$ она изменится на $(1 + \partial\eta/\partial x)\Delta x$. Соответствующее изменение электронной концентрации составит $-N_e \partial\eta/\partial x$. Когда электроны совершают быстрые колебания, ионы вследствие своей большой массы не принимают участия в их движении. Поэтому в результате одновременного смещения всех электронов возникает одноименный электрический заряд, равный $+eN_e \partial\eta/\partial x$. Этот заряд в свою очередь создает электрическое поле, которое противодействует движению электронов и стремится восстановить электрически нейтральное состояние. Следовательно,

$$\frac{\partial(\epsilon_0 E)}{\partial x} = +eN_e \frac{\partial\eta}{\partial x}; \quad (6.36)$$

это уравнение легко интегрируется и дает

$$E = + \frac{eN_e}{\epsilon_0} \eta, \quad (6.37)$$

где E — электрическое поле, а ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума. Стационарное электрическое поле ($\eta = 0$) мы не

учитывали. Сила, действующая на один электрон. $-eE$ равна его массе, умноженной на ускорение:

$$m_e \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} + \frac{e^2 N_e}{\epsilon_0} \eta = 0. \quad (6.38)$$

Следовательно, плазменная частота равна

$$f_p = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{e^2 N_e}{\epsilon_0 m_e} \right)^{1/2}, \quad (6.39)$$

или численно

$$f_p = 9,0 N_e^{1/2} \text{ кГц}, \quad (6.40)$$

а соответствующая длина волны —

$$\lambda_p = \frac{1}{3} \cdot 10^7 N_e^{-1/2} \text{ см.} \quad (6.41)$$

Здесь концентрация N_e выражена в см^{-3} и предполагается, что скорость распространения волны равна скорости света в вакууме. На рис. 6.13 представлена зависимость плазменной частоты и плазменной длины волны от высоты в короне. Мы видим, что окно прозрачности земной атмосферы в области радиоволн (от ~ 1 см до 10 м) соответствует плазменным частотам хромосферы, а также внутренней и средней короны. Волны с частотой больше f_p (например, свет) могут беспрепятственно проходить через корону и выходить за ее пределы. А волны, частота которых меньше f_p , распространяться не могут, так как электронный газ быстро входит в резонанс и возникает пространственный заряд, противодействующий электрическому полю волны и уничтожающий его.

Существуют еще две частоты, влияющие на распространение радиоволн, правда, в меньшей степени и более сложным путем. Первая — это частота столкновений электронов, которая определяет вероятность возникновения теплового тормозного излучения. От нее зависит также, насколько быстро становится хаотическим когерентное движение электронов, вызванное распространением волны, иначе говоря, насколько быстро превращается в тепло энергия волны. Вторая — гиромангнитная частота f_m , это частота, с которой обращается вокруг магнитной силовой линии электрон, движущийся по винтовой линии. Центроостремительное ускорение, испытываемое электроном, приводит к испусканию синхротронного излучения. Чтобы найти гиромангнитную частоту, следует приравнять центробежную силу, действующую на электрон, который движется по винтовой линии, $m_e \omega_e V$ центроостремительной силе eVB , где V — составляющая скорости, перпендикулярная направлению магнитного поля, а ω_e — угловая

скорость обращения вокруг магнитной силовой линии. Таким образом, гиромагнитная частота равна

$$\begin{aligned} f_m &= \frac{1}{2\pi} \frac{eB}{m_e}, \\ f_m &= 2,8B \text{ МГц}, \end{aligned} \quad (6.42)$$

где напряженность B выражена в Гс. В короне гиромагнитная частота f_m , как правило, значительно меньше, чем f_p , и ее влияние на показатель преломления невелико повсюду, кроме областей над крупными солнечными пятнами.

Распространение радиоволн

Траектория радиоволны зависит от того, насколько сильно изменяет электронный газ фазовую скорость волны. Фазовая скорость определяется выражением

$$\frac{V}{c} = \left[1 - \left(\frac{f_p}{f} \right)^2 \right]^{-1/2}, \quad (6.43)$$

а показатель преломления —

$$\begin{aligned} \mu &\equiv \frac{c}{V}, \\ \mu &= \left[1 - \left(\frac{f_p}{f} \right)^2 \right]^{1/2}. \end{aligned} \quad (6.44)$$

При $f < f_p$ фазовая скорость и показатель преломления имеют мнимые значения, и распространение волны невозможно; при $f > f_p$ скорость увеличивается с возрастанием f_p , которое в свою очередь обусловлено возрастанием N_e . Поэтому траектории радиоволн, могущих распространяться в короне, всегда имеют точки поворота. На рис. 6.42 изображены траектории, вдоль которых возникают наблюдаемые параллельные лучи. Ближе всех подходит к Солнцу луч, приходящий к наблюдателю из видимого центра диска, — он поворачивает на высоте, где $f = f_p$. Таким образом, наблюдаемые радиоволны в отличие от излучения в других областях спектра возникают не только на луче зрения. Следует принимать во внимание излучение и поглощение в каждой точке искривленной траектории. По аналогии с уравнением переноса излучения, рассмотренным в разд. 4.1 [уравнение (4.7)], представим распространение радиоизлучения уравнением

$$\mu^2 d \frac{I_\lambda}{\mu^2} = (j_\lambda - \kappa_\lambda I_\lambda) \rho ds, \quad (6.45)$$

где коэффициент поглощения κ_λ связан с j_λ соотношением, справедливым для состояния термодинамического равновесия:

$$\frac{j_\lambda}{\kappa_\lambda} = \mu^2 B_\lambda(T_e). \quad (6.46)$$

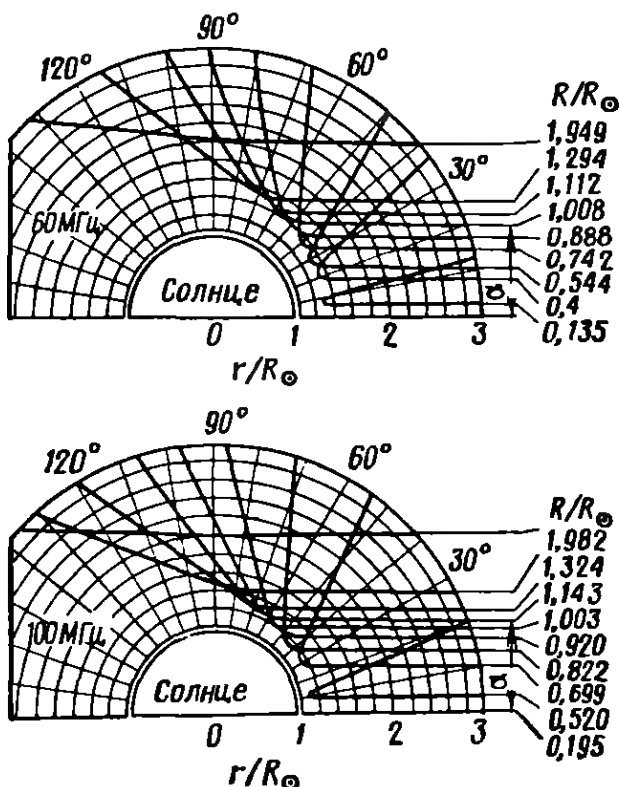
В радиодиапазоне это равенство выполняется также и при отсутствии термодинамического равновесия, так как излучение и поглощение теплового тормозного излучения зависят только от свойств электронного газа, в котором должно существовать некое равновесное распределение скоростей, определяемое кинетической температурой T_e . Если ввести в уравнение переноса оптическую глубину вдоль траектории луча, оно примет вид

$$\mu^2 \frac{d(I_\lambda/\mu^2)}{d\tau_\lambda} = - \left(\frac{j_\lambda}{\kappa_\lambda} - I_\lambda \right). \quad (6.47)$$

где

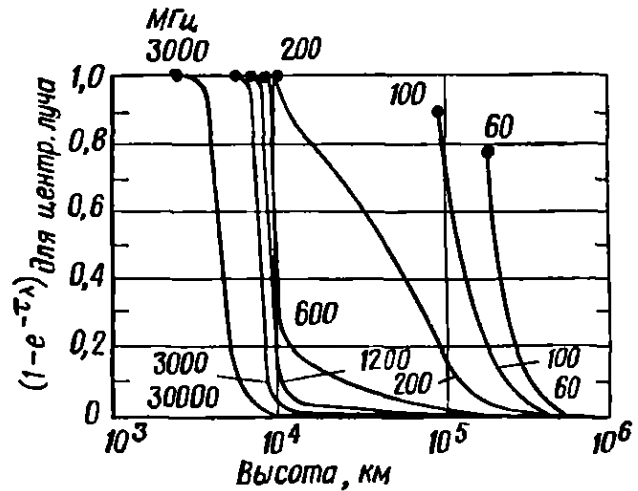
$$\tau_\lambda = \int_s^\infty \rho \kappa_\lambda ds. \quad (6.48)$$

Интегрирование производится вдоль траектории луча от самого удаленного источника в точке s до наблюдателя в $s = \infty$. При $\mu = 1$ эти соотношения сводятся к выведенным выше. Для случая, изображенного на рис. 6.42, где волны возникают в беско-



Р И С. 6.42. Траектории радиоволн в солнечной короне. (По Кунду [14].)

Р И С. 6.43. Отношение излучения короны к излучению абсолютно черного тела для центрального луча. (По Позн и Смерду [21].)



нечности с нулевой интенсивностью и наблюдаются в точке ($\tau = 0$, $\mu = 1$), решение уравнения (6.47) имеет вид

$$I_{\lambda} = \int_0^{\tau_{\lambda}} B_{\lambda}(T_e) e^{-\tau_{\lambda'}} d\tau_{\lambda'}; \quad (6.49)$$

при выводе этого выражения было использовано равенство (6.46). Следовательно, наблюдаемая интенсивность представляет собой сумму вкладов, вносимых всеми излучающими элементами, расположенными вдоль траектории луча $[B_{\lambda}(T_e)]$, умноженных на долю $e^{-\tau_{\lambda'}}$ излучения, выходящего из элемента. Поскольку функция $B_{\lambda}(T_e)$ пропорциональна T_e (4.16), яркостная температура излучения, выходящего из Солнца, равна

$$T_b(\lambda) = \int_0^{\tau_{\lambda}} T_e(\tau_{\lambda'}) e^{-\tau_{\lambda'}} d\tau_{\lambda'}. \quad (6.50)$$

Если область, вносящая основной вклад в наблюдаемое излучение, изотермична, то

$$T_b(\lambda) = (1 - e^{-\tau_{\lambda}}) T_e. \quad (6.51)$$

Величина $(1 - e^{-\tau_{\lambda}})$ — отношение интенсивности выходящего излучения к интенсивности излучения абсолютно черного тела — представлена на рис. 6.43 для луча, приходящего к наблюдателю от центра солнечного диска. Мы видим, что при уменьшении частоты от 200 МГц (1,5 м) до 100 МГц (3,0 м) оптическая глубина перестает быть большой и излучение Солнца становится слабее, чем излучение абсолютно черного тела.

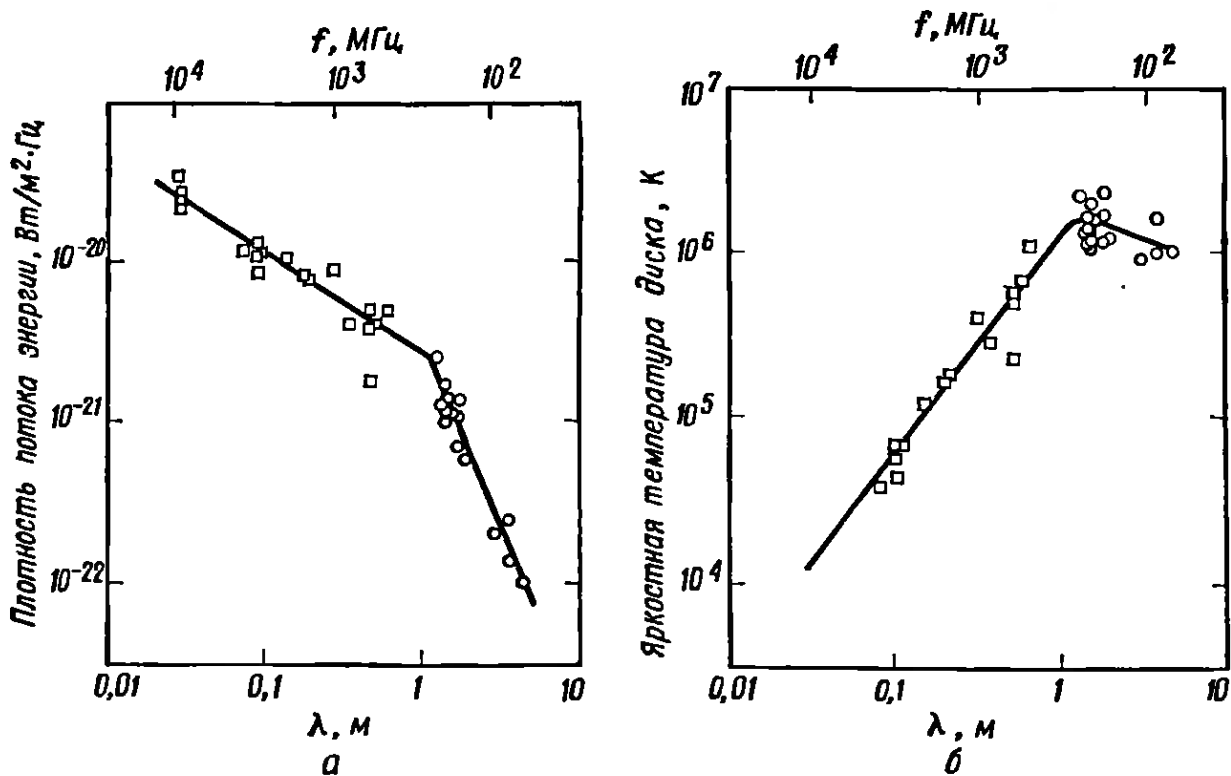


РИС. 6.44. Поток солнечной энергии и яростная температура Солнца как функции длины волны.

а — поток энергии в единичном интервале частот от всего диска Солнца. б — яростная температура Солнца, осредненная по диску (температура диска). (По Кунду [14].)

Температура диска

Яростная температура, осредненная по всему диску Солнца, T_d — часто употребляемая и легко наблюдаемая величина:

$$T_d = 2 \int_0^{\infty} T_b(\xi) \xi d\xi, \quad (6.52)$$

где $\xi = R/R_{\odot}$. Из графика $T_d(\lambda)$ на рис. 6.44, б видно, что T_d возрастает с λ до максимального значения $2 \cdot 10^6$ К на волне 2 м.

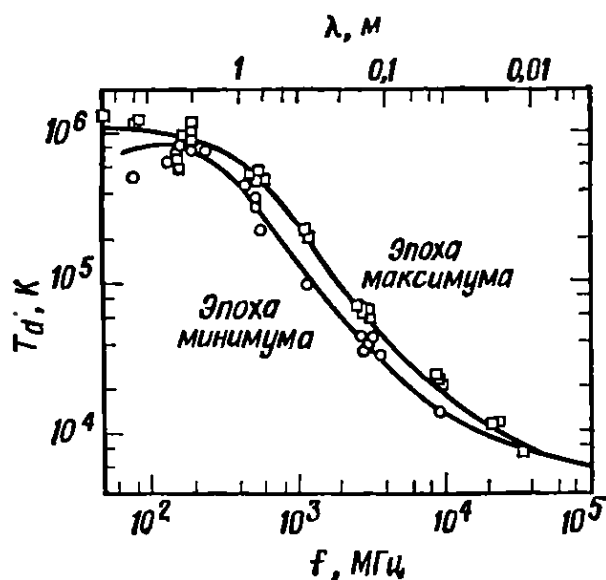
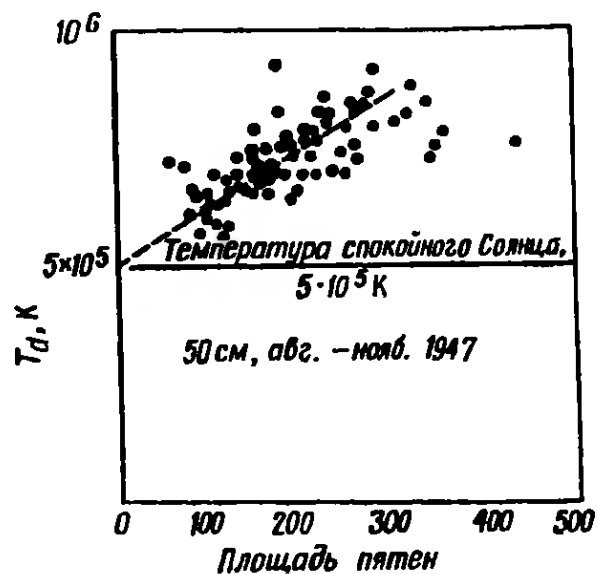
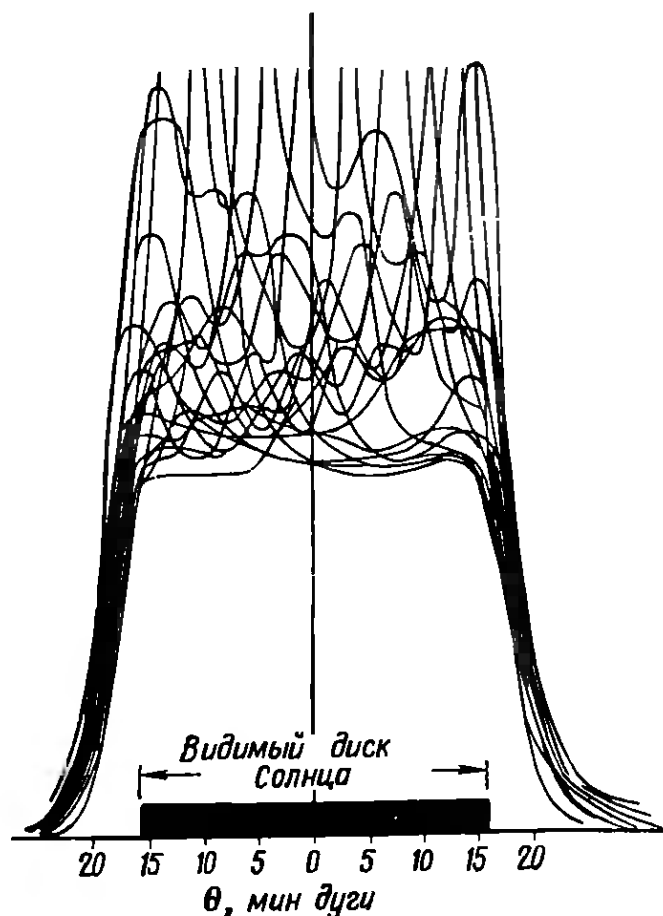


РИС. 6.45. Зависимость температуры диска от частоты для эпох максимума и минимума солнечной активности. (По Кунду [14].)

Р И С 6.46. Температура днска как функция площади солнечных пятен. Путем экстраполяции прямой к нулевому значению площади пятен можно найти температуру диска спокойного Солнца. Из предыдущего рисунка видно, что точность значений T_d между $4 \cdot 10^5$ и $6 \cdot 10^5$ К соответствует той, с которой может быть выполнена экстраполяция. (По Кунду [14].)



Излучение на длинах волн от 0,1 до 2 м (150 МГц) возникает в областях с большой оптической толщиной, поэтому при перемещении в более высокие слои атмосферы T_d возрастает вместе с T_e . При $\lambda > 2$ м излучающие слои становятся оптически тонкими (рис. 6.43) и T_d становится меньше T_e . Изменение T_d с фазой цикла солнечной активности показано на рис. 6.45. В эпоху максимума активности яркостная температура на длинах волн между 0,03 и 3 м, по-видимому, приблизительно в

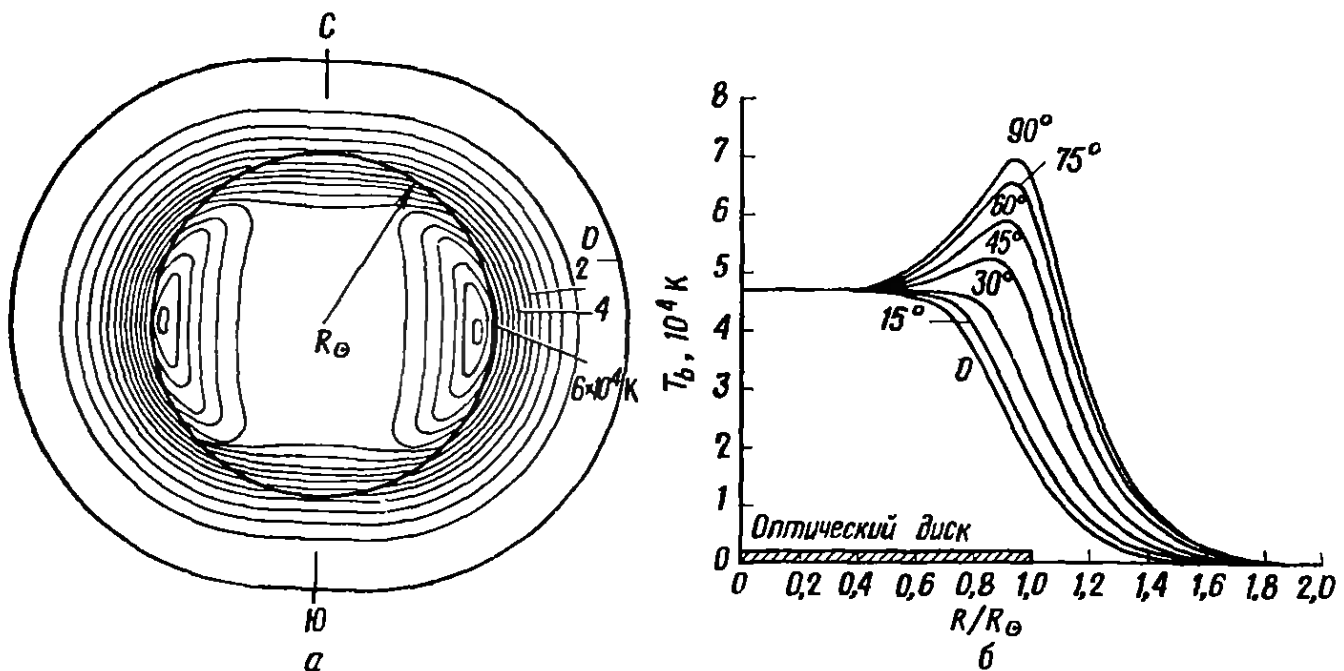


Р И С 6.47. Яркостная температура Солнца (результаты сканирования). (По Кунду [14].)

2 раза больше, чем в эпоху минимума. Расхождение между температурой эпох максимума и минимума начинается на длинах волн, превосходящих 3 м. Корреляция между яркостной температурой и солнечной активностью (площадью солнечных пятен, исправленной за эффект проекции) показана на рис. 6.46 для длины волны 50 см. Значение T_d для спокойного Солнца можно найти экстраполяцией к нулевой площади пятен. Таким путем получают приемлемые значения температуры на всех длинах волн, за исключением области $\lambda \geq 1$ м, где излучение активных областей намного превосходит излучение спокойного Солнца. Следует учитывать, что этот способ дает лишь верхние пределы значений температуры, так как на Солнце всегда могут быть флоккулы, в которых нет пятен. Другой способ определения температуры диска для спокойного Солнца состоит в наложении одномерных регистрограмм, полученных сканированием диска (рис. 6.47). Нижняя огибающая кривых соответствует температуре спокойного Солнца.

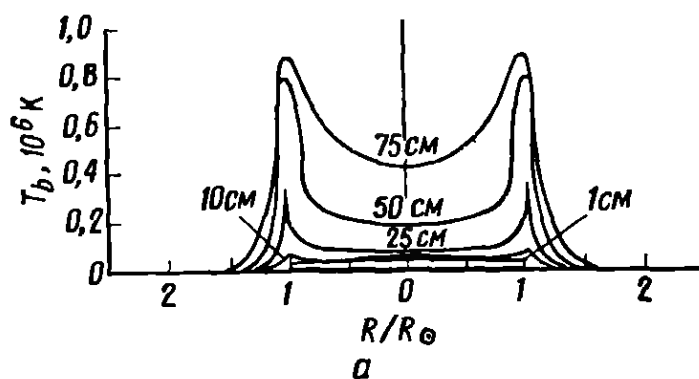
Наблюдения с большим пространственным разрешением

Значительно бóльшую информацию дают наблюдения, выполненные с разрешающей способностью, позволяющей различать отдельные области на диске Солнца. На рис. 6.48, а приведены изофоты радиояркости на длине волны 21 см, полученные с разрешающей способностью 4 мин дуги, а на рис. 6.48, б — из-

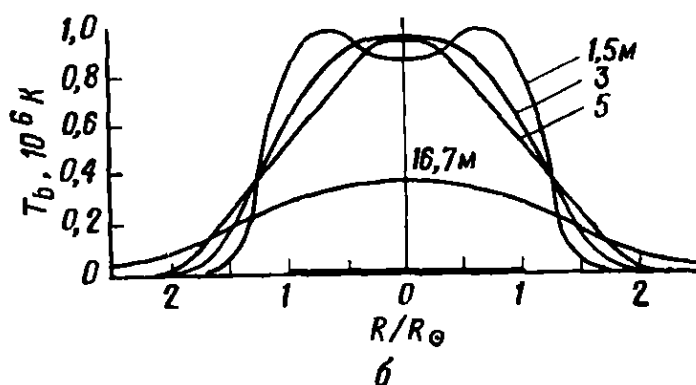


Р И С. 6.48. Радиояркость Солнца на волне 21 см.

а — линии равных значений яркостной температуры на волне 21 см. Температура в центре диска равна $4,7 \cdot 10^4$ К. У полюсов — потемнение к краю диска, на экваторе — увеличение яркости к краю, последнее объясняется присутствием активных областей. б — одномерные регистрограммы яркостной температуры на волне 21 см, полученные сканированием вдоль радиуса под разными углами к оси Солнца. (По Кунду [14])

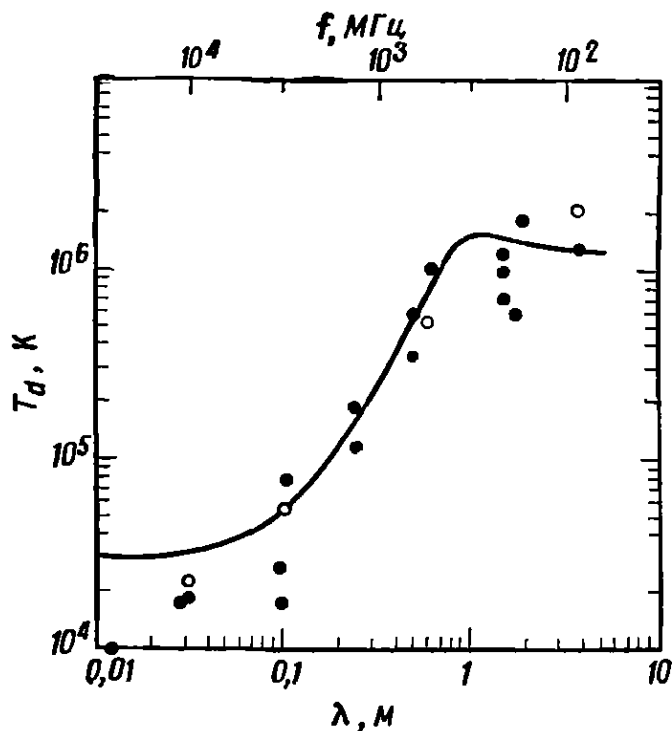


Р И С. 6.49. Вычисленная яркостная температура как функция R/R_{\odot} на различных длинах волн. (По Кунду [14].)



менения T_b вдоль солнечного радиуса на разных угловых расстояниях от полюса. У экватора радиояркость заметно увеличивается к краю диска, но при приближении к полюсу увеличение яркости сменяется потемнением к краю, так как на полюсах отсутствуют явления солнечной активности. В отличие от короны K , радиокорона сплюснута в эпоху максимума активности больше, чем в эпоху минимума. Это объясняется тем, что радиокорона зависит от электронной температуры, а корона K не зависит.

На рис. 6.49 приведены вычисленные кривые $T_b(R)$ для различных длин волн; с их помощью мы постараемся установить общие характеристики радиоизлучения Солнца. Во-первых, при возрастании длины волны примерно до 2 м повышается яркостная температура и становится все более заметным увеличение яркости к краю диска. Поскольку источник излучения имеет большую оптическую толщину и с возрастанием длины волны перемещается во все более высокие слои солнечной атмосферы, повышение яркостной температуры и увеличение яркости к краю диска являются следствием положительного градиента температуры. Согласно наблюдениям спокойного Солнца, выполненным позже и с большей разрешающей способностью, увеличение яркости к краю диска на волнах короче 75 см либо отсутствует совсем, либо значительно меньше, чем на рис. 6.49 (Симон и Зирин [23]). Это обусловлено неоднородностью структуры солнечной атмосферы: характерный размер неоднородностей по меньшей мере равен локальной шкале высот, и они проявляются



Р И С. 6.50. Температура диска как функция длины волны.

График построен по результатам вычислений, представленным графически на рис. 6.49. Точки — данные наблюдений. (По Кунду [14])

только при достаточно высокой разрешающей способности. Атмосфера кажется, грубо говоря, приблизительно одинаковой почти повсюду, за исключением области, примыкающей к краю диска, где все же наблюдается «пик» яркости.

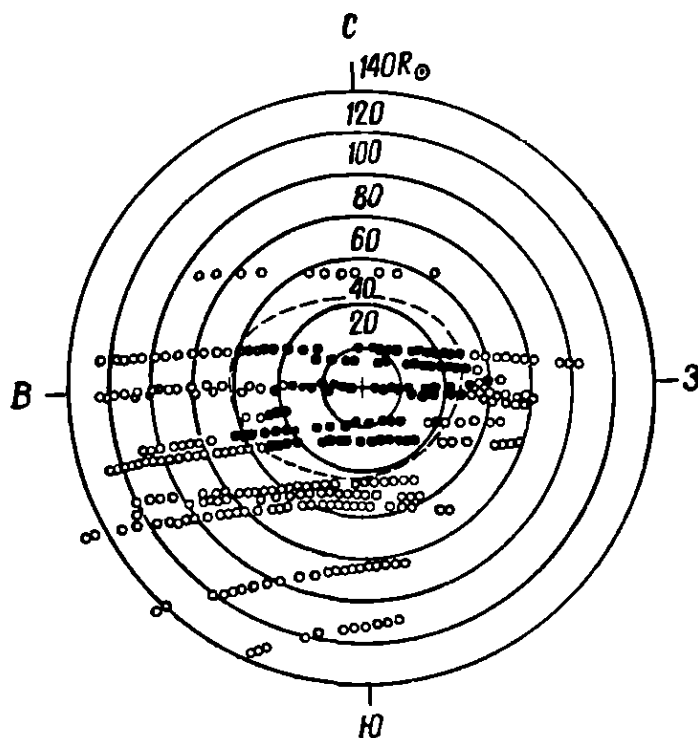
Во-вторых, в области $\lambda > 2$ м яркостная температура уже не возрастает, а убывает с длиной волны, а вместо увеличения яркости к краю диска наблюдается потемнение. Убывание яркостной температуры объясняется тем, что оптическая толща быстро уменьшается до значений, меньших единицы. Таким образом, даже если температура атмосферы увеличивается с высотой, полное излучение должно ослабевать [формула (6.50)]. Переход от увеличения яркости на краю диска к потемнению кажется с первого взгляда удивительным, так как при переходе к оптически тонкому источнику излучения в области рентгеновских лучей (убывание длины волны) увеличение яркости к краю не сменяется потемнением к краю. Различие состоит в том, что в противоположность случаю рентгеновских лучей оптическая толща вдоль искривленных траекторий радиоволн (рис. 6.42) на краю солнечного диска меньше, чем в его центре.

В-третьих, с возрастанием длины волны размер солнечного диска увеличивается, а его граница становится менее определенной независимо от оптической толщи источника. На рис. 6.50 приведена зависимость температуры диска T_d от длины волны, полученная по вычисленным значениям T_b .

Радионаблюдения солнечной короны не ограничиваются регистрацией ее собственного излучения. Наблюдения покрытий астрономических источников радиоизлучения солнечной короной дали возможность установить неоднородность ее структуры

Р И С. 6.51. Рассеяние излучения 13 радиоисточников солнечной короной.

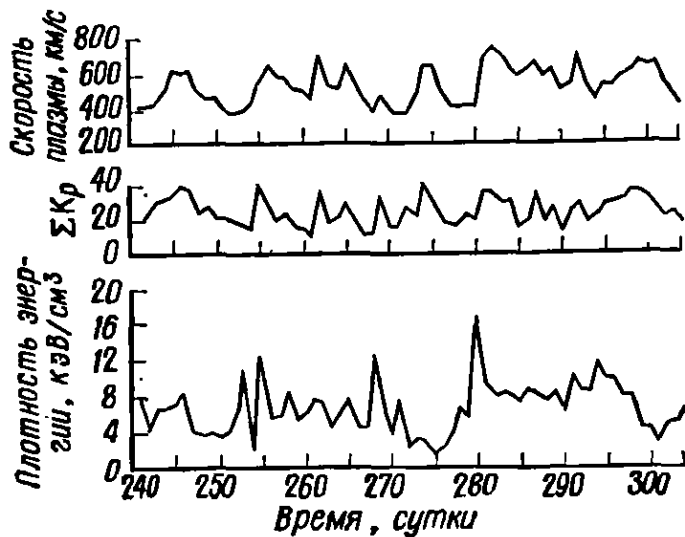
Отмечены положения источников радиоизлучения относительно Солнца. Темные кружки означают, что рассеяние было обнаружено, светлые — что рассеяния не было. Штриховая линия показывает среднюю протяженность короны, определенную по результатам наблюдений рассеяния. (По Сли [24].)



вплоть до больших расстояний от Солнца. Поскольку показатель преломления зависит от электронной концентрации [формулы (6.39) и (6.44)], на неоднородностях коронального газа должно происходить беспорядочное преломление и рассеяние радиоизлучения отдаленных источников. В результате видимое положение радиоисточника, наблюдаемого сквозь корону, и поток его излучения изменяются со временем (рис. 6.51). Рассеяние внешней короной наблюдалось вплоть до расстояний $119 R_{\odot}$ (Сли [24]). Как и следовало ожидать, протяженность рассеивающей короны у экватора больше, чем у полюсов (см. пунктирную линию на рис. 6.51).

6.5. СОЛНЕЧНЫЙ ВЕТЕР

До сих пор мы придерживались концепции статической короны, т. е. неявно предполагали, что сила тяготения, действующая на частицы коронального газа, в состоянии воспрепятствовать его адиабатическому расширению в вакуум космического пространства под действием градиента атмосферного давления. Если скорость потери вещества пренебрежимо мала, то можно считать, что полная средняя тепловая энергия частицы $5 kT/2$ мала по сравнению с ее гравитационной потенциальной энергией $Mg_{\odot}R_{\odot}^2/r$, где g_{\odot} — ускорение силы тяготения на поверхности Солнца, при $r = R_{\odot}$. Для полностью ионизованного водородного газа (электроны и протоны) при $r = R_{\odot}$ и температуре $2 \cdot 10^6$ К средняя тепловая энергия на частицу составляет 0,8 кэВ, а гравитационная потенциальная энергия — 2,0 кэВ. Поэтому создается впечатление, что корона может быть статической. Однако



Р И С. 6.52. Корреляция между геомагнитной активностью, скоростью солнечного ветра и плотностью переносимой им энергии. (По данным Калифорнийского технологического института.)

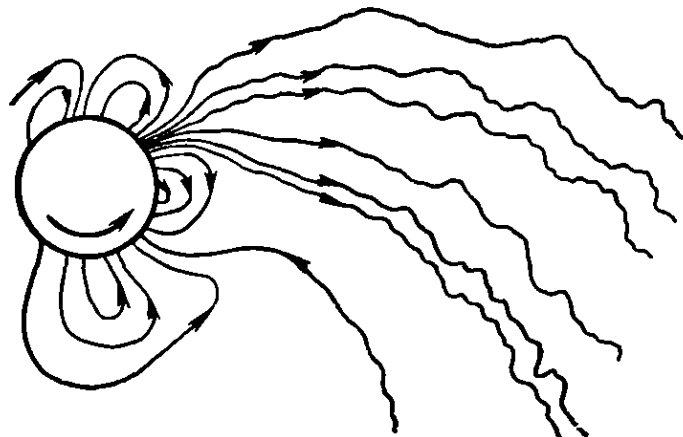
нелучистая энергия поступает в корону значительно выше $r = R_{\odot}$, теплопроводность газа очень высока, а потери на излучение относительно невелики. Таким образом, на протяжении нескольких солнечных радиусов от поверхности Солнца тепловая энергия частиц короны остается высокой и сравнимой с гравитационной энергией. Это порождает непрерывный направленный наружу поток солнечной плазмы, который был назван «солнечным ветром». Следует подчеркнуть, что энергия, поддерживающая этот поток, поставляется нелучистым нагреванием газа. Механизм нагревания, который должен существенным образом сказываться на свойствах солнечного ветра, понятен нам лишь в самых общих чертах. Кроме диссипации волн здесь может иметь значение взаимодействие потоков плазмы или турбулентность.

На расстоянии $215 R_{\odot}$, т. е. там, где пролегает орбита Земли, солнечный ветер обладает следующими свойствами: $V = 400 - 700$ км/с, $T = 5 \cdot 10^4 - 5 \cdot 10^5$ К, N_H — от 1 до 10 см^{-3} и $B = 10^{-5} - 10^{-4}$ Гс. Изменения наблюдаемых значений скорости и плотности энергии солнечного ветра, происходящие с течением времени, представлены на рис. 6.52; нетрудно видеть, что его скорость очень непостоянна. Для сравнения приведен также график изменений индекса ΣK_p , характеризующего геомагнитную активность; этот индекс приблизительно пропорционален осредненному по всей Земле логарифму отклонения земного магнитного поля от невозмущенных значений. Очевидно, что скорость солнечного ветра хорошо коррелирует со значениями ΣK_p . Воздействие солнечного ветра на Землю проявляется не только в изменениях земного магнитного поля: он создает полярные сияния, возмущения ионосферы и, возможно, (это предполагается, но не доказано) сказывается на земной погоде. Воздействием солнечного ветра объясняют ускорение частиц в хвостах комет, всегда направленное от Солнца.

Магнитные силы

Кроме сил, порождаемых тяготением и градиентом газового давления, следует учитывать также и магнитные силы. В разд. 5.3 мы убедились, что в средней хромосфере и выше движения плазмы должны контролироваться магнитными полями. Иначе говоря, в большей части хромосферы и короны линии тока плазмы должны совпадать с магнитными силовыми линиями. Поэтому может создаться впечатление, что солнечным ветром должно управлять общее магнитное поле Солнца. Однако в действительности при удалении от короны магнитное давление убывает быстрее, чем давление плазмы, и вскоре достигается область, где они становятся сравнимыми. Выше этой области солнечный ветер подавляет магнитное поле и выносит его наружу в межпланетное пространство. Кроме того, представление об осесимметричном дипольном магнитном поле неправильно, ибо его симметрию нарушают многочисленные сильные магнитные поля активных областей (типа показанного на рис. 6.53). Плазма солнечного ветра вытекает из хромосферы не повсюду, а преимущественно там, где в нижних слоях атмосферы магнитные силовые линии направлены примерно радиально и не замыкаются сами на себя. Такие области описал Дэвис [6], который назвал их «магнитными соплами». Магнитные сопла действуют как устойчивые источники плазмы, причем каждому из них соответствуют определенные, отличные от других, значения плотности, температуры и скорости потока, а также угла, образуемого линиями тока с локальной вертикалью. Таким образом, во внутренней и средней короне солнечный ветер разнороден, возможно даже более разнороден, чем во внешней короне, где многие различия уже сглажены.

Если смотреть вдоль оси вращения Солнца, то магнитное поле солнечного ветра напоминает в общих чертах архимедову спираль (рис. 2.41). Внутренняя сфера, достигающая примерно до $3 R_{\odot}$, контролируется магнитными силами и вращается вместе



Р И С. 6.53. Гипотетическая модель магнитного поля короны. (По Дэвису, Калифорнийский технологический институт.)

с Солнцем. Вне этой сферы магнитная силовая линия начинает отставать от своего источника на поверхности Солнца, так как ее увлекает за собой движущаяся наружу плазма, которая стремится сохранить момент количества движения, а не угловую скорость. Солнечный ветер продолжается за орбиту Земли и уходит далеко за пределы солнечной системы, где переносимое им количество движения становится сравнимым с тем, которое несут потоки газа, исходящие из других звезд. Здесь солнечный ветер перемешивается с звездными ветрами.

Основные уравнения

Рассмотрим вкратце физические идеи, положенные в основу математического описания динамики солнечного ветра.

Обычно считают, что солнечный ветер — стационарное течение и что корона обладает либо сферической, либо осевой симметрией. В последнем случае рассматривают лишь экваториальную плоскость. Уравнение неразрывности вещества

$$\nabla \cdot \rho \mathbf{V} = - \frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (6.53)$$

принимает вид

$$\rho u r^2 = \text{const}, \quad (6.54)$$

где u — составляющая скорости ветра вдоль солнечного радиуса. Уравнение движения в общем виде записывается так:

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{V} \right) = - \nabla p - \rho g_{\odot} \left(\frac{R_{\odot}}{r} \right)^2 \mathbf{e}_r + \mathbf{J} \times \mathbf{B}, \quad (6.55)$$

а в проекции на радиальное направление:

$$\frac{dp}{dr} = - \rho \left[g_{\odot} \left(\frac{R_{\odot}}{r} \right)^2 + u \frac{du}{dr} - \frac{\omega^2}{r} \right] + (\mathbf{J} \times \mathbf{B}) \cdot \mathbf{e}_r, \quad (6.56)$$

где ω — азимутальная составляющая скорости. Члены уравнения, учитывающие действие центробежной силы ω^2/r и магнитной силы $(\mathbf{J} \times \mathbf{B}) \cdot \mathbf{e}_r$, малы по сравнению с тремя остальными. Величина члена $\rho u du/dr$ определяется разностью между статическим и динамическим градиентами давления в короне. В динамическом случае эффективное значение ускорения силы тяготения равняется $g + u du/dr$, т. е. больше, чем в статическом случае. Следовательно, оценки кинетической температуры, сделанные по наблюдаемому градиенту плотности в предположении гидростатического равновесия, следует считать лишь верхними пределами. В проекции на азимутальное направление уравнение движения имеет вид

$$\frac{\rho u}{r} \frac{d(r\omega)}{dr} = \mathbf{J} \times \mathbf{B} \cdot \mathbf{e}_{\varphi} \quad (6.57)$$

и означает, что момент количества движения вытекающей плазмы могут изменить лишь магнитные силы. Уравнение сохранения энергии должно быть сложным, т. е. в нем должны быть учтены диссипация нелучистой энергии, теплопроводность и излучение. Поскольку локализация областей диссипации нелучистой энергии (основного источника поступающей энергии) остается пока не вполне определенной, часто используется упрощенное соотношение между давлением и плотностью, содержащее свободный параметр:

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \left(\frac{p}{p_0} \right)^\gamma. \quad (6.58)$$

Это равенство называют «уравнением политропы», а параметр γ — «показателем политропы». Индекс 0 относится к выбираемой произвольно точке отсчета. При адиабатических изменениях плотности показатель γ равен отношению удельных теплоемкостей, т. е. $5/3$, а при изотермических $\gamma = 1$. Пользуясь уравнением политропы, мы объединяем все, что нам неизвестно, в один параметр γ , который на самом деле должен быть функцией координат, но обычно считается постоянным. Поэтому очень трудно найти решение, которое удовлетворяло бы граничным условиям как на поверхности Солнца, так и на расстоянии, равном радиусу земной орбиты. Приведенные выше уравнения следует дополнить уравнением состояния идеального газа

$$p = \rho \frac{kT}{\mu m_H}$$

и двумя уравнениями Максвелла, описывающими пространственные изменения напряженности магнитного поля \mathbf{B} :

$$\nabla \times \mathbf{B} / \mu_0 = \mathbf{J} \quad (6.59)$$

и

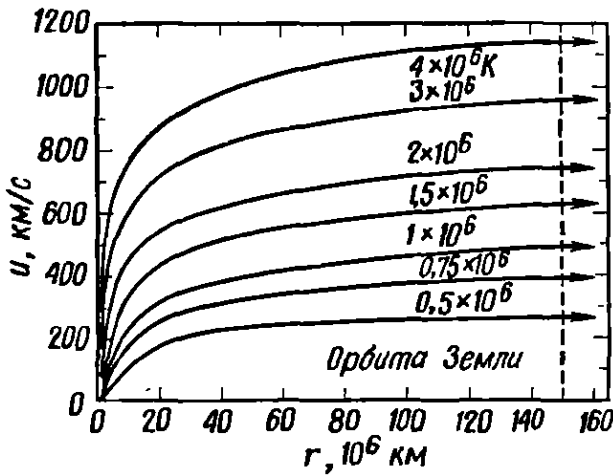
$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (6.60)$$

или

$$\frac{d(r^2 B_r)}{dr} = 0. \quad (6.61)$$

Решения уравнений для солнечного ветра

Приняв, что $\omega = 0$, $B = 0$ и $\gamma = 1$, Паркер [19] получил решение для составляющей скорости $u(r)$, приведенное на рис. 6.54. Из графика видно, что возрастание скорости до окончательного значения, свойственного солнечному ветру, происходит преимущественно в пределах первых 20 или 30 радиусов Солнца. Учет азимутальной составляющей скорости и магнитных полей вносит лишь незначительные изменения в вид функции $u(r)$ (Вебер и Дэвис [27]). Решение для $\omega(r)$ показано на



Р И С. 6.54. Вычисленная радиальная скорость солнечного ветра как функция расстояния от Солнца. (По Паркеру [19].)

рис. 6.55, оно получено в предположении, что у орбиты Земли $V = 400$ км/с, $N_H = 7$ см $^{-3}$, $T = 2 \cdot 10^5$ К и $B = 5 \cdot 10^{-5}$ Гс. Поскольку эти величины определяют как полную массу переносимого вещества, так и поток энергии, может быть вычислен показатель политропы γ . Для него было получено значение 1,221.

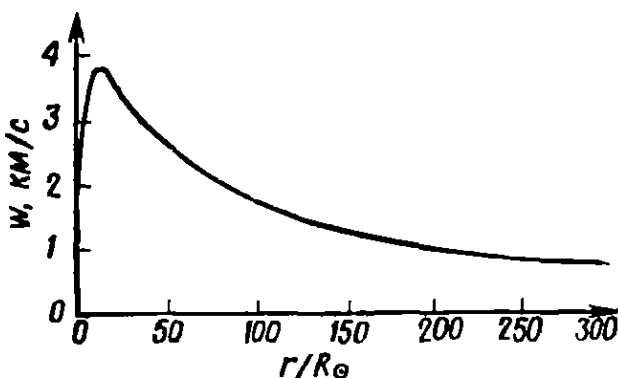
При больших значениях r азимутальная составляющая скорости солнечного ветра $w(r)$ отлична от нуля; следовательно, он непрерывно уносит от Солнца момент количества движения, и момент количества движения Солнца должен уменьшаться со временем (Паркер [20]). Уравнение, описывающее потерю момента, может быть получено из уравнения (6.57), которое с помощью (6.59) преобразовывается к виду

$$\frac{\rho u}{r} \frac{d(rw)}{dr} = \frac{B_r}{\mu_0 r} \frac{d}{dr} (rB_\phi). \quad (6.62)$$

Поскольку $\rho u r^2$ и $r^2 B_r$ — постоянные, это уравнение можно проинтегрировать, что дает

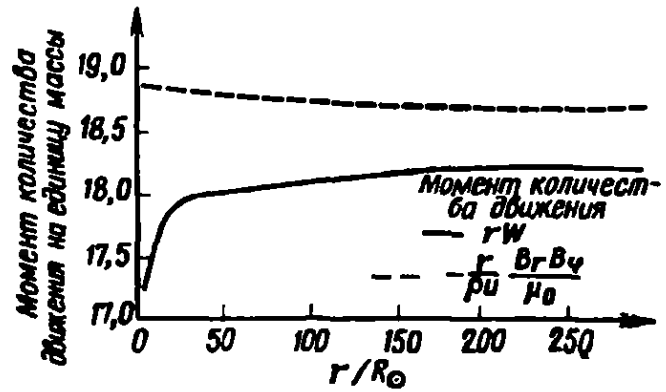
$$L = rw - \frac{r}{\rho u} \frac{B_r B_\phi}{\mu_0}, \quad (6.63)$$

где L — постоянная величина. Первый член в правой части — это момент количества движения единицы массы. Второй член равен произведению радиуса r на величину магнитного натяжения,



Р И С. 6.55. Вычисленная азимутальная скорость солнечного ветра как функция расстояния от Солнца. (По Веберу и Дэвису [27].)

Р И С . 6.56. Две составляющие момента количества движения солнечного ветра как функции расстояния от Солнца. (По Веберу и Дэвису [27].)



действующего в азимутальном направлении вдоль перпендикулярной радиусу поверхности, деленному на скорость потери массы с единицы поверхности. Сумма этих двух членов постоянна и равна полной величине момента количества движения, отнимаемого у Солнца единицей массы солнечного ветра. Они представлены графически на рис. 6.56; при вычислении использовались те же значения основных параметров, что и при расчете графика на рис. 6.55. Очевидно, что скручивающее усилие, создаваемое магнитным полем, уменьшает момент количества движения Солнца значительно более эффективно, чем поток вещества, непосредственно уносящий его с собой.

Решение уравнений солнечного ветра, приведенное на рис. 6.55, можно представить приближенно (Модизетт [15]) как результат сложения жесткого вращения вплоть до некоторого критического значения радиуса (определяемого магнитными силами) и последующего убывания ω , пропорционального $1/r$ (сохранение момента количества движения газа). Придерживаясь этого предположения, выведем выражение для $\omega(r)$. Линии тока газа и магнитные силовые линии должны быть параллельными, поэтому

$$\frac{B_\phi}{B_r} = \frac{\omega - \Omega r}{u}. \quad (6.64)$$

Следовательно, линии тока газа и магнитные силовые линии параллельны в системе координат, которая вращается с той же угловой скоростью Ω , что и Солнце. Исключив из (6.63) и (6.64) B_ϕ , будем иметь

$$\omega = r\Omega \frac{\frac{LM_A^2}{\Omega r^2} - 1}{M_A^2 - 1}, \quad (6.65)$$

где M_A — магнитное число Маха, т. е. отношение радиальной скорости к радиальной альвеновской скорости:

$$M_A = \frac{u}{(B_r^2 / \mu_0 \rho)^{1/2}}. \quad (6.66)$$

Вблизи Солнца число M_A намного меньше 1, но на пути до орбиты Земли (1 а. е.) оно увеличивается приблизительно до 10. Следовательно, существует некоторое критическое значение радиуса r_A , при котором число M_A равно 1 и знаменатель выражения (6.65) обращается в нуль. Поскольку ω всегда имеет конечное значение, числитель при $r = r_A$ тоже должен быть равен нулю, т. е. должно выполняться равенство

$$L = \Omega r_A^2. \quad (6.67)$$

Но Ω постоянна; следовательно, величина момента количества движения, уносимого из Солнца каждой единицей массы солнечного ветра, определяется расстоянием, на котором магнитное число Маха становится равным 1. Воспользовавшись тем, что как $\rho u r^2$, так и $r^2 B_r$ — постоянные величины, мы можем переписать выражение (6.65) для ω в более удобной форме:

$$\omega = \Omega r \frac{1 - u/u_A}{1 - M_A^2}, \quad (6.68)$$

где u_A — радиальная скорость в альвеновской критической точке. Вблизи Солнца дробный множитель близок к 1 и ω изменяется пропорционально $r\Omega$, как и следовало ожидать при жестком вращении. На рис. 6.55 мы видим, что около солнечной поверхности азимутальная составляющая скорости солнечного ветра совпадает со скоростью вращения Солнца, затем возрастает, достигает максимума на расстоянии $12 R_\odot$, потом медленно убывает. Однако при $r = 12 R_\odot$ угловая скорость приблизительно в 6 раз меньше, чем у поверхности Солнца. Сопоставив это обстоятельство с значением критического радиуса r_A , которое, согласно расчетам, равно $24 R_\odot$, мы приходим к выводу, что большая часть момента количества движения уносится магнитным полем. При $r \gg r_A$ как M_A^2 , так и u/u_A намного больше 1, и, исходя из выражения (6.68), можно показать, что $\omega \sim 1/r$. И, наконец, согласно (6.65), азимутальная скорость в альвеновской критической точке составляет

$$\omega(r_A) = r_A \Omega \left[1 - \left(r_A \frac{\partial M_A}{\partial r} \right)^{-1} \right]. \quad (6.69)$$

Определим характерное время убывания момента количества движения Солнца как частное от деления полного момента количества движения Солнца на скорость его потери. Расчеты, выполненные в предположении, что Солнце вращается как твердое тело, дают для характерного времени убывания момента количества движения $7 \cdot 10^9$ лет (Вебер и Дэвис [27]) и $3 \cdot 10^9 - 4 \cdot 10^9$ лет (Брандт и Хейзе [3]). Эти величины приблизительно совпадают с возрастом Солнца, т. е. солнечный ветер должен был

существенным образом изменить полный момент количества движения последнего. Если бóльшая часть потерянного момента была вынесена из конвективной зоны и еще более высоких слоев, то атмосфера Солнца должна была вращаться вначале во много раз быстрее, чем сейчас.

В заключение этих рассуждений следует напомнить об одном противоречии, существующем в настоящее время между изложенной выше теорией и наблюдениями. Вычисленная азимутальная скорость солнечного ветра у орбиты Земли составляет примерно от 1 км/с (рис. 6.55) до 2 км/с (Брандт и др. [4]). Однако наблюдаемые отклонения хвостов комет (Брандт и Хейзе [3]) и нерадиальность направления солнечного ветра (Хундхаузен и др. [11]) указывают на азимутальную скорость 9—10 км/с. Если она равна 10 км/с, то вещество солнечного ветра должно переносить очень большой момент количества движения, что невозможно связать при помощи простой теории с наблюдаемыми значениями магнитных полей, полной скорости и плотности солнечного ветра. Разгадка может заключаться в магнитной конфигурации активных областей короны (Шуберт и Колеман [22]) или в (наблюдаемой) анизотропии давления солнечного ветра (Вебер [26]). Разрешение этого противоречия должно помочь нам в создании более ясной картины эволюции Солнца и других вращающихся звезд.

ЛИТЕРАТУРА

1. Billings D. E., A Guide to the Solar Corona, Academic Press, New York, 1966.
2. Blake R. L., Friedman H., Unzicker A. E., Spectral and Photometric Measurements of Solar X-Ray Emission Below 60 Å, *Astrophys. J.*, **142**, 1—12 (1965)
3. Brandt J. C., Heise J., Interplanetary Gas, XV. Nonradial Plasma Motions From the Orientations of Ionic Comet Tails, *Astrophys. J.*, **159**, 1057—1066 (1970).
4. Brandt J. C., Wolff D., Cassinelli J. P., Interplanetary Gas, XVI. A Calculation of the Angular Momentum of the Solar Wind, *Astrophys. J.*, **156**, 1117—1124 (1969).
5. Burgess A., Dielectric Recombination and the Temperature of the Solar Corona, *Astrophys. J.*, **139**, 776—780 (1964).
6. Davis L., Jr., Models of the Interplanetary Fields and Plasma Flow. The Solar Wind, eds. R. Mackin and M. Neugebauer, Jet Propulsion Lab., Calif. Inst. of Technol., Pasadena, 1966.
7. Elwert G., Theory of X-Ray Emission of the Sun, *J. Geophys. Res.*, **66**, 391—401 (1961).
8. Goldberg L., Ultraviolet Astronomy, *Sci. Amer.*, **220** (6), 92—102 (1969).
9. Hinteregger H. E., Hall L. A., Schweitzer W., Solar XUV-Spectrum From 310 Å to 55 Å, *Astrophys. J.*, **140**, 319—327 (1964).
10. van de Hulst H. C., The Chromosphere and the Corona. The Sun, ed. G. Kuiper, Univ. of Chicago Press, Chicago, 1953. (Русский перевод: Ван де Хюльст, Хромосфера и корона, в кн. «Солнце», под ред. Дж. Койпера, ИЛ, М., 1957.)

- 11 *Hundhausen A. J., Gilbert H. E., Bame S. J.*, Ionization State of the Interplanetary Plasma, *J Geophys Res.*, **73**, 5485—5493 (1968).
- 12 *Kozlovsky B.-Z., Zirin H.*, The OVI Emission From the Sun, *Solar Phys.*, **5**, 50—54 (1968)
- 13 *Kuiper E. P.* (ed.), *The Sun*, Univ. of Chicago Press, Chicago, 1953. (Русский перевод: Солнце, под ред Дж Койпера, ИЛ, М., 1957.)
- 14 *Kundu M. R.*, *Solar Radio Astronomy*, John Wiley, New York, 1965.
- 15 *Modisette J. L.*, Solar Wind Induced Torque on the Sun, *J. Geophys. Res.*, **72**, 1521—1526 (1967).
- 16 *Newkirk G., Jr.*, Structure of the Solar Corona, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **5**, 213—266 (1967).
- 17 *Noyes R. W., Kalkofen W.*, The Solar Lyman Continuum and the Structure of the Solar Chromosphere, *Solar Phys.*, **15**, 120 (1970)
- 18 *Papas C. H.*, *Theory of Electromagnetic Wave Propagation*, McGraw-Hill, New York, 1965, p. 118.
- 19 *Parker E. N.*, *Interplanetary Dynamical Processes*, Intersci., New York, 1963. (Русский перевод: Е. Паркер, Динамические процессы в межпланетной среде, изд-во «Мир», М., 1965.)
- 20 *Parker E. N.*, Theoretical Studies of the Solar Wind Phenomenon, *Space Sci Rev.*, **9**, 325—360 (1969).
- 21 *Pawsey J. L., Smerd S. F.*, Solar Radio Emission. The Sun, ed. G. Kuiper, Univ. of Chicago Press, 1953, p. 466. (Русский перевод: Дж. Пози, С. Смерд, Радионизлучение Солнца, в кн. «Солнце», под ред Дж Койпера, ИЛ, М., 1957.)
- 22 *Schubert G., Coleman P. J., Jr.*, Angular Momentum of the Solar Wind, *Astrophys. J.*, **153**, 943—950 (1968).
- 23 *Simon M., Zirin H.*, The Coarse Structure of the Solar Atmosphere, *Solar Phys.*, **9**, 317—327 (1969).
- 24 *Slee O. R.*, Observations of the Solar Corona Out to 100 Solar Radii, *Mon. Not. Roy Astron Soc.*, **123**, 223—231 (1961).
- 25 *Smith A. G.*, *Radio Exploration of the Sun*, Van Nostrand Reinhold, New York, 1967.
- 26 *Weber E. J.*, The Torque on the Interplanetary Plasma Due to Its Anisotropy, *Solar Phys.*, **13**, 240—242 (1970).
- 27 *Weber E. J., Davis L., Jr.*, The Angular Momentum of the Solar Wind, *Astrophys. J.*, **148**, 217—228 (1967).
- 28 *Withbroe G. L.*, *Solar Phys.*, **18** (1971).
- 29 *Zirin H.*, *The Solar Atmosphere*, Blaisdell, Waltham, Mass., 1966. (Русский перевод: Г. Зирин, Солнечная атмосфера, изд-во «Мир», М., 1969.)

НАИБОЛЕЕ СИЛЬНЫЕ ФРАУНГФЕРОВЫ ЛИНИИ

В табл. А1 приведены фраунгоферовы линии с длиной волны от 2935 до 8770 Å, у которых отношение эквивалентной ширины к длине волны составляет $2 \cdot 10^{-4}$ или больше. Определение эквивалентной ширины (второй столбец) было дано в разд. 4.5 (рис. 4.24). Цифры, заключенные в скобки, означают число неразрешенных линий (бленд), образующих приведенное значение W . В значения отношения W/λ (третий столбец) внесены поправки (не внесенные в значения W), учитывающие возможные ошибки наблюдений; W/λ приводится только для длины волны, указанной в первом столбце, т. е. без учета бленд. В последнем столбце указан атом или ион, которому принадлежит данная линия поглощения. Если их несколько, подчеркнут тот, который вносит наибольший вклад. Данные, приведенные в таблице, заимствованы у Мур и др. [1].

Из табл. А1 можно сделать следующие выводы:

- 1) Самые сильные линии солнечного спектра — это CaH и CaK ($\lambda\lambda$ 3934 и 3968 Å).
- 2) Несколько очень сильных линий принадлежит к бальмеровской серии водорода.
- 3) Основной источник линий поглощения в спектре Солнца — железо.
- 4) Большинство линий поглощения приходится на область длин волн 3000—4000 Å.

Таблица А.1

Самые сильные фраунгоферовы линии в спектре Солнца

Длина волны λ , Å	Эквивалентная ширина W , Å	Отношение W/λ	Поглощающий атом или ион
3096,902	0,647	$2,09 \cdot 10^{-4}$	MgI
3168,151	1,077	$3,40 \cdot 10^{-4}$	VII
3286,772	0,660	$2,01 \cdot 10^{-4}$	FeI
3361,193	0,932 (2)	$2,65 \cdot 10^{-4}$	TiII
3380,585	0,809	$2,39 \cdot 10^{-4}$	NiI
3440,626	1,243	$3,61 \cdot 10^{-4}$	FeI
3441,019	0,634	$3,22 \cdot 10^{-4}$	FeI
3461,667	0,758	$2,19 \cdot 10^{-4}$	NiI
3490,594	0,830	$2,38 \cdot 10^{-4}$	FeI
3492,975	0,826	$2,39 \cdot 10^{-4}$	NiI
3497,843	0,726	$2,05 \cdot 10^{-4}$	FeI
3515,066	0,718	$2,02 \cdot 10^{-4}$	NiI
3524,536	1,271	$3,63 \cdot 10^{-4}$	NiI
3565,396	0,990	$2,74 \cdot 10^{-4}$	FeI
3570,134	1,380	$3,87 \cdot 10^{-4}$	FeI
3581,209	2,144	$5,99 \cdot 10^{-4}$	FeI
3585,339	0,839	$2,31 \cdot 10^{-4}$	<u>FeI/CrII</u>
3608,869	1,046	$2,87 \cdot 10^{-4}$	FeI
3770,63	1,860	$6,21 \cdot 10^{-4}$	HI
3797,90	3,463	$10,85 \cdot 10^{-4}$	HI
3799,558	0,622	$3,09 \cdot 10^{-4}$	FeI
3815,851	1,272	$3,30 \cdot 10^{-4}$	FeI
3820,436	1,712	$5,12 \cdot 10^{-4}$	FeI
3824,452	0,519	$2,25 \cdot 10^{-4}$	FeI
3825,891	1,519	$4,21 \cdot 10^{-4}$	FeI
3827,832	0,897	$2,76 \cdot 10^{-4}$	FeI
3829,365	0,874	$3,08 \cdot 10^{-4}$	MgI
3832,310	1,685	$6,00 \cdot 10^{-4}$	MgI
3834,233	0,624	$4,97 \cdot 10^{-4}$	FeI
3835,39	2,362	$7,19 \cdot 10^{-4}$	HI
3838,302	1,920	$6,41 \cdot 10^{-4}$	MgI
3840,447	0,567	$2,57 \cdot 10^{-4}$	FeI
3859,922	1,554	$4,00 \cdot 10^{-4}$	FeI
3878,027	0,555	$2,02 \cdot 10^{-4}$	FeI
3878,580	0,724	$2,48 \cdot 10^{-4}$	FeI
3886,294	0,920	$3,06 \cdot 10^{-4}$	FeI
3889,05	2,346	$7,22 \cdot 10^{-4}$	HI
3618,777	1,410	$3,85 \cdot 10^{-4}$	FeI
3619,400	0,568	$2,04 \cdot 10^{-4}$	NiI

Продолжение табл. А.1

Длина волны λ , Å	Эквивалентная ширина W , Å	Отношение W/λ	Поглощающий атом или ион
3631,475	1,364	$3,69 \cdot 10^{-4}$	<u>FeI/CrII</u>
3647,851	0,970	$3,13 \cdot 10^{-4}$	FeI
3719,947	1,664	$5,34 \cdot 10^{-4}$	FeI
3722,588	0,694	$2,49 \cdot 10^{-4}$	<u>TiI/FeI</u>
3727,634	0,632	$2,05 \cdot 10^{-4}$	FeI
3734,37	1,014	$3,23 \cdot 10^{-4}$	HI
3734,874	3,027	$9,45 \cdot 10^{-4}$	FeI
3736,917	2,90	$2,61 \cdot 10^{-4}$	CaII
3737,141	1,071	$4,28 \cdot 10^{-4}$	FeI
3745,574	1,202 (2)	$4,59 \cdot 10^{-4}$	FeI
3745,910	0,540	$3,01 \cdot 10^{-4}$	FeI
3748,271	0,497	$2,28 \cdot 10^{-4}$	FeI
3749,495	1,907	$5,78 \cdot 10^{-4}$	FeI
3750,15	1,388	$4,30 \cdot 10^{-4}$	HI
3758,245	1,647	$4,97 \cdot 10^{-4}$	FeI
3763,803	0,829	$2,55 \cdot 10^{-4}$	FeI
3905,532	0,816	$2,19 \cdot 10^{-4}$	SiI
3933,682	20,253	$48,74 \cdot 10^{-4}$	CaII <i>K</i>
3968,492	15,467	$34,35 \cdot 10^{-4}$	CaII <i>H</i>
3970,076	0,076	$7,76 \cdot 10^{-4}$	HI ϵ
4045,825	1,174	$3,16 \cdot 10^{-4}$	FeI
4063,605	0,787	$2,19 \cdot 10^{-4}$	FeI
4101,748	3,133	$7,46 \cdot 10^{-4}$	HI δ
4226,740	1,476	$3,42 \cdot 10^{-4}$	CaI
4340,475	2,855	$6,59 \cdot 10^{-4}$	HI γ
4383,557	1,008	$2,35 \cdot 10^{-4}$	FeI
4861,342	3,680	$7,50 \cdot 10^{-4}$	HI β
5172,698	1,259	$2,34 \cdot 10^{-4}$	MgI
6562,808	4,020	$6,49 \cdot 10^{-4}$	HI α
8542,144	3,670	$3,98 \cdot 10^{-4}$	CaII
8662,170	2,600	$2,97 \cdot 10^{-4}$	CaII

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Moore C. E., Minnaert M. G. J., Houtgast J., The Solar Spectrum 2935 Å to 8770 Å, National Bureau of Standards Monograph 61, 1961,

ЛИНИИ ИЗЛУЧЕНИЯ КОРОНЫ В ВИДИМОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

В табл. Б1 и Б2 приведены наблюдаемые линии излучения корональных ионов, приходящиеся на видимую область спектра.

К заведомо принадлежащим короне отнесены те линии, корональное происхождение которых не вызывает возражений, а к предположительно принадлежащим — те, место возникновения которых остается спорным (по Вагнеру и Хаузу [1]). В первом и втором столбце указаны первый член изоэлектронной последовательности и соответствующий данной линии переход. В третьем и четвертом столбцах — поглощающий ион и длина волны линии.

Определение эквивалентной ширины, значение которой содержится в пятом столбце, было дано в разд. 4.5 (рис. 4.24). Буквы *A*, *B* или *C* в шестом столбце характеризуют степень надежности отождествления данной линии, приведенного в таблице. Буква *A* означает вполне надежное отождествление, а *D* — неуверенное (по Али и др. [2]). Приведенные данные заимствованы из обзора Вагнера и Хауза [1].

Таблица Б.1

Линии излучения в видимой области спектра, заведомо принадлежащие короне, и их отождествление

Изоэлектронная последовательность	Переход	Ион	Длина волны, Å	Эквивалентная ширина, Å	Надежность отождествления
BeI	$^3P_2 - ^3P_1$	ArXV	5 926 (5 974)		B
Bl	$^2P_{3/2} - ^2P_{1/2}$	SiX	14 305		
OI	$^3P_1 - ^3P_2$	CaXIII	4 086	0,4	A
FI	$^2P_{1/2} - ^2P_{3/2}$	CaXII	3 327	0,7	A
MgI	$^3P_2 - ^3P_1$	FeXV	7 060	0,8	
AlI	$^2P_{3/2} - ^2P_{1/2}$	NiXVI	3 601	1,3	A
		FeXIV	5 303	20,0	A
		MnXIII	6 535		B
SiI	$^1D_2 - ^3P_2$	FeXIII	3 388	10,0	A
		MnXII	3 685	0,2	C
		CrXI	3 998	0,1	B
	$^3P_2 - ^3P_1$	NiXV	8 024	0,3	
		FeXIII	10 798	30,0	
	$^3P_1 - ^3P_0$	NiXV	6 702	1,2	A
		FeXIII	10 747	50,0	
P1	$^2P_{1/2} - ^2D_{3/2}$	FeXII	3 021		
SI	$^1D_2 - ^3P_1$	FeXI	3 987	0,7	A
	$^3P_1 - ^3P_2$	FeXI	7 892	6,0	
СII	$^2P_{1/2} - ^2P_{3/2}$	NiXII	4 232	1,1	A
	$^2P_{1/2} - ^2P_{3/2}$	FeX	6 374	5,0	A

Таблица Б.2

Линии излучения в видимой области спектра, предположительно принадлежащие короне, и их отождествление

Изоэлектронная последовательность	Переход	Ион	Длина волны, Å	Эквивалентная ширина, Å	Надежность отождествления
Bl	$^2P_{3/2} - ^2P_{1/2}$	ArXIV	4 412	0,3	A
	$^3P_1 - ^3P_0$	CaXV	5 694	0,3	A
	$^3P_2 - ^3P_1$	CaXV	5 446	0,2	A
		KXIV	6 740 (6 777)	0,1	D

Продолжение табл. Б.2

Изоэлектронная последовательность	Переход	Ион	Длина волны, Å	Эквивалентная ширина, Å	Надежность отождествления
CI		ArXIII	8467		
OI	$^3P_1 - ^3P_2$	ArXI	6917		
FI	$^3P_{1/2} - ^2P_{3/2}$	KXI	4256	0,1	D
		ArX	5536	0,3	A
			(5540)		A
MgI	$^3P_2 - ^3P_1$	NiXVII	4744		D
		CoXVI	5774		
AlI	$^3P_{3/2} - ^2P_{1/2}$	CoXV	4351	0,1	C
SiI	$^1D_2 - ^3P_1$	CrXI	3170		
			3180		
		VX	3534	1,0	A
	$^1D_2 - ^3D_2$	VX	4312		C
		CaVII	5620		C
SI	$^1D_2 - ^3P_1$	NiXIII	3643	0,4	A
		CoXII	3801	0,5	A
		MnX	4220		D
		CrIX	4566	0,5	A
	$^3P_1 - ^3P_2$	NiXIII	5116	0,8	A
		CoXII	6317		
ClI	$^2P_{1/2} - ^2P_{3/2}$	CoXI	5188		
CaI	$^1G_4 - ^1D_2$	NiIX	7144		

ЛИТЕРАТУРА

1. *Wagner W. J., House L. L.*, A Survey of Current Coronal Visible Line Identifications, *Solar Phys.*, 5, 55—60 (1968).
2. *Aly M. K., Evans J. W., Orrall F. Q.*, A Spectrographic Atlas of the Solar Corona From $\lambda 3300$ to $\lambda 6900$, Sacramento Peak Observatory and Helwan Observatory, 1962.

**ЛИНИИ ИЗЛУЧЕНИЯ КОРОНЫ
В УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЙ, ДАЛЕКОЙ
УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЙ
И РЕНТГЕНОВСКОЙ ОБЛАСТЯХ СПЕКТРА**

В табл. В1 приведены сильные линии излучения короны. Нижний предел энергии ионизации ионов, которым принадлежат эти линии, составляет 100 эВ. В первом и втором столбцах содержатся длина волны линии и символ излучающего иона. Соответствующий переход можно найти в третьем столбце. Конфигурация внешних электронов указана перед обозначением терма (разд. 6.3). В четвертом столбце приведено изменение полного момента количества движения, соответствующее данному переходу. Из табл. В1 видно, что большинство линий излучения короны принадлежит ионам с относительно небольшим числом электронов во внешней оболочке и многочисленными аналогичными переходами. Таблица заимствована у Тандберг-Ханссена [1].

Таблица В.1

Линии излучения короны в ультрафиолетовой, далекой ультрафиолетовой и рентгеновской областях спектра

Длина волны, Å	Ион	Переход	Изменение полного момента количества движения
1058,7	AlVIII	$2p^2 \ ^3P_1 - 2p^2 \ ^1S_0$	
1037,6	OVI	Мультиплет 1	
1031,9	OVI	Мультиплет 1	
780,3	NeVIII	$2s \ ^2S_{1/2} - 2p \ ^2P_{1/2}^0$	
770,4	NeVIII	$2s \ ^2S_{1/2} - 2p \ ^2P_{3/2}^0$	
625,3	MgX	$2s \ ^2S_{1/2} - 2p \ ^2P_{1/2}^0$	
609,8	MgX	$2s \ ^2S_{1/2} - 2p \ ^2P_{3/2}^0$	
558	NeVI	Мультиплет 1	
521,1	SiXII	$2s \ ^2S_{1/2} - 2p \ ^2P_{1/2}^0$	
499,4	SiXII	$2s \ ^2S_{1/2} - 2p \ ^2P_{3/2}^0$	
465,3	NeVIII	$2s \ ^1S_0 - 2p \ ^1P_1^0$	
436,7	MgVIII	$2s^2 2p \ ^2P^0 - 2s 2p^2 \ ^2D$	$1\frac{1}{2} - 1\frac{1}{2}$
430,5	MgVIII	$2s^2 2p \ ^2P^0 - 2s 2p^2 \ ^2D$	$\frac{1}{2} - 1\frac{1}{2}$
368,1	MgIX	$2s^2 \ ^1S - 2s 2p \ ^1P^0$	0-1
360,8	FeXVI	$3s \ ^2S - 3p^2 \ ^1P^0$	$\frac{1}{2} - \frac{1}{2}$
349,9	SiIX	$2s^2 2p^2 \ ^3P - 2s 2p^3 \ ^3D^0$	2-3
347,4	SiX	$2s^2 2p \ ^2P^0 - 2s 2p^2 \ ^2D$	$\frac{1}{2} - 1\frac{1}{2}$
346	FeX	$3s^2 3p^5 \ ^2P^0 - 3s 3p^6 \ ^2S$	$1\frac{1}{2} - \frac{1}{2}$
345,1	SiIX	$2s^2 2p^2 \ ^2P - 2s 2p^3 \ ^3D^0$	1-2
342	FeXIV	$3s^2 3p \ ^2P^0 - 3s 3p^2 \ ^2D$	$\frac{1}{2} - 1\frac{1}{2}$
339,0	MgVIII	$2s^2 2p \ ^2P^0 - 2s 2p^2 \ ^2S$	$1\frac{1}{2} - 1\frac{1}{2}$
335,3	FeXVI	$3s^2 \ ^1S - 3p \ ^2P^0$	$\frac{1}{2} - 1\frac{1}{2}$
332,8	AlX	$2s^2 \ ^1S - 2s 2p \ ^1P^0$	0-1
319,8	SiVIII	$2s^2 2p^3 \ ^4S^0 - 2s 2p^4 \ ^4P$	$1\frac{1}{2} - 2\frac{1}{2}$
317,0	MgVIII	$2s^2 2p \ ^2P^0 - 2s 2p^2 \ ^2P$	$1\frac{1}{2} - 1\frac{1}{2}$

Продолжение табл. В.1

Длина волны, Å	Ион	Переход	Изменение полного момента количества движения
316,2	SiVIII	$2s^2p^3\ ^4S^0 - 2s2p^4\ ^4P$	$1\frac{1}{2} - 1\frac{1}{2}$
315,0	MgVIII	$2s^22p\ ^2P^0 - 2s2p^2\ ^2P$	$1\frac{1}{2} - 1\frac{1}{2}$
314,3	SiVIII	$2s^22p^3\ ^4S^0 - 2s2p^4\ ^4P$	$1\frac{1}{2} - \frac{1}{2}$
313,3	MgVIII	$2s^22p\ ^2P^0 - 2s2p^2\ ^2P$	$\frac{1}{2} - \frac{1}{2}$
312,0	MgVIII	$2s^22p\ ^2P^0 - 2s2p^2\ ^2P$	$\frac{1}{2} - 1\frac{1}{2}$
308,3	SiVIII	$2s^22p^3\ ^2P^0 - 2s2p^4\ ^2D$	$1\frac{1}{2} - 2\frac{1}{2}$
303,4	SiXI	$2s^2\ ^1S - 2s2p\ ^1P^0$	0-1
296,2	SiIX	$2s^22p^2\ ^3P - 2s2p^3\ ^3P$	2-1, 2
292,8	SiIX	$2s^22p^2\ ^3P - 2s2p^3\ ^3P^0$	1-0, 1; 1-2
290,7	SiIX	$2s^22p^2\ ^3P - 2s2p^3\ ^3P^0$	0-1
284,1	FeXV	$3s^2\ ^1S^0 - 3s3p\ ^1P^0$	0-1
278,3	MgVII	$2s^22p^2\ ^3P - 2s2p^3\ ^3S^0$	2-1
	SiVII	$2s^22p^4\ ^3P - 2s2p^5\ ^3P^0$	1-2
277,1	SiVIII	$2s^22p^3\ ^2D^0 - 2s2p^4\ ^2D$	$2\frac{1}{2} - 2\frac{1}{2}$
275,3	SiVII	$2s^22p^4\ ^3P - 2s2p^5\ ^3P^0$	2-2; 1-1
274,2	FeXIV	$3s^23p\ ^2P^0 - 3s3p^2\ ^2S$	$\frac{1}{2} - \frac{1}{2}$
272,0	SiX	$2s^22p\ ^2P^0 - 2s2p^2\ ^2S$	$\frac{1}{2} - \frac{1}{2}$
270,4	FeXIV	$3s^23p\ ^2P^0 - 3s3p^2\ ^2P$	$1\frac{1}{2} - \frac{1}{2}$
264,5	FeXIV	$3s^23p\ ^2P^0 - 3s3p^2\ ^2P$	$1\frac{1}{2} - 1\frac{1}{2}$
264,3	SX	$2s^22p^3\ ^4S - 2s2p^4\ ^4P$	$1\frac{1}{2} - 2\frac{1}{2}$
259,5	SX	$2s^22p^3\ ^4S^0 - 2s2p^4\ ^4P$	$1\frac{1}{2} - 1\frac{1}{2}$
258,2	SiX	$2s^22p\ ^2P^0 - 2s2p^3\ ^2P$	$1\frac{1}{2} - 1\frac{1}{2}$
257,3	SX	$2s^2p^3\ ^4S^0 - 2s2p^4\ ^4P$	$1\frac{1}{2} - 1\frac{1}{2}$
253,8	SiX	$2s^22p\ ^2P^0 - 2s2p^2\ ^2D$	$\frac{1}{2} - 1\frac{1}{2}$

Продолжение табл. В.1

Длина волны, Å	Ион	Переход	Изменение полного момента количества движения
251,8	FeXIV	$3s^2 3p^2 P^0 - 3s 3p^2 P$	$\frac{1}{2} - 1\frac{1}{2}$
249,3	SiVI	$2s^2 2p^5 P^0 - 2s 2p^6 S$	$\frac{1}{2} - \frac{1}{2}$ (?)
248,6	CV	$2p^3 P^0 - 3d^3 D$?
246,1	SiVI	$2s^2 2p^5 P - 2s 2p^6 S$	$1\frac{1}{2} - \frac{1}{2}$
235,4	SiVIII	$2s^2 2p^3 P^0 - 2s 2p^4 P$	$1\frac{1}{2} - 1\frac{1}{2}$
233,0	SiVIII	$2s^2 2p^3 P^0 - 2s 2p^4 P$	$1\frac{1}{2} - \frac{1}{2}$
231,4	FeXV	$3p^3 P^0 - 3d^3 D$	2-3 (?)
227,1	SiIX	$2s^2 2p^2 P - 2s 2p^3 S^0$	2-1
225,1	SiIX	$2s^2 2p^2 P - 2s 2p^3 S^0$	1-1
224,7	SiIX	$2s^2 p^4 P - 2s 2p^5 P^0$	1-1; 2-2
223,7	SiIX	$2s^2 2p^2 P - 2s 2p^3 S^0$	0-1
217,0	SiVIII	$2s^2 2p^3 P^0 - 2s 2p^4 P$	$2\frac{1}{2} - 1\frac{1}{2}$
214,7	SiVIII	$2s^2 2p^3 P^0 - 2s 2p^4 P$	$1\frac{1}{2} - \frac{1}{2}$
211,7	FeXIV	$3p^2 P^0 - 3d^2 D$	$\frac{1}{2} - 1\frac{1}{2}$
196,7	FeXII, XIII		
195,1	FeXII, XIII		
193,5	FeXII, XIII		
192,3	FeXII, XIII		
191,2	Fe		
190,2	FeXIII SXII		
188,2	FeXI, XII		
187,0	FeXIII	$3p^3 P^0 - 3p^2 (P) 3d^2 F$	$2\frac{1}{2} - 3\frac{1}{2}$
185,5	FeVIII	$3p^6 3d^2 D - 3p^5 3d^2 F^0$	$2\frac{1}{2} - 3\frac{1}{2}$
184,7	FeXI, XII		
183,9	OXI	Мультиплет 3	
182,2	FeXI	$3p^4 P - 3p^3 (P) 3d^3 D^0$	1-2
179,8	FeXI	$3p^4 P - 3p^3 (P) 3d^3 F^0$	2-3
177,1	FeX	$3p^6 P^0 - 3p^4 (P) 3d^2 P$	$1\frac{1}{2} - 1\frac{1}{2}$

Продолжение табл. В.1

Длина волны, Å	Ион	Переход	Изменение полного момента количества движения
175,3	FeX	$3p^5 2P^0 - 3p^4 (1D) 3d 2D$	$\frac{1}{2} - 1\frac{1}{2}$
174,5	FeX	$3p^5 2P^0 - 3p^4 (1D) 3d 2D$	$1\frac{1}{2} - 2\frac{1}{2}$
173,1	OVI	Мультиплет 4	
172,9	OVI	Мультиплет 4	
171,1	FeIX	$3p^6 1S - 3p^5 3d 1P^0$	0-1
164,1	NiXIV	$3p^3 2D^0 - 3p^2 3d 2F$	$2\frac{1}{2} - 3\frac{1}{2}$ (?)
160,0	NiX	$3p^6 3d 2D - 3p^5 3d^2 2F^0$	$1\frac{1}{2} - 2\frac{1}{2}$
158,8	CoX	$3p^6 1S^0 - 3p^5 3d 1P_1$	
158,4	NiX	$3p^6 3d 2D - 3p^5 3d^2 2F^0$	$2\frac{1}{2} - 3\frac{1}{2}$
157,7	NiXIII	$3p^4 3P - 3p^3 (2P) 3d 3D^0$	2-3
154,1	NiXII	$3p^5 2P^0 - 3p^4 (1D) 3d 2D$	$1\frac{1}{2} - 1\frac{1}{2}$
153,0	NiXII	$3p^5 2P^0 - 3p^4 (1D) 3d 2D$	$\frac{1}{2} - 1\frac{1}{2}$
152,1	NiXII	$3p^5 2P^0 - 3p^4 (1D) 3d 2D$	$1\frac{1}{2} - 1\frac{1}{2}$
150,0	OVI	Мультиплет 2	
148,4	NiXI	$3p^6 1S - 3p^5 3d 1P^0$	0-1
145,0	NiX	$3p^6 3d 2D - 3p^5 3d^2 2D^0$	$2\frac{1}{2} - 2\frac{1}{2}$
144,2	NiX	$3p^6 3d 2D - 3p^5 3d^2 2D^0$	$1\frac{1}{2} - 1\frac{1}{2}$
129,2	OVI	Мультиплет 5	
116,4	OVI	$2p 2P^0 - 5d 2D$?
115,8	OVI	$2s 2S - 4p 2P^0$?
111,0	CaX	$3s 2S - 4p 2P^0$	$\frac{1}{2} - 1\frac{1}{2}$ (?)
106,1	NeVII	$2s 2p 3P^0 - 2s 3d 3D$	1-2
105,3	FeIX	$3p^6 1S - 3p^5 4s 3P^0$	0-1
104,8	OVI	$2s 2S - 5p 2P^0$?
103,7	FeIX	$3p^6 1S - 3p^5 4s 1P^0$	0-1
98,1	NeVIII	$2p 2P^0 - 3d 2D$	$\frac{1}{2} - 1\frac{1}{2}$
96,6	FeX	$3p^5 2P^0 - 3p^4 4s 2P$	$\frac{1}{2} - \frac{1}{2}$

Продолжение табл. В.1

Длина волны, Å	Ион	Переход	Изменение полного момента количества движения
96,1	FeX	$3p^5 \ ^2P^0 - 3p^4 4s \ ^2P$	$\frac{1}{2} - 1\frac{1}{2}$
95,3	FeX	$3p^5 \ ^2P^0 - 3p^4 4s \ ^2P$	$\frac{1}{2} - 1\frac{1}{2}$
94,1	FeX	$3p^5 \ ^2P^0 - 3p^4 4s \ ^2P$	$1\frac{1}{2} - 1\frac{1}{2}$
90,1	FeXI	$3p^4 \ ^3P - 3p^3 4s \ ^3S^0$	1-0
89,2	FeXI	$3p^4 \ ^3P - 3p^3 4s \ ^3S^0$	2-1
88,1	FeXI	$3p^4 \ ^3P - 3p^3 4s \ ^3D^0$	1-2
	Ne VIII	$2s \ ^2S - 3p \ ^2P^0$	$\frac{1}{2} - 1\frac{1}{2}$
86,8	FeXI	$3p^4 \ ^3P - 3p^3 4s \ ^3D^0$	2-3
82,9	Mg VIII	$2p \ ^2P^0 - 3s \ ^2S$	$1\frac{1}{2} - \frac{1}{2}$ (?)
82,6	Mg VIII	$2p \ ^2P^0 - 3s \ ^2S$	$\frac{1}{2} - \frac{1}{2}$ (?)
81,7	Mg VIII	$2p^2 \ ^4S - 2p 3s \ ^4P^0$	
81,6	Si VII	$2p^4 \ ^3P - 2p 3s \ ^3D^0$	2-3
79,5	FeXII	$3p^3 \ ^4S^0 - 3p^2 4s \ ^4P$	$1\frac{1}{2} - 2\frac{1}{2}$ (?)
77,7	MgIX	$2p \ ^1P^0 - 3s \ ^1S$	1-0
75,8	FeXIII	$3p^2 \ ^3P - 3p 4s \ ^3P^0$	1-1 (?)
74,8	Mg VIII	$2p \ ^2P^0 - 3d \ ^2D$?
74,3	Si VIII	$2p^3 \ ^2P^0 - 2p^2 3s \ ^2P$?
72,4	Si VIII	$2p^3 \ ^2D^0 - 2p^2 3s \ ^2P$	$1\frac{1}{2} - \frac{1}{2}$ (?)
72,3	MgIX	$2p^2 \ ^1D - 2p^3 d \ ^1D^0$	2-2 (?)
69,9	MgIX	$2p^2 \ ^1D - 2p 3d \ ^1F^0$	2-3
	FeXV	$3s 3d \ ^3D - 3s 4f \ ^3F^0$?
69,5	Si VIII	$2p^3 \ ^4S^0 - 2p^2 3s \ ^4p$?
68,5	Mg VIII	$2p \ ^2P^0 - 3p \ ^2S$?
67,2	Ne VIII	$2s \ ^2S - 4p \ ^2P^0$?
	MgIX	$2s 2p \ ^3P^0 - 2s 3d \ ^3D$?
66,4	FeXVI	$3d \ ^3D - 4f^2 \ ^3F^0$	$2\frac{1}{2} - 3\frac{1}{2}$
65,7	MgX	$2p \ ^2P^0 - 3s \ ^2S$	$1\frac{1}{2} - \frac{1}{2}$
65,6	MgIX	$2p \ ^2P^0 - 3s \ ^2S$	
63,7	FeXVI	$2p \ ^2P^0 - 4s \ ^2S$	$1\frac{1}{2} - \frac{1}{2}$

Продолжение табл. В.1

Длина волны, Å	Ион	Переход	Изменение полного момента количества движения
63,3	MgX	$2p^2P^0 - 3d^2D$	
	SiVIII	$2p^3^2P^0 - 2p^23d^2P$	$1\frac{1}{2} - 1\frac{1}{2}$
62,8	SiVIII	$2p^3^2P^0 - 2p^23d^2P$	$\frac{1}{2} - \frac{1}{2}$
	MgIX	$2s^2^1S - 2s3p^1P^0$	0-1
62,7	MgIX	$2s^2^1S - 2s3p^1P^0$	
61,9	SiIX	$2p^2^3P - 2p3s^2P^0$	2-1
61,6	SiIX	$2p^2^3P - 2p3s^3P^0$	1-2
61,1	SiVIII	$2p^3^4S^0 - 2p^2^3d^4P$	$1\frac{1}{2} - \frac{1}{2}, 1\frac{1}{2}, 2\frac{1}{2}$
60,7	NeVIII	$2s^2S - 5p^2P^0$	$\frac{1}{2} - \frac{1}{2}, 1\frac{1}{2} (?)$
59,3	FeXIV	$3p^2P^0 - 4d^2D$	$1\frac{1}{2} - 2\frac{1}{2}$
58,8	FeXIV	$3p^2P^0 - 4d^2D$	$\frac{1}{2} - 1\frac{1}{2}$
57,6	MgX	$2s^2S - 3p^2P^0$	$\frac{1}{2} - \frac{1}{2}, 1\frac{1}{2}$
56,8	SiX	$2s2p^2^2P - 2s2p3d^2D^0$	$1\frac{1}{2} - 2\frac{1}{2} (?)$
56,6	SiX	$2s2p^2^2P - 2s2p3d^2D^0$	$1\frac{1}{2} - 2\frac{1}{2} (?)$
56,0	SiIX	$2p^2^1D - 2p3d^1F^0$	2-3 (?)
55,3	SiIX	$2p^2^3P - 2p3d^3D^0$	
55,1	SiIX	$2p^2^3P - 2p3d^3P^0$	
54,8	FeXVI	$3p^2P^0 - 4d^2D$?
54,6	SiX	$2p^4P^0 - 3s^4P$?
54,2	FeXVI	$3s^2P^0 - 4p^2D$	$\frac{1}{2} - 1\frac{1}{2} (?)$
	SiX	$2p^4^3P - 2p^33s^3D^0$	2-3 (?)
52,8	SiIX		
52,5	SiX	$2s2p^2^2D - 2s2p3d^2F$	$2\frac{1}{2} - 1\frac{1}{2} (?)$
52,3	SiXI	$2s2p^1P^0 - 2s3s^1S$	1-0 (?)
52,1	SiX	$2s2p^2^2P^0 - 2s2p3d^2D$	
50,7	SiX	$2p^2P^0 - 3d^2D$	$1\frac{1}{2} - 2\frac{1}{2}$

Продолжение табл. В.1

Длина волны, Å	Ион	Переход	Изменение полного момента количества движения
50,5	SiX	$2p^2 P^0 - 3d^2 D$	$\frac{1}{2} - 1\frac{1}{2}$
50,3	FeXVI	$3s^2 S - 4p^2 P^0$	$\frac{1}{2} - 1\frac{1}{2}$ (?)
49,7	SiX	$2s2p^2 D - 2s2p3d^2 F^0$?
49,2	SiXI	$2s2p^1 P^0 - 2s3d^1 D$	1-2
47,6	SiXI	$2s2p^3 P^0 - 2s3d^3 D$?
	SX	$2p^3^4 S^0 - 2p^2 3s^4 P$	
46,3	SiXI	$2s2p^3 P^0 - 2s3d^3 D$	
45,7	SiXII	$2p^2 P^0 - 3s^2 S$	$1\frac{1}{2} - \frac{1}{2}$
44,2	SiIX	$2p^2^3 P - 2p4d^3 D^0$	
	SiXII	$2p^2 P^0 - 3d^2 D$	
	MgX	$2s^2 S - 4p^2 P^0$	
43,8	SiXI	$2s^2^1 S - 2s3p^1 P^0$	0-1
42,5	SX	$2p^3^4 S^0 - 2p^2 3d^4 P$	$1\frac{1}{2} - \frac{1}{2}$; $1\frac{1}{2} - 1\frac{1}{2}$, $2\frac{1}{2}$
40,9	SiXII	$2s^2 S - 3p^2 P^0$	$\frac{1}{2} - \frac{1}{2}$, $1\frac{1}{2}$
33,8	CVI	$1s^2 S - 2p^2 P^0$	$\frac{1}{2} - \frac{1}{2}$, $1\frac{1}{2}$
24,8	NVII	$1s^2 S - 2p^2 P^0$	$\frac{1}{2} - \frac{1}{2}$, $1\frac{1}{2}$
23,2	NVI	$1s^2^1 S - 1s4p^1 P^0$	0-1 (?)
21,7	OVII	$1s^2^1 S - 1s2p^3 P^0$	0-1
21,6	OVII	$1s^2^1 S - 1s2p^1 P^0$	0-1
20,8	NVII	$1s^2 S - 3p^2 P^0$	$\frac{1}{2} - \frac{1}{2}$, $1\frac{1}{2}$
18,8	OVIII	$1s^2 S - 2p^2 P^0$	$\frac{1}{2} - \frac{1}{2}$, $1\frac{1}{2}$
18,6	OVII	$1s^2^1 S - 1s3p^1 P^0$	0-1
17,7	OVII	$1s^2^1 S - 1s4p^1 P^0$	0-1
16,3	FeXVII	$2p^6^1 S - 2p^5 3s^1 P^0$	0-1
16,0	OVIII	$1s^2 S - 3p^2 P^0$	$\frac{1}{2} - \frac{1}{2}$, $1\frac{1}{2}$
15,3	FeXVII	$2p^6^1 S - 2p^5 3d^2 P^0$	0-1
15,0	FeXVII	$2p^6^1 S - 2p^5 3d^3 P^0$	
13,7	FeXVII	$2s^2 2p^6^1 S - 2s2p^6 3p^1 P^0$	0-1

ЛИТЕРАТУРА

1. Tandberg-Hanssen E. E., Solar Activity, Blaisdell, Waltham, Mass., 1967.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Активная область 67, 73
Альвена скорость 270, 296, 317, 387
Атом водорода 149, 361
- «Бабочки» Маундера 61, 63
Брунта — Вайсала частота 239, 266
Бэбкока и Лейтона модель 64, 82
- Ван де Хюлста выражения 329
Вертикальные колебания 214
Вилсона эффект 69
Вина закон 32, 130
«Вмороженные» поля 59, 65, 293
Возбуждение и дезактивация 184
Волны Альвена 270
— гравитационные 35, 44, 237, 248, 266
— звуковые 236, 248, 264
— исчезающие 237
— Россби 58
Вращение Солнца 57
Вспышки 25, 85
- Гарвардско-смитсоновская стандартная атмосфера (HSRA) 140
Грануляция в белом свете 38, 42, 153, 201—211
- Давление в недрах Солнца 106, 113, 143
Дикке гипотеза 5, 57, 64
Дисперсионное уравнение 235
- Зеемана эффект (см. Магнитное расщепление линий) 174
Зоднакальный свет 335
- Изоэлектронные серни 353
Интенсивность излучения 127, 145, 159, 329, 375
- Квантовые числа 149
Конвективная зона 34, 200, 265
Корона 26, 51, 317
— активного Солнца 82, 321
— излучение 337, 367, 394
— составляющие излучения 53, 322
— способы наблюдения 317
— температура 333
— эмиссионный спектр 347
Козффициент поглощения 112, 141, 163
- Масса Солнца 102, 113
Магнитное расщепление линий (см. Зеемана эффект) 174
Магнитогиродинамические волны 44, 50, 95, 273
Модель современного Солнца 113, 140
- Оптическая глубина 132, 139, 242
Ослабление излучения 132
Отсутствие термодинамического равновесия 42, 153, 374
- Плазма 59, 83
Плазменная частота 371
- Планка формула 129, 139, 182, 255
Плотность Солнца 143, 251, 329
Потемнение к краю 40, 126, 135, 146
Поток пейтрино 116
Потоки энергии 254—264
Протуберанцы 25, 67, 74, 94
- Радиокорона 369
Расширение спектральных линий 157, 162
— — — вследствие давления 161, 170
— — — доплеровское 158, 161, 165
— — — естественное 161, 163
Релаксация тепловых возмущений 243
Релея—Джинса формула 131, 370
- Саха формула 107, 180
Скорость генерации энергии 108
Солнечная активность 25, 336
— — цикл 60
Солнечные пятна 29, 60, 70
Солнечный ветер 24, 381
— — магнитное поле 383
— — основные уравнения 384
Спектр электромагнитного излучения 32, 36, 347
Спектральные линии 153, 189, 194, 362
— серни 151, 193, 353
Спикулы 50, 200, 299
Супергрануляция 43, 65, 105, 211, 288
- Температура Солнца 103, 250, 376
— — изменение вдоль радиуса 103, 113, 138, 143, 252
Термодинамическое равновесие 131, 179, 374
— — локальное 132, 139, 159, 179
- Увеличение радиояркости к краю диска 138, 321, 379
- Факелы 25, 70
Флоккулы 29, 70
Фотосфера 36, 125, 143
Фраунгоферовы линии 37, 49, 141, 146, 324, 391
Функция источника 129, 146, 181
— — для спектральной линии 155, 181, 187, 195
- Химический состав Солнца 22, 32, 98
Хромосфера 39, 44, 199
— модель строения 311
Хромосферная сетка 49, 153, 249, 277
— — образование 297
Хьертинга функция 168
- Цюрихские числа 60, 89
- Шварцшильда критерий 106, 210
Штарка эффект 170
- Эвершеда течение 70
Эволюция Солнца 117
Эквивалентная ширина линии 160
- Ядро Солнца 31

ОГЛАВЛЕНИЕ

От редактора перевода	5
Предисловие к американскому изданию	9
От автора	11
Обозначения	12
Глава 1. Изучение Солнца: почему, что и как	21
1.1. Почему мы изучаем Солнце?	21
1.2. Основные проблемы	22
Химический состав	22
Генерация энергии	23
Перенос энергии наружу	24
Солнечный ветер	24
Солнечная активность	25
Вспышки	25
Успехи, достигнутые за последнее время	26
1.3. Наши методы и подход	27
Глава 2. Описание строения Солнца и протекающих в нем процессов	29
2.1. Классификация явлений	29
2.2. Ядро Солнца	31
2.3. Конвективная зона	34
2.4. Фотосфера	36
2.5. Хромосфера	44
2.6. Корона	51
2.7. Источники солнечной активности	55
2.8. Цикл солнечной активности	60
2.9. Активная область	67
2.10. Корона активного Солнца	82
2.11. Вспышки	85
Литература	97
Глава 3. Недра Солнца	98
3.1. Химический состав Солнца	98
3.2. Изменение свойств вещества вдоль радиуса	102
3.3. Свойства вещества, зависящие от локальных значений основных параметров	106
Давление	106
Генерация энергии	108
Непрозрачность	112
3.4. Модель современного Солнца	113
3.5. Эволюция Солнца	117

Сжатие	119
Ядерное горение	120
Эволюция после главной последовательности	122
Литература	123
Глава 4. Фотосфера	125
4.1. Общее описание лучистого переноса	126
4.2. Оптическая глубина	132
4.3. Данные наблюдений и их связь с физическими свойствами солнечного вещества	135
4.4. Гарвардско-смитсоновская стандартная атмосфера	141
4.5. Образование линий поглощения	146
Основные сведения об атомах	148
Основные сведения об образовании спектральных линий	153
Функция источника для спектральной линии	155
Эквивалентные ширины линий поглощения	160
4.6. Расширение спектральных линий	162
Естественное расширение	163
Доплеровское расширение	165
Расширение вследствие давления	170
4.7. Магнитное расщепление спектральных линий	174
4.8. Отсутствие локального термодинамического равновесия	178
Термодинамическое равновесие, локальное термодинамическое равновесие и отсутствие локального термодинамического равновесия	179
Функция источника для спектральной линии	181
Возбуждение и дезактивация	184
Рассеяние фотонов	188
Спектральные линии, определяемые преимущественно фотоэлектрическими процессами	189
Спектральные линии, определяемые преимущественно столкновениями	194
Литература	197
Глава 5. Хромосфера	199
5.1. Поля упорядоченных скоростей	201
Грануляция	201
Супергрануляция	211
Вертикальные колебания	214
5.2. Нагревание атмосферы и инверсия температуры	250
Распределение температуры	251
Потоки энергии	254
Генерация нелучистой энергии	264
Распространение и диссипация нелучистой энергии	267
5.3. Хромосферная сетка	277
Хромосферная сетка в свете линии $H\alpha$	278
Хромосферная сетка в свете линии $CaIIK$	282
Связь хромосферной сетки с магнитными полями	284
Связь хромосферной сетки с полем скоростей	286
Продолжительность жизни хромосферной сетки	291
Вмороженные магнитные поля	293
Образование хромосферной сетки	297
5.4. Спиккулы	299
Литература	312
Глава 6. Корона	317
6.1. Способы наблюдения короны	317

6.2. Рассеивающая корона	321
Спектроскопический метод разделения короны K и короны F	323
Поляризацонный метод разделения короны K и короны F	324
Кинетическая температура короны	333
Корона F	334
Влияние солнечной активности	336
6.3. Излучающая корона	337
Возникновение линий излучения короны	338
Ионизация в короне	341
Эмиссионный спектр короны	347
Изоэлектронные серии	353
Непрерывное излучение короны	367
6.4. Раднокорона	369
Излучение радиоволн	370
Распространение радиоволн	373
Температура диска	376
Наблюдения с большим пространственным разрешением	378
6.5. Солнечный ветер	381
Магнитные силы	383
Основные уравнения	384
Решения уравнений для солнечного ветра	385
Литература	389
Приложение А. Наиболее сильные фраунгоферовы линии	391
Литература	393
Приложение Б. Линии излучения короны в видимой области спектра	394
Литература	396
Приложение В. Линии излучения короны в ультрафиолетовой, далекой ультрафиолетовой и рентгеновской областях спектра	397
Литература	404
Предметный указатель	405

ИВ 892

Э. Гибсон

СПОКОЙНОЕ СОЛНЦЕ

Редактор Э. Медушевская

Художник А. Шумилин Художественный редактор И. Каледни
Технический редактор Е. Потапенкова Корректор Н. ГряСдано в набор 3/1 1977 г. Подписано к печати 11/V 1977 г. Бумага тип. № 2 60×90^{1/8}—12,81 бум. л. 25,63 печ. л., в т/ч 1 вкл. Уч.-изд. л. 25,37 Изд. № 27/9066. Цена 1 р. 80 к. Зак. 448

Издательство «Мир»

Москва, 1-й Рижский пер., 2

Ордена Трудового Красного Знамени Ленинградская типография № 2 имени Евгении Соколовой Союзполиграфпрома при Государственном комитете Совета Министров СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. 198052, Ленинград, Л-52, Измайловский пр., 29