

53
2-37 X

Проф. Б. П. ГЕРАСИМОВИЧ
ДИРЕКТОР ПУЛКОВСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

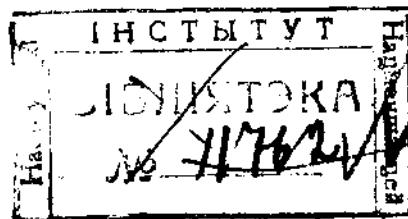
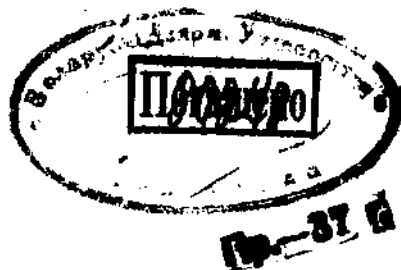
Депозитарий

Пров. 1966

ПРОВЕРЕНО
1950 г.

ФИЗИКА СОЛНЦА

ИЗДАНИЕ ВТОРОЕ
ПЕРЕРАБОТАННОЕ и ДОПОЛНЕННОЕ



РЕСПУБЛИКАНСКАЯ
НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКАЯ
БИБЛИОТЕКА

ОНТИ

НКТП

ГОСУДАРСТВЕННОЕ
НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО УКРАИНЫ
ХАРЬКОВ

1966

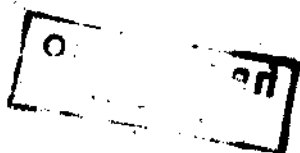
ПРОВЕРЕНО
1966 г.

ВНЧДТНБОУСД

Библиографическое описание этого
издания помещено в „Летопись Укра-
инского Друку“, „Картковому
Ремітурі“ и других указателях
Украинской Книжной Палаты.

4-5-4

Типо-лито-цифрография ДНТВУ
Харьков, Суздальск. рядн. 18/20
Уполномочен. Главлнта № 2561
Зак. № 01266



ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящее издание отличается от украинского значительной модернизацией всего материала и расширением некоторых глав. Наибольшим изменениям подверглись главы о теории солнечной атмосферы и об электромагнитных влияниях Солнца.

Июль 1935 г. Пулково

ВВЕДЕНИЕ

Огромное значение изучения Солнца определяется двумя причинами. С одной стороны, Солнце — ближайшая к нам звезда. В то время как все звезды даже в наиболее мощные телескопы представляются в виде светящихся точек, Солнце имеет значительный угловой диаметр и на его диске видимо множество деталей. Изучение Солнца и физики явлений, происходящих на нем, дает нам поэтому ключ к познанию звезд, к пониманию их физики и отчасти законов их эволюции.

С другой стороны, изучение Солнца имеет и чисто практическое значение. Наше дневное светило является прямо или косвенно основной причиной всех превращений энергии на поверхности Земли, основным фактором жизни растений и, наконец, практически единственным источником всего того энергетического запаса, который имеется в нашем распоряжении. Таким образом весь сложный комплекс вопросов, связанных с Солнцем, может быть сведен в две основные проблемы. Во-первых, Солнца как такового и, во-вторых, Солнца в его отношении к процессам, происходящим на земной поверхности. Первая проблема — „Солнце, как звезда“ или „Физика Солнца“, вторая — „Солнце и Земля“.

Однако, прежде чем приступить к изучению этих проблем, мы остановимся на основных геометрических и механических данных о Солнце в том виде, в каком они доставляются нам наблюдением разного рода угловых величин. Это будет соответствовать и ходу развития наших познаний о Солнце, которые возникли с незапамятных времен из астрономических наблюдений положения и угловых размеров Солнца.

Основные данные о Солнце

Непосредственное наблюдение не дает нам никаких сведений ни о размере Солнца, ни о размере различных деталей на его диске. Оно позволяет нам определить лишь угловые размеры этого небесного тела и видимых на его диске образований. Не зная линейных размеров Солнца, мы не знаем основного, а именно:

пространственной шкалы и масштаба происходящих на нем явлений. Для того же, чтобы иметь этот масштаб, чтобы быть в состоянии обратить в километры те угловые секунды и их доли, к которым приводят микрометрические измерения на солнечном диске, мы должны знать фундаментальнейшую постоянную — расстояние от Земли до Солнца. Если оно известно, сразу становится известным радиус Солнца, а вместе с ним и пространственный масштаб явлений, на нем происходящих.

Трудно указать какую-либо другую частную научную задачу, на разрешение которой было затрачено больше усилий, чем на определение расстояния Земли от Солнца. Попытки решения этой задачи теряются во мгле столетий, где-то на грани между вавилоно-египетской и эллинской культурой. Еще Гиппарх имел развитый геометрический метод для его определения, и если все эти попытки не приводили к надежным результатам, то виною этого был не недостаток трудолюбия исследователей, но ничтожность той угловой величины, которая подлежала определению. В нашу задачу, однако, не входит подробное описание истории и методики подобных определений. Имея ввиду лишь физику Солнца, мы остановимся на этом вопросе постолько, поскольку это нужно для понимания дальнейшего.

Определение расстояния до Солнца

Для определения расстояний внутри нашей солнечной системы, в том числе и расстояния до Солнца, пользуются тем самым тригонометрическим методом, который употребляется землемерами при определении расстояния до недоступной точки. Последний сводится, как известно, к следующему. В концах прямой известной длины AB (базиса) определяют углы, составленные AB с прямыми, соединяющими ее концы с недоступным предметом C . После этого расстояние до этого предмета находится простым решением треугольника ABC , то-есть применением известных формул тригонометрии. Однако, если расстояние до точки C очень велико, треугольник будет весьма вытянут, решение его будет неточно или просто невозможно. В этом случае необходимо пользоваться очень длинным базисом.

Планеты и Солнце находятся от нас на столь больших расстояниях, что для определения последних надо пользоваться наибольшим из всех имеющихся в нашем распоряжении базисов, то-есть радиусом Земли или достаточно большой его частью, считая его известным из геодезических определений. Пусть A и B — два наблюдателя, находящиеся на одном и том же географическом меридиане; допустим для упрощения, что светило P находится в плоскости последнего. Если A и B наблюдают P одновременно, результатами их измерений будут зенитные расстояния светила ZAP и ZBP . В четырехугольнике $OAPB$, где O —

центр шарообразной Земли, будут теперь известны углы PAO и PBO . Далее известны стороны AO и BO , равные радиусу Земли, и угол AOB (он равен разности широт двух наблюдателей). После этого определение расстояния OP сводится к простым тригонометрическим вычислениям.

Угол APB называется суточным параллаксом светила P для наблюдателя A . Очевидно, при одном и том же расстоянии OP этот угол меняется, как функция положения наблюдателя A на земной поверхности. Он равен нулю, если светило находится в зените наблюдателя, и достигает максимума, когда P — в горизонте на-

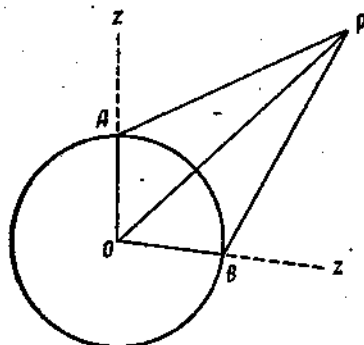


Рис. 1. К определению расстояния до небесных тел

блюдателя (то - есть когда угол OAP прямой). Это максимальное значение рассматриваемого угла называется горизонтальным параллаксом светила. Если бы Земля была строго шарообразной, этот угол равнялся бы тому углу, под которым со светила P виден радиус земного шара. На самом деле Земля не шар, и поэтому горизонтальный параллакс светила (при одном и том же расстоянии OP) зависит от широты места наблюдения. Когда последнее находится на земном экваторе, горизонтальный параллакс светила максимален. Условились эту вели-

чину считать, так сказать, стандартной и назвали ее экваториальным горизонтальным параллаксом светила (π). Величина π связана с OP расстоянием до светила P , следующим соотношением, выводимым из прямоугольного треугольника OAP (считаем согласно определению, что P находится на горизонте A):

$$OP = \frac{R}{\sin \pi},$$

где R — экваториальный радиус Земли. Все сводится, следовательно, к определению π данного светила.

Подобный метод определения расстояний весьма удобен, если светило достаточно близко к Земле. На самом деле, даже для самого близкого светила — Луны на среднем ее расстоянии от Земли — угол π равен всего $57'2''.7$. Для Солнца, как увидим дальше, $\pi = 8''.80$; поэтому в случае Солнца прямой метод определения расстояний даст весьма ненадежные результаты. Эта трудность обходится следующим образом.

Как известно, на основании третьего закона Кеплера, между большой полуосью эллиптической орбиты планеты вокруг Солнца — a — и ее периодом оборота вокруг последнего T имеется зависимость

$$\frac{4\pi^2 a^3}{T^2} = k^2 (M + m),$$

где k^2 — постоянная тяготения ($k^2 = 6,673 \cdot 10^{-8}$ в системе сант.-грамм-сек.), M и m — массы Солнца и планеты, а π — отношение длины окружности к диаметру. Если в первом приближении пренебречь массой планеты в сравнении с огромной массой Солнца и обозначить индексом „нуль“ соответствующие величины для Земли, найдем:

$$a_0^3 = a^3 \frac{T_0^2}{T^2}.$$

Так как период оборота Земли вокруг Солнца T_0 известен, задача нахождения a_0 сводится к определению a и T для какой-либо планеты. Для этой цели можно избрать какую-нибудь близкую к нам планету, параллакс которой достаточно велик и может быть определен более или менее точно.

Период T оборота планеты вокруг Солнца находится без труда на основании продолжительных наблюдений ее видимого движения с учетом годичного движения Земли. Для нахождения a пользуются определением расстояния планеты от Земли около момента „противостояния“ последней, то-есть тогда, когда ее видимое с Земли угловое расстояние до Солнца равняется 180° . Если для простоты предположить, что планета и Земля обращаются вокруг Солнца по окружностям, лежащим в одной плоскости, и определить расстояние планеты до земли — d — в момент „противостояния“, то радиус ее орбиты вокруг Солнца — a — оказывается связанным с a_0 очевидным равенством $a = a_0 + d$. Тогда, все еще предполагая годичную орбиту Земли круговой, легко найдем a_0 из соотношения

$$\frac{a_0}{a_0 + d} = \left(\frac{T_0}{T} \right)^{2/3}.$$

Нетрудно вывести дальше поправку за эллиптичность орбит Земли и планеты, их взаимный наклон, массы планеты и Земли и таким образом окончательно определить как a_0 — среднее расстояние Земли от солнца, так и соответствующий этому расстоянию горизонтальный экваториальный параллакс Солнца π .

Для определения солнечного параллакса обычно пользуются так называемыми малыми планетами, которые благодаря значительным эксцентриситетам своих орбит иногда подходят к Земле гораздо ближе, чем другие планеты и становятся удобными объектами для определения параллаксов. Наиболее пригодна для этого малая планета Эрос, противостояния которой бывают предметом весьма энергичных астрономических кампаний международного характера.

Другим весьма точным способом определения солнечного параллакса и среднего расстояния Земли от Солнца является способ спектроскопический. Он сводится к следующему.

Как известно из физики, при наличии относительного движения источника света, линии в спектре последнего испыты-

вают смещения. Если v — относительная скорость „источник — наблюдатель“, спроектированная на прямую, их соединяющую (так называемая „лучевая скорость“), λ — длина волны для какой-либо спектральной линии, имеющейся в спектре источника, $\Delta\lambda$ — соответствующее смещение, то на основании принципа Доплера

$$\Delta\lambda = \pm \frac{v}{c} \lambda,$$

где c — скорость света. Знак плюса берется, если расстояние между источником и наблюдателем увеличивается, знак минуса — в противоположном случае. В первом случае спектральные линии, очевидно, смещаются к красному концу спектра, во втором — к фиолетовому концу. Наблюдая эти „Доплеровы“ смещения, можно определить лучевую скорость звезды v в километрах на секунду.

Предположим теперь для простоты, что Земля обращается вокруг Солнца по окружности. Вследствие этого вектор скорости Земли относительно звезды v в течение года поворачивается на 360° . Кроме того эта скорость изменяется и по величине. Если звезда находится в плоскости эклиптики, то — есть в плоскости годичной орбиты Земли, v — изменяется от некоторого значения v_0 (когда угловое расстояние звезда — Солнце равно нулю или 180°) до положительного или отрицательного максимума $\pm v_{\max}$ (когда этот угол равен соответственно 270° и 90°).

Нетрудно понять, что v_0 есть ни что иное, как лучевая скорость звезды по отношению к Солнцу, что же касается $\pm v_{\max}$, то это ни что иное как $v_0 \pm V$, где V — линейная скорость Земли на ее орбите. Таким образом, сравнивая $v_{\max}$ с v_0 , мы легко находим V . Считая орбиту Земли круговой, легко находим:

$V = \frac{2\pi a_0}{T_0}$, где T_0 число секунд в году, а a_0 выражено в километрах. Отсюда без труда находится a_0 .

Поправки за эллиптичность земной орбиты и за угловое расстояние звезды от плоскости эклиптики (широту звезды) вводятся после этого без труда. Спектроскопический метод определения a_0 (обычно определяется π для сравнимости с тригонометрическим методом) дает результат весьма высокой точности.

Помимо этого можно определять π на основании наблюдений движения Луны и отдельных планет, определяя по правилам небесной механики их „возмущения“, то-есть отклонения от простых законов движения, найденных Кеплером. Эти методы определения π весьма сложны и носят название „методов возмущения“.

Полученные по наше время результаты определений солнечного параллакса могут быть представлены следующей таблицей:

Результаты определения солнечного параллакса

	π	Вероятная ошибка опре- деления
Тригонометрические методы		
Визуальные наблюдения малых планет 1889—1890 г. (Джилл)	8"802	$\pm 0''005$
Визуальные наблюдения Эроса, 1900—1901 г. (Хинкс)	8"806	$\pm 0''004$
Фотографические наблюдения Эроса, 1900—1901 г. (Хинкс)	8"807	$\pm 0''003$
Фотографические наблюдения планеты Марс, 1924 г. (Джонс и Хали)	8"809	$\pm 0''005$
Спектроскопический метод		
1912 г. (Хоф)	8"802	$\pm 0''004$
Методы возмущений		
Возмущения движения Луны, 1924 г. (Джонс) . .	8"805	$\pm 0''005$
Возмущения Эроса, 1921 г. (Нотбум)	8"799	$\pm 0''001$

На основании всех этих данных Росселл (Russell), из книги которого мы заимствовали вышеприведенную таблицу, выводит, как наиболее вероятное значение π , то есть экваториального горизонтального параллакса Солнца на среднем расстоянии последнего от Земли

$$\pi = 8''.803 \pm 0''.001 \text{ (вероятная ошибка).}$$

На основании формулы $a_0 = \frac{R}{\sin \pi}$, где R —экваториальный радиус Земли, можно теперь определить a_0 , то-есть среднее расстояние Земли от Солнца. Принимая по Хайфорду (Hayford) $R = 6378,4$ км, находим, что

$$a_0 = 149\,450\,000 \pm 17\,000 \text{ км.}$$

Эта величина является фундаментальной не только для исследования физики Солнца, но и для определения расстояний до звезд. В последнем случае a_0 играет роль базиса, подобную той, какую в деле определения расстояния до Солнца играет экваториальный радиус Земли.

Размеры, масса и плотность Солнца

Для определения линейного радиуса Солнца (например, в километра) необходимо знать его видимый угловой радиус. Если на среднем расстоянии Земли от Солнца последний равен $R''_{\odot}$, то линейный радиус Солнца $R_{\odot}$ найдется по формуле:

$$R_{\odot} = a_0 \sin R''_{\odot};$$

как это легко видеть из треугольника — „наблюдатель — центр Солнца — точка касания линии зрения, проведенной к краю Солнца“.

Ввиду эллиптичности земной орбиты (эксцентриситет ее равен 0,017), видимый угловой радиус Солнца не является постоянным, но меняется в течение года. Когда Земля находится в перигелии (то - есть на наименьшем расстоянии от Солнца) угловой диаметр последнего равен $32'31''$, когда Земля в афелии (максимальное расстояние от Солнца) — последний равен $31'27''$. Видимый угловой диаметр Солнца, соответствующий среднему расстоянию последнего от Земли, равен $31'59''.3$, то-есть — $959''.6$. Отсюда, зная a_0 , легко получаем для линейного радиуса Солнца

$$R_{\odot} = 695\,300 \text{ км.}$$

Он в 109,1 раза больше среднего радиуса Земли.

Луна находится от нас на среднем расстоянии 384,4 тысячи километров. Это значит, что если бы центр Солнца занял место центра Земли, вся орбита Луны поместилась бы внутри Солнца и от точек последней до поверхности Солнца осталось бы еще расстояние свыше 310 тысяч километров. Это показывает, насколько огромно Солнце по сравнению с системой Земли. Радиус самого крупного после Солнца тела солнечной системы — Юпитера — почти в десять раз меньше радиуса Солнца. Солнце окажется еще значительнее, если мы будем сравнивать его с другими планетными телами в отношении массы.

Массу Солнца можно найти из динамических соображений, сравнивая ускорение Земли в ее орбитальном движении с ускорением силы тяжести на ее поверхности и считая массу Земли — m — известной из геодезических и геофизических данных.

Пусть f — ускорение, сообщаемое Солнцем Земле, а g — ускорение силы тяжести на земной поверхности. Закон тяготения дает:

$$f:g = \frac{M_{\odot}}{a_0^2} : \frac{m}{R^2}.$$

С другой стороны, пренебрегая эксцентриситетом земной орбиты (то-есть принимая касательное ускорение Земли равным нулю) легко получаем из основной теоремы кинематики:

$$f = \frac{V^2}{a_0}; \quad V = \frac{2\pi a_0}{T},$$

где V — скорость Земли на орбите, T — число секунд в году и π — отношение длины окружности к диаметру. Таким образом, принимая $g = 981 \text{ см. сек.}^{-2}$, получаем:

$$M_{\odot} : m = 332\,000,$$

и так как масса Земли равняется $6 \cdot 10^{27}$ грамм, масса Солнца оказывается равной:

$$M_{\odot} = 1,98 \cdot 10^{33} \text{ грамм.}$$

Своей массой Солнце доминирует над телами солнечной системы. Самая массивная планета — Юпитер — имеет массу в 1047 раз меньшую массы Солнца. Для того, чтобы найти массы, сравнимые с массой Солнца, мы должны выйти далеко за пределы солнечной системы, — в мир звезд. Здесь мы найдем тела значительно массивнее Солнца, последнее является звездой сравнительно небольшой массы.

Напряжение силы тяжести на поверхности Солнца $g_{\odot}$ найдется по формуле

$$g_{\odot} = \frac{k^2 M_{\odot}}{R_{\odot}^2},$$

где k^2 — постоянная тяготения.

Таким образом

$$g_{\odot} = 2,7 \cdot 10^4 \text{ см. сек}^{-2}, \quad \bullet$$

то-есть в 28 раз больше напряжения силы тяжести на земной поверхности. Свободно падающее на последней тело проходит в первую секунду своего падения 5 метров по вертикальному направлению. Подобное же тело на солнечной поверхности должно в первую секунду своего падения пройти 137 метров. Для сравнения укажем, что после Солнца в пределах солнечной системы максимальным ускорением силы тяжести на своей поверхности обладает Юпитер: здесь это ускорение в 2,6 раза больше такового для земной поверхности, но в 10 раз меньше, чем для Солнца.

Деля массу Солнца на его объем, находим среднюю плотность Солнца

$$\rho_{\odot} = 1,4 \text{ гр. см}^{-3},$$

которая оказывается почти в 4 раза меньше средней плотности Земли, но почти равной средней плотности Юпитера (1,3) и Урана (1,3).

Расстояние Солнца, размеры его, масса, плотность и ускорение тяжести — вот те данные, которые физика Солнца заимствует от классической астрономии. Остается только рассмотреть вопрос о фигуре Солнца.

Фигура Солнца

Как увидим ниже, Солнце вращается около оси, наклоненной к плоскости эклиптики под углом 7° , причем закон вращения Солнца значительно отличается от закона вращения твердого тела, ибо различные слои Солнца обладают различными угловыми скоростями. Период вращения Солнца — около 25 дней. На основании этого и по аналогии с планетами мы могли бы ожидать, что видимая фигура Солнца отличается от окружности, и полярный диаметр его меньше экваториального. Наблюдения, однако, показывают, что сжатие Солнца весьма

невелико. Более точное решение вопроса требует чрезвычайно точных наблюдений. К сожалению, обычные методы определения солнечного диаметра отягощены серьезными систематическими ошибками. Наибольшие ряды наблюдений этого рода произведены в Гриниче, пассажным инструментом, установленным в меридиане. Горизонтальный диаметр Солнца измерялся определением разности времен прохождения западного и восточного краев Солнца через среднюю нить поля зрения инструмента. Вертикальный диаметр измерялся наведением нити подвижного микрометра на верхний и нижний края, причем затем наблюдения редуцировались за дифференциальную рефракцию в земной атмосфере (то-есть разность рефракций для верхнего и нижнего края). Различие методов легко может повести к различию результатов. Действительно, полярный диаметр Солнца (определяемый по наблюдениям вертикальным кругом) оказывается систематически больше на $0''.3$, чем диаметр экваториальный (полученный из горизонтального диаметра). Кроме того гриничские наблюдения оказываются систематически искаженными влиянием иррадиации, имеющей несомненный годичный ход и увеличивающей средний диаметр Солнца на величину $3''.24 - 0''.30 \sec z$, где z — зенитное расстояние Солнца.

Фотографические определения солнечного диаметра, повидимому, более свободны от систематических ошибок, чем визуальный метод, хотя и они затруднены постоянным беспокойством видимого края Солнца, его „кипением“, вызванным меняющимися токами в нашей атмосфере. Большие ряды фотографических определений сделаны Шевалье (Chevalier) в обсерватории Зи-Ки-Вей (около Шанхая). Однако и они дают для полярного диаметра Солнца величину большую, чем для экваториального диаметра на $0''.19 \pm 0''.015$. Таким образом и визуальные, и фотографические наблюдения показывают, что Солнце обладает некоторым, весьма малым сжатием (около 0,0002), будучи вытянутым вдоль оси вращения. К этому результату следует, однако, отнестись с недоверием. Мы очень мало знаем о том, какими преломляющими свойствами обладает нагретый столб воздуха в направлении Солнца. Между тем, при определении полярного диаметра последнего требуется вычисление дифференциальной рефракции, которая известна главным образом из ночных наблюдений звезд.

Еще в семидесятых годах прошлого века знаменитый Секки (Secchi) нашел, что диаметр Солнца подвержен медленным колебаниям, период которых совпадает с 11-летним периодом колебания солнечной деятельности (см. ниже). Дальнейшие наблюдения, однако, приводят к противоречивым результатам. Ауэрс (Auwers) на основании подробной дискуссии наблюдений (в особенности весьма точных рядов гелиометрических определений) подверг суровой критике выводы итальянских астрономов. Полезно прибавить, что указанные колебания весьма возможны, как следствие изменений в солнечной атмосфере.

Сферичность видимой поверхности Солнца, конечно, ничего не говорит нам о том, какую форму имеют поверхности одинаковой плотности внутри Солнца. Как указал Ньюком (Newcomb), наличие сжатия внутренних слоев Солнца смогла бы объяснить некоторые загадочные явления в движениях планет (возмущение экваториальным избытком массы центрального тела нарушает, как известно, простое Кеплерово движение планеты).

ЧАСТЬ ПЕРВАЯ

ФИЗИКА СОЛНЦА

I. Излучение Солнца

Фотометрическая и фотографическая величина Солнца

Определение суммарной яркости Солнца в „визуальной“ области спектра, то-есть той области, которая воспринимается нашим глазом, имеет долгую историю. Исследования 18 и 19 столетий были произведены слишком несовершенными способами для того, чтобы иметь какое-нибудь значение в наше время. Из современных работ наибольшего внимания, повидимому, заслуживает работа Н. Кимбелла (Kimball, 1914). Для яркости Солнца в зените она дает 103 000 метросвечей с вероятной ошибкой около 5%. Зная коэффициент прозрачности нашей атмосферы для „визуальной“ области (0,76), нетрудно рассчитать, что яркость Солнца для верхней границы атмосферы равна 135 000 метросвечей, то-есть в 465 000 больше яркости полной луны. Зная расстояние до Солнца и его линейный радиус, пользуясь основным фотометрическим законом, нетрудно рассчитать, что каждый квадратный сантиметр солнечной поверхности испускает свет интенсивностью около 50 000 метросвечей.

Таким образом вне атмосферы Солнце на 12,82 звездных величин ярче стандартной свечи на расстоянии одного метра¹.

¹ Ввиду того, что на основании известного психофизического закона Вебера-Фехнера ощущения нарастают как логарифмы раздражений, в Астрономии принята удобная в практическом отношении логарифмическая шкала интенсивностей или шкала звездных величин. По определению, если I_m и I_n видимые яркости звезд m -ой и n -ой величины, то

$$\frac{I_n}{I_m} = (2.51)^{m-n}.$$

то-есть $m - n = 2.5 \log \frac{I_n}{I_m}$ (логарифм берется десятичный). С установленным в наше время нульпунктом шкалы, звездная величина известной звезды Капеллы равна, напр. 0^m1. Эта шкала может быть расширена распространением как на слабые, так и на весьма яркие объекты. Для последних, очевидно, звездные величины будут отрицательны. Так, напр., звездная величина Сириуса равна -1^m6 звездных величин, Венеры, в эпоху максимальной яркости -4^m0 . Таким же образом, как указанная фотометрическая шкала, строится и шкала фотографических яркостей.

С другой стороны, по Росселу яркость последней в звездных величинах равна $14^m, 18 \pm 0^m, 05$. Это дает для фотометрической величины Солнца вне атмосферы $-27^m, 0$.

Определение фотометрической величины Солнца может быть сделано и другим путем—сравнением яркости Солнца и ярких звезд, величины которых известны. Эта задача весьма сложна и требует ряда специальных приспособлений. Лучшее определение принадлежит покойному профессору Московского университета В. К. Церасскому, который нашел для яркости Солнца в зените величину $-26^m, 60$. Россел критически исследовал все имеющиеся определения и нашел $-26^m, 72 \pm 0^m, 04$ (вероятная ошибка). Учитывая влияние атмосферного поглощения (около $0^m, 3$), мы получим полное согласие этого результата с данными исследования яркости непосредственно в стандартных свечах.

Лучшее определение фотографической яркости Солнца принадлежит Э. С. Кингу (E. King). Он находит $-25^m, 83$. Критическое исследование привело Росселла к величине $-25^m, 93$, как наиболее вероятному значению фотографической величины Солнца.

Разность фотографической и фотометрической величины (так называемый показатель цвета или колор-индекс) равен $+0^m, 79$. Для „желтых“ звезд (так называемый тип G0) показатель цвета равен по Кингу $+0^m, 72$. Таким образом, Солнце является „желтой“ звездой, что, впрочем, видно и по распределению энергии в его спектре.

Излучение Солнца и его измерение

Исследование излучения Солнца сводится к определению в абсолютных единицах интенсивности непрерывного спектра Солнца в различных лучах, а также полной радиации Солнца. При этом предполагается, что измерения освобождены от поглощения в земной атмосфере и относятся, так сказать, к космическому пространству. Задача естественно разбивается на две: измерение излучения и исправление результатов за поглощение в нашей атмосфере.

Измерение солнечного излучения в том виде, в котором последнее достигает наблюдателя, производится специальными инструментами: болометром, спектроболометром и пиргелиометром.

Болометр—инструмент, изобретенный Сванбергом и усовершенствованный Ланглеем, основан на остроумном применении известного в электротехнике „мостика Уитстона“. Напомним принцип последнего. Пусть батарея A соединена своими полюсами с проводником, разветвляющимся в точках a и b на ветви acb и adb . Пусть точки c и d его соединены дополнительным проводником cd , в который включен гальванометр G . Обозначим

Нульпункт последней устанавливается так, чтобы фотографические величины белых звезд (тип A0) были равны их фотометрическим величинам. Для желтых и красных звезд (и Солнца) эти величины не совпадают, фотографическая величина оказывается всегда алгебраически больше фотометрической.

сопротивление ac , cb , ad и db через R_1 , R_2 , R_3 и R_4 . Тогда применение закона Ома показывает, что сила тока в мостике равна нулю, если $R_1 : R_2 = R_3 : R_4$.

Болометр получается введением в одну из ветвей схемы (например, ab) зачерненной, равномерно поглощающей падающую на нее лучистую энергию металлической пластинки. Если прибор установлен с самого начала так, что до нагревания зачерненного элемента гальванометр стоит на нуле, то после освещения пластинки на основании известного закона, сопротивление

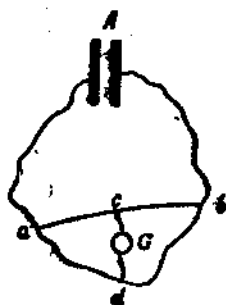


Рис. 2. Схема мостика Уитстона

зачерненной пластинки после нагревания увеличится, условие равновесия мостика нарушится, сила тока в нем не будет равна нулю и стрелка гальванометра отклонится. Это отклонение послужит мерой поглощенной, а значит и падающей энергии. В болометре Лангilea, усовершенствованном Абботом, имеются две зачерненные платиновые пластинки ($12 \times 0,06 \times 0,005$ мм), остальные части проводящей системы состоят из спиральных платиновых (в некоторых моделях — марганцевых) проволок. Солнечные лучи проходят через окошко, ряд зачерненных диафрагм и линзу и падают на одну из указанных пластинок, тогда как другая остается в тени. Весь

прибор поддерживается при постоянной температуре непрерывной циркуляцией воды, в которую он погружен. Гальванометр имеет чувствительность около 10^{-10} ампер, а сам прибор реагирует на нагревание указанной пластинки вследствие освещения даже тогда, когда последнее повышает температуру пластинки всего на 10^{-5} градуса Цельсия.

Спектроболометр представляет собой весьма простую модификацию болометра — соединение последнего со спектроскопом. Солнечный луч прежде чем попасть в „окно“ болометра, проходит через призму; таким образом болометр регистрирует монохроматическую радиацию. Призма медленно вращается, вследствие чего через окно болометра пропускается весь спектр Солнца, включая сюда и невидимые ультрафиолетовую и инфракрасные его части. Фотографическая пластинка, движение которой синхронизовано с вращением призмы, регистрирует отклонения стрелки гальванометра. Результатом работы этого инструмента является так называемая спектроболограмма, которая после соответствующего градуирования дает кривую интенсивности солнечного излучения, в функции длины волны λ . Очевидно, спектроболометр регистрирует все излучение Солнца, как оно пропущено призмой. Ввиду избирательного поглощения в последних, оптика системы меняется во время регистрации спектра: для ультрафиолетовой части пользуются кварцевой призмой, для инфракрасной — призмой из каменной соли, свободно пропускающими соответствующие лучи.

Спектроболометр позволяет определить распределение энергии в солнечном спектре, но дает ее лишь в относительных (инструментальных) единицах. Для изучения этого распределения в абсолютных единицах, равно как и для определения полного излучения Солнца, достигающего наблюдателя, в калориях на минуту и 1 см^2 , пользуются так называемыми стандартными пиргелиометрами.

Стандартный пиргелиометр есть инструмент, который без остатка и отражения, поглощая всю падающую на него энергию, преобразуя ее в тепловую, позволяет измерить последнюю и,

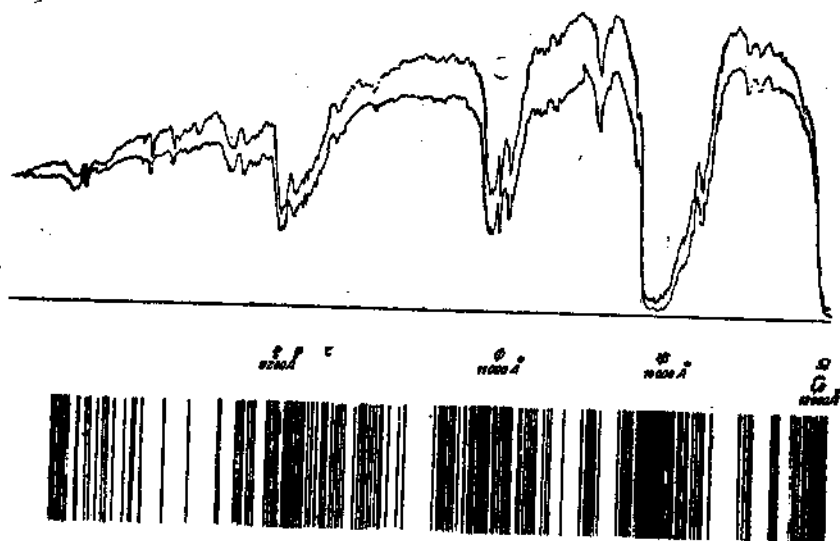


Рис. 3. Спектроболограмма Солнца от 0.4 мк до 1.8 мк ; теллурические полосы (см. стр. 19) ρ , τ , ϕ , ψ и Ω . Спектроболограмма сделана дважды

следовательно, определить количество падающей на инструмент энергии в абсолютных единицах. Мы знаем, что подобного „идеально черного“ тела в природе не существует, даже сажа поглощает лишь 98,3—98,8% падающей энергии. Однако, как известно из физики, мы можем осуществить с достаточной точностью „абсолютно черное тело“ в виде металлического полого зачерненного внутри шара с очень малым отверстием. Энергия, проникшая в это отверстие извне, много раз отражается стенками вплоть до полного ее поглощения. В этом случае выходящее из отверстия излучение обладает всеми свойствами излучения абсолютно черного тела. Зная, до какой температуры нагревается внешней радиацией подобное „черное тело“, можно определить интенсивность ее в абсолютных единицах. На этом принципе построен пиргелиометр американского исследователя Аббота (Abbot), который в настоящее время является руководящим авторитетом в вопросах изучения солнечного излучения.

Устройство этого „пиргелиометра с текучей водой“ (water flow pyrheliometer) в грубых чертах таково. Солнечные лучи попадают внутрь глубокой, зачерненной внутри ковической камеры, которая помещена в текущую воду. Температура как втекающей, так и вытекающей воды определяется высоко точными электрическими термометрами. Измерение этих температур позволяет затем найти интенсивность падающего солнечного излучения в абсолютных единицах. Шкала этого пиргелиометра считается в настоящее время нормальной. При помощи этого инструмента можно калибровать показания спектроболометра. Если после этого проинтегрировать кривую, даваемую спектроболометром, выраженную в абсолютных единицах, результатом будет ничто иное, как полное количество солнечной энергии, достигшей наблюдателя.

Указанный нами пиргелиометр является очень громоздким для постоянной работы, для последней цели Аббот сконструировал более легкие типы пиргелиометров, позволяющие быстро делать относительные определения.

Наша атмосфера производит поглощение солнечной энергии, неодинаковое для различных частей спектра и являющееся возрастающей функцией длины пути луча в атмосфере, то-есть зенитного расстояния. Солнца в момент наблюдения (напомним, что зенитным расстоянием светила называется угловое расстояние последнего от зенита наблюдателя). В основном это поглощение производится рассеиванием молекулами воздуха (вследствие дифракции, отражения и преломления). Как известно, если рассеивающие частицы малы в сравнении с длиной волны (диаметр меньше $0,4\lambda$), то энергия рассеивается ими обратно пропорционально четвертой степени длины волны, то-есть λ^{-4} (так называемый закон Релея). Следствием этого является избыток лучей малой длины волны в рассеянном пучке — рассеянный свет „голубее“ начального (отсюда голубой цвет неба). Помимо этого в атмосфере происходит еще термическое непрерывное поглощение, не зависящее от λ . Ово производится истинным поглощением солнечной энергии внешней в воздухе более крупной пылью и превращением ее в кинетическую энергию поглощающих частиц.

Если k_λ — коэффициент поглощения для данной λ единицы длины атмосферы, рассчитанный для плотности равной единице, то на длине dx луч интенсивности I_λ испытывает поглощение

$$dI_\lambda = -k_\lambda \rho I_\lambda dx,$$

где ρ — плотность.

Если до вступления в атмосферу интенсивность луча была I_λ^0 , а пройденный им путь в атмосфере есть l , то наблюдатель на поверхности Земли найдет интенсивность

$$I_\lambda = I_\lambda^0 e^{-\int_0^l k_\lambda \rho dx}.$$

Величина $\int_0^{\infty} k \rho dx$ носит название „оптической толщины“ атмос-

сферы для данного направления и λ и обозначается τ_λ .

На основании сказанного выше о рассеянии и истинном поглощении

$$\tau_\lambda = \alpha \lambda^{-4} + \beta,$$

где α, β — постоянные, не зависящие от λ . Соотношение между пройденным путем в атмосфере и зенитным расстоянием z весьма просто. Очевидно,

$$l = \frac{H}{\cos z},$$

где H — геометрическая толщина атмосферы (то-есть длина пути луча при вертикальном его падении). Теперь мы можем написать

$$\tau_\lambda(z) = \tau_\lambda^0 \sec z,$$

где $\tau_\lambda(z)$ — оптическая толщина для зенитного расстояния z , τ_λ^0 — оптическая толщина атмосферы для вертикального луча. Таким образом

$$I_\lambda = I_\lambda^0 e^{-\tau_\lambda^0 \sec z} = I_\lambda^0 p_\lambda \sec z.$$

Величины $p_\lambda = e^{-\tau_\lambda^0}$ носят название коэффициента прозрачности атмосферы для данной длины волны λ — они должны быть определены из наблюдений. Очевидно, p_λ есть функция высоты наблюдателя над уровнем моря, атмосферного давления на наблюдательной станции и т. д. Наблюдаемая интенсивность I_λ весьма сильно меняется с изменением z . Достаточно вспомнить, что с увеличением z от 0 до 80° $\sec z$ изменяется от 1 до 5,6.

Помимо рассмотренного выше, так сказать, непрерывного поглощения, различные газы постоянно присутствующие в земной атмосфере, производят еще избирательное (селективное) поглощение в виде достаточно широких и глубоких полос поглощения, так называемых „теллурических“ полос, о которых мы будем подробнее говорить ниже. Особенно деятельны в этом отношении молекулы воды. При помощи опытных исследований с очень длинными трубами (до 0,3 км длиной), наполненных водяным паром различной плотности и температуры, американским наблюдателям удалось установить эмпирическую связь между интенсивностью поглощения паров воды в различных полосах и абсолютным ее количеством. На основании этого, определив интенсивность отдельных полос атмосферной воды в спектре Солнца в момент болометрических наблюдений, можно вывести ее абсолютное содержание в атмосфере наблюдателя. После этого можно вычислить для каждого значения λ поправочный коэффициент, путем которого можно „привести“ наблюдаемую интенсивность I_λ к „нулю водяных паров“, то-есть к атмо-

сфере вовсе лишенной последних. Содержание водяного пара в атмосфере выражается не в миллиметрах ртутного столба, но в сантиметрах толщины слоя воды, которую образовали бы все пары воды над наблюдателем, выпав в виде дождя. Если поправочный коэффициент для единицы толщины выпавшего слоя есть b_λ , то для слоя в w сантиметров он будет b_λ^w . Аналогично, если для совершенно сухого воздуха при нормальном давлении π_0 коэффициент, приводящий I_λ к нулю атмосферы, есть a_λ , то при данном давлении π он будет a_λ^{π/π_0} . Вследствие этого, как показал Фаул (Fowle),

$$I_\lambda = I_\lambda^0 p_\lambda^{\sec z} = I_\lambda^0 (a_\lambda^{\pi/\pi_0} b_\lambda^w)^{\sec z},$$

коэффициент a_λ определяется из наблюдений Солнца на различных зенитных расстояниях, об определении b_λ и w говорилось выше.

Формула Фаула позволяет на основании наблюдаемой величины I_λ определить I_λ^0 , то-есть излучение, которое наблюдалось бы при отсутствии атмосферы и при вертикальном падении лучей. Как было сказано выше, обычно определяется не абсолютная величина I_λ^0 , но относительная i_λ^0 в частях средней интенсивности всего спектра (что делается путем графической интеграции кривой болограммы). Если m — средняя интенсивность наблюдаемого спектроболометрически полного спектра Солнца в абсолютных единицах (калорий на минуту и см²), то, по определению, имеем:

$$I_\lambda^0 = i_\lambda^0 m.$$

Нижеследующая таблица дает кривую солнечной энергии в некоторых относительных единицах (i_λ^0) и коэффициенты a_λ , b_λ , на основании многочисленных американских наблюдений (длины волн λ выражены в микронах):

λ	0,38	0,42	0,45	0,50	0,55	0,70	0,80	1,00	2,00	2,50
i_λ^0	3459	5251	6027	6062	5623	3644	2665	1657	247	43
a_λ	0,695	0,793	0,837	0,883	0,901	0,963	0,982	0,992	0,999	0,999
b_λ	0,942	0,955	0,961	0,968	0,972	0,982	0,985	0,987	0,986	0,982

Значения i_λ^0 с формальной точки зрения точны до 1%. В одном из нижеследующих параграфов мы более подробно займемся анализом распределения энергии в солнечном спектре. Пока вам достаточно ограничиться двумя замечаниями о роли земной атмосферы.

Максимум i_λ^0 соответствует приблизительно λ 473 μ , однако, вследствие того, что a_λ и b_λ зависят определенным образом от λ , в наблюдаемом спектре Солнца максимум интенсивности лежит в желтой части спектра. По мере увеличения зенитного расстояния Солнца, этот максимум непрерывно смещается к

красному концу, вследствие чего Солнце у горизонта приобретает весьма ощутительную красную окраску.

Атмосфера поглощает огромное количество солнечной энергии. До слоя 1,8 км над уровнем моря достигает только 75% солнечной энергии, до уровня моря — 50%. Если же принять во внимание наличие облачности, эти числа понизятся до 52 и 24%.

Солнечная постоянная

Под *солнечной постоянной* понимается количество солнечной энергии, которое падает в одну минуту на площадку в 1 см², находящуюся на границе атмосферы на среднем расстоянии Земли от Солнца, расположенную нормально к солнечным лучам. Солнечная постоянная измеряется в калориях на минуту и на 1 см². Старые определения давали для нее значения, колеблющиеся в довольно значительных пределах. Только начатые в начале текущего века работы Смитсоновского института в Вашингтоне под руководством Аббота позволили фиксировать ее значение со значительной точностью. Этим институтом оборудован ряд станций (Северная Америка, Чили, Южная Африка, Синайский полуостров), на которых при помощи сокращенных и весьма точных методов ежедневно производятся определения солнечной постоянной с сопутствующим измерением коэффициента прозрачности земной атмосферы. Как окончательное значение солнечной постоянной — S — Аббот рекомендует принять $S = 1,938$ кал. мин.⁻¹ см.⁻² Более удобно выражать в абсолютных единицах; так как 1 калория = $4186 \cdot 10^4$ эргов и 1 минута = 60 секундам, то в абсолютных единицах

$$S = 1,35 \cdot 10^6 \text{ эрг. сек.}^{-1} \text{ см.}^{-2}$$

Однако, по Абботу, солнечная постоянная на самом деле не постоянна, но подвержена колебаниям, достигающим нескольких процентов. По мнению американских наблюдателей, это колебание вполне реально и характеризует собой действительные изменения циклического характера в излучении Солнца. В последнее время, однако, были высказаны сомнения в правильности этого вывода. Указывалось на то, что метод экстраполирования наблюдений к границе атмосферы путем определения ее коэффициента прозрачности неточен, что он не может учесть неконтролируемых изменений в виде различных „помутнений“ атмосферы. Многие поэтому считают, что значительная часть отмеченных Абботом колебаний солнечной постоянной — чисто атмосферного происхождения. Их будет поэтому удобнее разоб-
раться более подробно в главе о влиянии Солнца на Землю.

Распределение интенсивности по диску Солнца

Самое поверхностное наблюдение обнаруживает, что Солнце отнюдь не представляется нам в виде равномерно светящегося диска — его интенсивность заметно падает от центра к краю.

Это явление, носящее название „потемнения к краю“ (darkening towards the limb), имеет огромное физическое значение. Вначале его объясняли следующим образом. Представим себе, что светящаяся поверхность Солнца (так называемая „фотосфера“) окружена более холодной поглощающей свет „атмосферой“ подобно земной. В этом случае луч света, исходящий из края фотосферы, должен пройти в атмосфере Солнца большое расстояние и, следовательно, испытать большее поглощение, чем луч соответствующий центру Солнца. Измерение „потемнения к краю“ дает таким образом возможность довольно просто определить коэффициент прозрачности солнечной атмосферы. К несчастью, подобное объяснение оказывается при ближайшем анализе чересчур примитивным. Дело в том, что слои Солнца, находящиеся над „фотосферой“, значительно отличаются от нашей атмосферы: они не только поглощают падающую на них энергию, но и излучают ее в тех же частотах. Ниже мы еще вернемся к теоретическому объяснению потемнения к краю. Пока же достаточно отметить, что лучи, соответствующие центральной части фотосферы, исходят из более глубоких и, следовательно, более горячих слоев поверхности Солнца, чем лучи, соответствующие солнечному краю.

Фотометрическое исследование Пиккеринга и Странге (E. Pickering — Strange) показали, что яркость Солнца около края диска равняется приблизительно 40% яркости в центре диска. Следует, однако, иметь в виду, что благодаря рассеянию света в земной атмосфере, на излучение в различных частях диска налагается рассеянное излучение всего Солнца, благодаря чему наблюдаемое „потемнение к краю“ оказывается несколько меньше действительного. Юлиус (Julius) указал на возможность учесть возмущающее влияние нашей атмосферы, производя наблюдения во время частных солнечных затмений с достаточно большой фазой. Наблюдения, сделанные им во время затмения 1905 г., дали для отношения яркости около самого края диска к яркости в центре меньшую величину, а именно около 25%. Повидимому, это значение слишком мало. Наблюдения во время других затмений дают большую величину.

Гораздо более интересными являются исследования „потемнения к краю“ в различных участках спектра. Пусть θ есть угол у центра Солнца между радиусами, проведенными к наблюдаемой на диске области и к видимому центру диска. Очевидно, $\sin \theta$ равен расстоянию данной области от центра диска, выраженному в радиусах Солнца. В центре диска $\theta = 0$, на самом крае $\theta = \pi/2$. Задача сводится к определению интенсивности как функции θ , то есть $I_{\lambda}(\theta)$ — для данной длины волны λ . Разумеется, мы определяем лишь относительные интенсивности, тр — есть принимаем за единицу интенсивность в центре диска. Наблюдения должны дать нам ряд значений

$$I_{\lambda}(\theta) : I_{\lambda}(0)$$

Наиболее полные и точные исследования в этом направлении были сделаны Абботом, который пропускал изображение Солнца через щель спектроболометра и регистрировал интенсивность $I(\theta)$ радиации в ограниченных участках спектра в различных расстояниях от центра. Его результаты воспроизведены графически на рис. 4.

Бросается в глаза то обстоятельство, что „потемнение к краю“ значительно больше для ультрафиолетовой области, чем для голубой и красной. Вообще „потемнение“ быстро увеличивается по мере уменьшения длины волны. Для расстояния 0,95 ультрафиолетовая кривая дает $I(\theta) : I(0) = 0,34$, тогда как инфракрасная кривая (2097 Å) дает для этого отношения 0,84.

Весьма интересно распределение интегрального излучения по диску Солнца. Последнее $[I(\theta) : I(0)]$ определяется численной интеграцией данных Аббота вдоль спектра по формуле

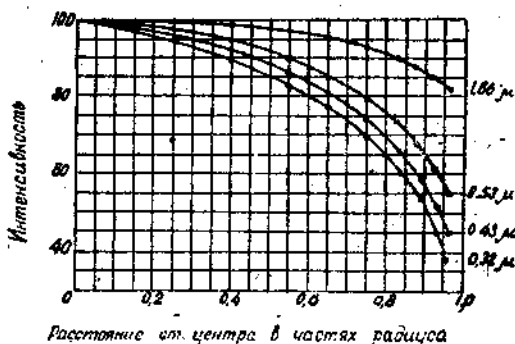


Рис. 4. Распределение интенсивности по диску Солнца в разных спектральных областях (по Абботу). Данные исправлены за поглощение в земной атмосфере

$$\frac{I(\theta)}{I(0)} = \frac{\int_0^\infty I_\lambda(\theta) d\lambda}{\int_0^\infty I_\lambda(0) d\lambda}$$

Если бы это отношение было линейной формулой $\cos \theta$, его можно было бы представить интерполяционной формулой

$$I(\theta) : I(0) = 1 - u + u \cos \theta.$$

Величина u носит название „коэффициента потемнения“. В действительности $I(\theta) : I(0)$ является рядом, расположенным по степеням $\cos \theta$, высшие члены которого впрочем малы. Пренебрегая ими, можно все таки представить эту функцию как линейную от $\cos \theta$. В этом случае можно говорить о среднем коэффициенте потемнения $\bar{u}$, определяемом вышеуказанной формулой. Нижеследующая таблица (на стр. 24), составленная Миллом на основании численного интегрирования данных Аббота, дает наблюдаемое значение $I(\theta) : I(0)$, а также вычисленные с коэффициентами $\bar{u} = 0,60, 0,56$ и $0,54$ по вышеприведенной линейной формуле.

Очевидно коэффициент потемнения $\bar{u} = 0,54$ или $0,56$ лучше представляет наблюдения, чем $\bar{u} = 0,60$. Как увидим дальше, это обстоятельство имеет большое теоретическое значение, принимая во внимание большую точность наблюдений Аббота, послужив-

**Распределение полной интенсивности по диску Солнца
(результаты Аббота — Мизна)**

	$\sin \theta$	0,00	0,40	0,65	0,75	0,88	0,95
Наблюденное значение	$I(\theta):I(0)$	1,00	0,96	0,87	0,82	0,72	0,61
Вычисленное по линейной формуле	$\bar{u} = 0,60$	1,00	0,95	0,86	0,80	0,69	0,59
	$\bar{u} = 0,56$	1,00	0,95	0,87	0,81	0,72	0,62
	$\bar{u} = 0,54$	1,00	0,96	0,87	0,82	0,72	0,63

ших основой для вышеприведенной таблицы (ошибка $I(\theta):I(0)$ по наблюдениям Аббота не превосходит 0,3%).

Наблюдения американских исследователей заставляют предполагать, что „потемнение к краю“ подвержено небольшим колебаниям во времени, быть может долгопериодического характера. Имеющийся материал, однако, слишком скуден для того, чтобы можно было сказать по этому поводу что-либо уверенно.

**Температура Солнца. Распределение энергии
в солнечном спектре**

Самый простой расчет показывает, что температура различных слоев Солнца должна возрастать по мере удаления от поверхности в направлении центра солнечной массы. Действительно, чем глубже расположен данный слой под поверхностью Солнца, тем больше вес лежащих над ним масс, тем большей упругостью должен обладать тот газ, из которого составлен слой, для того, чтобы он мог быть в равновесии (гидростатическом), тем выше, следовательно, должна быть температура данного слоя. Мы разберем этот вопрос подробнее дальше в главе о внутреннем строении звезд и Солнца. Пока достаточно будет отметить, что теоретические температуры внутренних слоев Солнца чрезвычайно высоки, равно как и обусловленная ими ионизация. Следствием последнего является высокий коэффициент поглощения, то-есть чрезвычайная непрозрачность. Рассматриваемый сам по себе любой элемент солнечной массы на достаточном удалении от поверхности находится в состоянии весьма напоминающем тот идеальный случай, который изучается термодинамикой излучения, то-есть „черного“ равновесного излучения, заключенного в абсолютно непрозрачную оболочку. Таким образом внутренние слои Солнца находятся в состоянии весьма мало отличающемся от термодинамического равновесия и их излучение должно быть практически таким же, как и излучение абсолютно черного тела, то-есть должно подчиняться законам Стефана — Больцманна, Вина и Планка. Есть основания думать, что в первом приближении эти соображения применимы и к поверхностным слоям Солнца, только в более высоких слоях последнего можно ожидать отклонений от термодинамического равновесия.

Отсюда, однако, вовсе не следует, что наблюдаемая радиация Солнца (освобожденная от поглощения в земной атмосфере) должна в строгости подчиняться вышеуказанным законам равно-

веса излучения или, как говорят, законам излучения абсолютно черного тела. Здесь имеется два рода возмущающих явлений. С одной стороны, наблюдаемое излучение вовсе не относится к какому-либо определенному слою. Оно складывается из излучений различных слоев, имеющих различные температуры и различные коэффициенты поглощения. С другой стороны, необходимо считаться с наличием значительного избирательного поглощения в верхних слоях солнечной атмосферы, проявлением которого являются многочисленные линии и полосы солнечного спектра. Поглощенная в линиях и полосах энергия, конечно, не пропадает. Часть ее превращается в энергию термического движения атомов и электронов, остальная часть излучается в других длинах волн, следствием чего является некоторое перераспределение энергии в непрерывном спектре. Было бы поэтому весьма странно, если бы наблюдаемое излучение Солнца абсолютно точно подчинялось законам черного тела. Можно ожидать только некоторого приближения к этому, причем априори можно предвидеть, что отклонения от этого приближения будут не весьма велики. Это заставляет нас в первую очередь испытать точность указанного приближения.

Для этого воспользуемся чрезвычайно полезным понятием *эффективной температуры*, введенным Виоллем (Violle) в 1892 г. Под последней понимается та температура, которой обладало бы фиктивное абсолютно черное тело, имеющее те же размеры, находящееся на том же расстоянии и излучающее то же количество энергии, что и Солнце. Очевидно, что выражение „то же количество энергии“ покрывают понятия: общего количества радиации и распределения энергии в спектре. Для абсолютно черного тела первое подчиняется закону излучения Стефана — Больцмана, второе же — закону Планка. Эффективная температура, определенная по полному излучению, носит название температуры излучения (*Strahlungstemperatur*), эффективная же температура, определенная по распределению энергии в спектре, называется цветовой температурой (*Farbetemperatur*).

Для абсолютно черного тела эти понятия, конечно, совпадают; степень согласия этих температур для различных источников дает нам указания на то, насколько излучение последних отступает от законов черного тела. Обратимся сначала к „температуре излучения“ Солнца, которую назовем T_r .

По определению — S — солнечная постоянная измеряет общее количество энергии, которое получает от Солнца в одну минуту площадка в 1 см^2 на среднем расстоянии Земли от Солнца, расположенная нормально к солнечным лучам. Очевидно, по основному закону фотометрии полное количество энергии, излучаемое Солнцем в пространстве, равно

$$E = S \frac{D^2}{R_{\odot}^2} \text{ эрг}^2 \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1},$$

где D — расстояние от Солнца, а $R_{\odot}$ — радиус последнего.

С другой стороны, по закону Стефана — Больцмана,

$$E = \sigma T_r^4,$$

где σ — постоянная Больцмана ($\sigma = 5,72 \cdot 10^6$ эрг см⁻² сек⁻¹). Сравнивая два выражения для E и подставляя стандартное значение $S = 1,35 \cdot 10^6$ эрг см⁻² сек⁻¹, а также значения $R_\odot$ и D , легко находим

$$T_r = 5750^\circ \text{ абс.}$$

Здесь, как и в дальнейшем, разумеется, даются только абсолютные температуры.

Удобный метод определения цветовой температуры (T_c) основывается на применении „закона смещения“ Вина (который, как мы знаем, может быть легко выведен из закона Планка). Задача сводится к определению значения λ_{max} соответствующей максимальной интенсивности в непрерывном спектре. Закон Вина

$$\lambda_{\text{max}} T = 0,288$$

(где λ выражена в см) позволяет найти T (то-есть T_c), зная λ_{max} . В нижеследующей таблице приведены наилучшие определения λ_{max} и вытекающие отсюда эффективные температуры:

	λ_{max}	T_c
Мюллер и Крон	468 $\mu\mu$	6150°
Аббот I	470 $\mu\mu$	6130°
Вильзинг	482 $\mu\mu$	5980°
Аббот II	475 $\mu\mu$	6060°

В среднем можно принять

$$T_c = 6080^\circ \text{ абс.}$$

если придать определениям одинаковый вес.

Применение закона Планка к определению T_c имеет то преимущество, что оно предполагает исследование распределения энергии вдоль всего спектра и, следовательно, позволяет видеть, в какой именно части спектра имеются отклонения от кривой закона черного излучения. С этой целью пользуются различными методами: спектроболометрическими, визуальными наблюдениями через светофильтры и, наконец, прямой фотометрией спектрограмм Солнца, снятых с большой дисперсией. Линии и полосы распределены вдоль солнечного спектра довольно неравномерно и потому могут значительно исказить результаты (например, при выделении отдельных участков спектра с помощью светофильтров). Гораздо правильнее поэтому употреблять спектрограммы с большой дисперсией и непосредственно фотометрировать небольшие участки непрерывного спектра между отдельными линиями. Этот способ был применен к области 380—670 $\mu\mu$ Пласскеттом (H. Plaskett) на обсерватории Виктория (Канада). Он пользовался 72-дюймовым рефлектором, помещая перед щелью спектрографа фотометрический клин. Результаты работ многих исследователей (Аббота, Вильзинга, Пласскетта, Фабри

и др.), произведенных различными способами, могут быть вкратце сформулированы следующим образом.

Распределение энергии в солнечном спектре (достаточно изученное от $290 \mu\mu$ по $2000 \mu\mu$) не может быть вполне точно представлено формулой Планка с постоянным значением T_c для всей области спектра. В отдельных достаточно больших участках спектра солнечное излучение может быть удовлетворительно представлено формулой Планка, однако, значение T_c оказывается различным для различных участков. В инфракрасной области солнечное излучение достаточно хорошо представляется кривой излучения черного тела при 5600° , в крайнем красном температура поднимается до 5800° , около $500 \mu\mu$, где излучение максимально, температура около 6150° , тогда как в фиолетовой области излучение обнаруживает депрессию, соответствующую температуре в 5800° . В ультрафиолетовой части (в связи с обилием линий) наблюдаемая температура падает еще ниже; однако, изучая непрерывный спектр с большой дисперсией, Фабри показал, что в этой области цветовая температура соответствует 5900° .

Суммируя все вышесказанное, мы видим, что эффективные температуры Солнца получаются несколько различными в зависимости от того, какую характеристику излучения черного тела мы имеем в виду, а именно

Закон Стефана — Больцмана	$T_e = 5750^\circ$
Вина	$T_e = 6080^\circ$
Планка	T_c между 5800 и 6150°

Таким образом мы видим, что $T = 6000^\circ$ абс. является наиболее вероятным значением эффективной температуры Солнца. Разли-

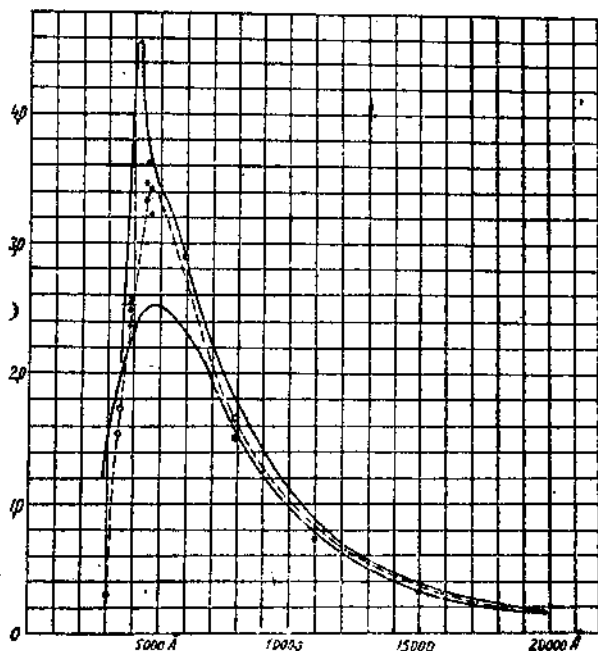


Рис. 5. Распределение интенсивности в спектре Солнца. Пунктирная кривая — наблюдения Аббота и Вильзинга. Непрерывные кривые — теоретическое распределение при $T = 6000^\circ$ (вверху) и 5740° (внизу)

чие T_c и T_r , а также необходимость применять формулу Планка с различными значениями T_c для отдельных участков спектра показывает, что Солнце не вполне точно излучает по закону абсолютно черного тела, но что этот закон является достаточно хорошим приближением к истине. Подобные отклонения от идеальных законов имеют огромное теоретическое значение.

К сожалению, с количественной стороны эти явления еще весьма мало изучены и еще меньше объяснены; с качественной же стороны, как было сказано выше, их наличие не может вызвать удивления.

Сказанное относится и излучению всего диска Солнца, так сказать проинтегрированного по всей видимой поверхности последнего.

Обратимся теперь к распределению температуры вдоль диска Солнца. Уже то обстоятельство, что „потемнение к краю“ возрастает с уменьшением длины волны, заставляет нас подозревать, что наблюдаемая температура различных участков солнечной поверхности является функцией расстояния от центра диска, падая от центра к краю. Это вполне подтверждается наблюдениями Вильзинга, который дает следующие значения эффективных температур:

Расстояние от центра диска (в долях радиуса)	Эффективная температура
0,00	6760°
0,20	6730°
0,40	6660°
0,65	6490°
0,75	6370°
0,88	6120°
1,00	5400°

Падение эффективной температуры от центра к краю диска весьма значительно и должно быть принято во внимание во всех исследованиях Солнца. Интересно отметить, что, проинтегрировав данные Вильзинга по полному диску, мы получим температуру, довольно мало отличающуюся от вышепринятой эффективной температуры Солнца $T=6000^\circ$, играющей роль среднего значения. Данные Вильзинга довольно ясно показывают, что в центре диска мы проникаем более глубоко в поверхностные слои Солнца, чем около его края.

Следует прибавить, что исследование ионизации поверхностных слоев Солнца вполне подтверждает выведенное выше значение эффективной температуры Солнца. Мы коснемся этого вопроса ниже. Важному вопросу о температуре различных образований на солнечной поверхности (пятна, факелы) ниже будет уделено особое внимание. В дальнейшем температуру Солнца и отдельных его слоев мы будем давать в абсолютной шкале.

II. Фотосфера и обращающий слой

Тот внешний слой Солнца, который образует его внешнюю границу для нашего глаза или для наблюдателя, вооруженного

телескопом, носит название фотосферы (от греческого слова фотос—свет). Фотосфера дает тот непрерывный спектр (соответствующий температуре в 6000°), который является фоном для более темных линий поглощения. Разумеется, фотосфера в действительности отнюдь не является математически точной поверхностью, отделяющей Солнце от мирового пространства. Солнце не представляет собой твердого или жидкого тела, имеющего определенную поверхность. Это — газовый шар, внешние слои которого подчинены весьма сложным силам и плотность которых убывает постепенно до нуля на неопределенно большом расстоянии от центра. То что мы называем фотосферой, есть, очевидно, поверхность, около которой градиент плотности весьма велик, так что излучение слоев, лежащих над ней, уже не производит заметного впечатления на наш глаз. Одной угловой секунде на поверхности Солнца соответствует расстояние в 700 км. Если на границе фотосферы плотность и яркость слоев непрерывно падает так, что на расстоянии 700 км от достаточно яркого и плотного слоя верхние газовые слои уже не посылают нам ощутимого количества света, то эта переходная зона будет представляться нам в виде математически точной поверхности. Ниже мы увидим, что этот переходный слой, дающий нам иллюзию разрыва непрерывности, обладает весьма важными астрофизическими свойствами.

Поверхность фотосферы представляет наблюдателю множество деталей, на которых следует остановиться подробнее. Еще Шейнер (XVII век) обнаружил на Солнце существование *пятен*. Позже были открыты *факелы*, образования более яркие, чем окружающая фотосфера и, наконец, так называемая „*грануляция*“ — микроструктура фотосферы.

Грануляция

Давно отмечено, что поверхность Солнца далека от однородности и покрыта словно „складками“. Эти „складки“ были более подробно изучены В. Гершелем в начале XIX века; однако Гершель, находясь под влиянием теологических веяний своего времени, считал Солнце обитаемым и увлеченный этой идеей не смог дать своим наблюдениям полезного толкования. Более плодотворными были работы Несмита (1865 г.), который нашел, что вся фотосфера помимо пятен покрыта сложной и быстро меняющейся системой деталей, преобладающих светлые ивовые листья на темном фоне. Геггинс предложил назвать эти детали *гранулами*, то есть зернышками. Применение фотографии значительно расширило наши сведения о гранулах. Жансен обнаружил, что гранулы на поверхности Солнца собираются как бы непрерывными группами, образующими что-то вроде сетки, покрывающей фотосферу. Позднейшие наблюдения, однако, показали, что „фотосферная сетка“ Жансена в действительности едва ли существует.

Чрезвычайно интересные исследования грануляции фотографическим путем были сделаны в 1905—1912 гг. нашим талантливым безвременно погибшим астрономом А. Ганским в Пулкове и Шевалье в Си-Ка-Вей (около Шанхая). Их исследования показали, что угловые диаметры гранул лежат между $0''.5$ и $3''$, средний диаметр около $1''.5$, то-есть в линейной мере около 1000 км. Гранулы имеют округленную форму, быть может иногда напоминающую форму рисовых зерен, но едва ли производящую впечатление „живых листьев“ Несмита. Местами гранулы образуют группы в форме удлинённых цепей или в виде бесформенных скоплений. Вообще все Солнце покрыто гранулами. Вышеуказанные исследователи подсчитывают, что блестящие гранулы занимают в совокупности почти одну треть солнечной поверхности, остальная часть занята пятнами, факелами и более темными промежутками между гранулами.

Хотя грануляция и является постоянной характеристикой фотосферы, отдельные гранулы имеют весьма эфемерное существование. По данным Шевалье, на двух снимках, отделённых промежутком всего лишь в 7 минут нельзя найти ни одной общей гранулы, промежуточные же снимки позволяют проследить отдельные ступени исчезновения гранул по диску и их скорости, они оказались порядка 30 км в секунду. Значительная часть этой скорости, однако, фиктивна и обусловлена колебанием изображения гранул, вызванным токами и струями внутри нашей атмосферы.

Относительно вида гранул около пятен мнения исследователей расходятся. Фотография установила, что грануляция не прекращается в областях соседних с пятнами, однако, здесь повышенная яркость фотосферы делает грануляцию менее заметной. Повидимому, можно установить другую линию связи гранул с пятнами. А именно, имеется ряд наблюдений, говорящих за то, что крупные темные промежутки (так называемые „поры“) между гранулами являются „зародышами“ пятен. Эти „поры“ иногда обладают устойчивостью, увеличиваются в размерах и дают начало солнечным пятнам.

К сожалению, благодаря специфическим трудностям наблюдений грануляция еще мало исследована, кроме того и занимались ею довольно мало. Первая работа о грануляции со времени Ганского и Шевалье появилась лишь в 1932 г. Это исследование немецких астрономов Штребела и Тюринга (Strebel—Thüring) сделано с предосторожностями современной фотографической фотометрии. Превратив наблюдаемые „почернения“ (так называемые плотности) своих негативов в интенсивности соответствующего им света, и разделив эти интенсивности на ряд „фотометрических уровней“, немецкие астрономы определяют „фотометрический базис“ грануляции, как тот уровень, над которым кривая интенсивности грануляции лежит выше в большем числе случаев, чем над другими уровнями. Статистическое исследование показывает, что на „фотометрическом уровне базиса“ грануляции

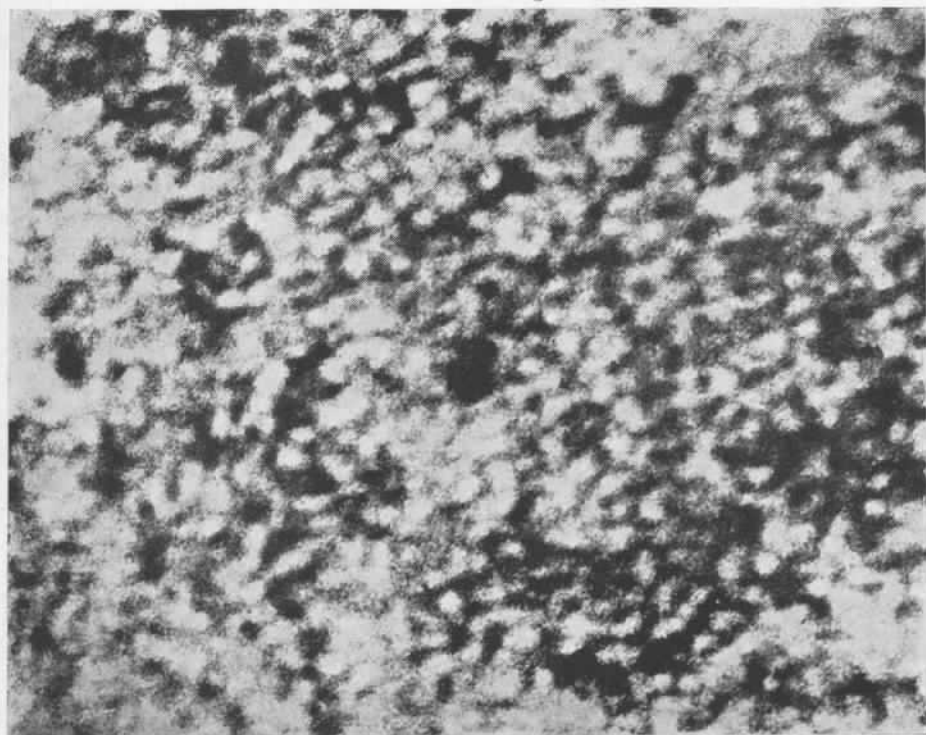


Рис. 6. Грануляция по А. Ганскому (снимок сделан в Пулкове)

средний поперечник гранулы достигает $9''.8$, среднее же расстояние между гранулами — $15''.8$. Максимальное различие между яркими гранулами и темными промежутками невелико — всего $0,11$ звездной величины. Гранулы на их „фотометрическом базисе“ занимают 62% видимой поверхности Солнца. Эти результаты значительно отличаются от результатов описанных выше работ Ганского и Шевалье. Весьма вероятно, что вследствие малого фокусного расстояния рефлектора немецких астрономов, их результатотягчен систематическими ошибками, весьма опасными в фотографической фотометрии. С другой стороны, возможно, что различие результатов является следствием различия в определении того, что такое гранула.

Факелы

Так называются полосы различной формы, тянущиеся на тысячи километров по диску Солнца и обладающие большей интенсивностью, чем окружающая их фотосфера. Они часто (но не всегда) окружают пятна и иногда покрывают значительные участки солнечной поверхности. Особенно хорошо они бывают видны у края диска на фоне менее интенсивном, чем в центре фотосферы. Факелы представляют собой значительно более устойчивые образования, чем гранулы, хотя и их форма иногда меняется в течение нескольких часов.

Точная фотометрия факелов является весьма интересной проблемой будущих исследований Солнца. До настоящего времени в этой области сделано еще очень мало. Ричардсон (Richardson) определял фотографически отношение интенсивностей факелов и окружающей их фотосферы для различных расстояний от центра диска и для различных длин волн. Как и следовало ожидать, это отношение возрастало по мере приближения к краю. Для фотографической области спектра оно равнялось $1,04$ (расстояние $0,6$ радиуса от центра), возрастая до $1,17$ для расстояния $0,95$. Как видно, даже на самом краю диска интенсивность факелов превосходит интенсивность фотосферы меньше, чем на 20% .

Солнечные пятна

Во вполне развившемся пятне легко различить две части: темное ядро, *тень* (umbra), окруженное более светлой каймой, *полутенью* (penumbra). Понятие „темный“ здесь имеет относительный смысл: пятно „темно“ по сравнению с окружающей его фотосферой. Полутень часто имеет заметную структуру, входя в область тени своеобразными отрогами, напоминающими языки. Форма пятен весьма разнообразна; в большинстве случаев они имеют округленный вид. Раз образовавшись, пятно может иметь более или менее длительное существование и быть видимым в течение ряда месяцев (так называемые „пятна длительного продолжительности“). Однако весьма часто жизнь пятна измеряется лишь часами. Обычно затухание пятна начинается образованием светлого „моста“, проникающего из полутени в

тень и наполняющего постепенно последнюю. При этом часто происходит деление пятна на две и более части, изолировано затухающих до тех пор, пока яркость возмущенной части фотосферы, занятой пятном, не сольется с окружающей фотосферой. Иногда пятна образуют группы; относительные движения отдельных членов таких групп представляют значительный интерес.

Размеры пятен весьма разнообразны, часто угловые поперечники тени достигают $2'$, что соответствует 90 000 км, то-есть размерам, в семь раз превышающим диаметр Земли. Наиболее крупное пятно наблюдалось в 1858 г. — его поперечник достигал 230 000 км. Весьма крупные пятна на солнечной поверхности могут быть видны невооруженным глазом в часы, когда Солнце стоит невысоко над горизонтом и яркость его понижена вследствие поглощения в земной атмосфере. Старорусские и китайские летописцы охотно регистрировали в своих записях появления крупных пятен, природа которых до открытия телескопа была, разумеется, непонятна¹. На заре нового времени их принимали за темные планеты, проходящие через диск Солнца. Даже Галилей, открывший их в октябре 1610 г., вскоре после изобретения им телескопа, полагал, что эти темные образования на Солнце являются проектирующимися на его диске планетами. Первым, кто распознал солнечную природу этих планет, был, как известно, современник Галилея, Х. Шейнер в Ингольштадте.

Субъективные наблюдения пятен (то-есть непосредственное их рассмотрение или измерение в телескоп) в настоящее время имеют значение только в области статистики пятен. Фотометрия пятен, исследование различных эффектов в их развитии теперь производится объективными методами, основным из которых является фотографический. Трудности фотографической фотометрии пятен достаточно велики: здесь приходится учитывать свет Солнца, рассеянный земной атмосферой в видимую область пятна, нужно принимать во внимание беспокойствие изображений и различные чисто фотографические эффекты, искажающие результаты определения относительной интенсивности пятен на негативе и т. д. Подобные работы по фотографической фотометрии пятен начаты сравнительно недавно (Н. Барабашев и Б. Семейкин в Харькове, Ричардсон на Маунт Вилсон). Как и следовало ожидать, результаты оказались различными для различных пятен. Так, харьковские измерения 25 пятен дали для отношения интенсивностей соседней фотосферы и ядра величины от 1,5 до 4,5. Интересно пятно, наблюдавшееся Ричардсоном в августе 1932 г. Интенсивность его ядра равнялась 0,25 интенсивности

¹ В Никоновой летописи читаем описание явлений 1371 г.: „Того же лета бысть знамение въ солнцѣ, мѣста чѣрны по солнцу аки гвозди, и мгла велика была, яко за едину сажень прель собою не видѣти... Сухмень же бысть тогда велика... рѣки многи пресохша, а лѣса и боры горяху, и болота высохши, горяху, и земля горяше...“ Очевидно, в этот год Русь постигла засуха, сопряженная с лесными пожарами, дым которых, ослабляя солнечное сияние, позволял рассмотреть на диске дневного светила крупные пятна, которые были „аки гвозди“.

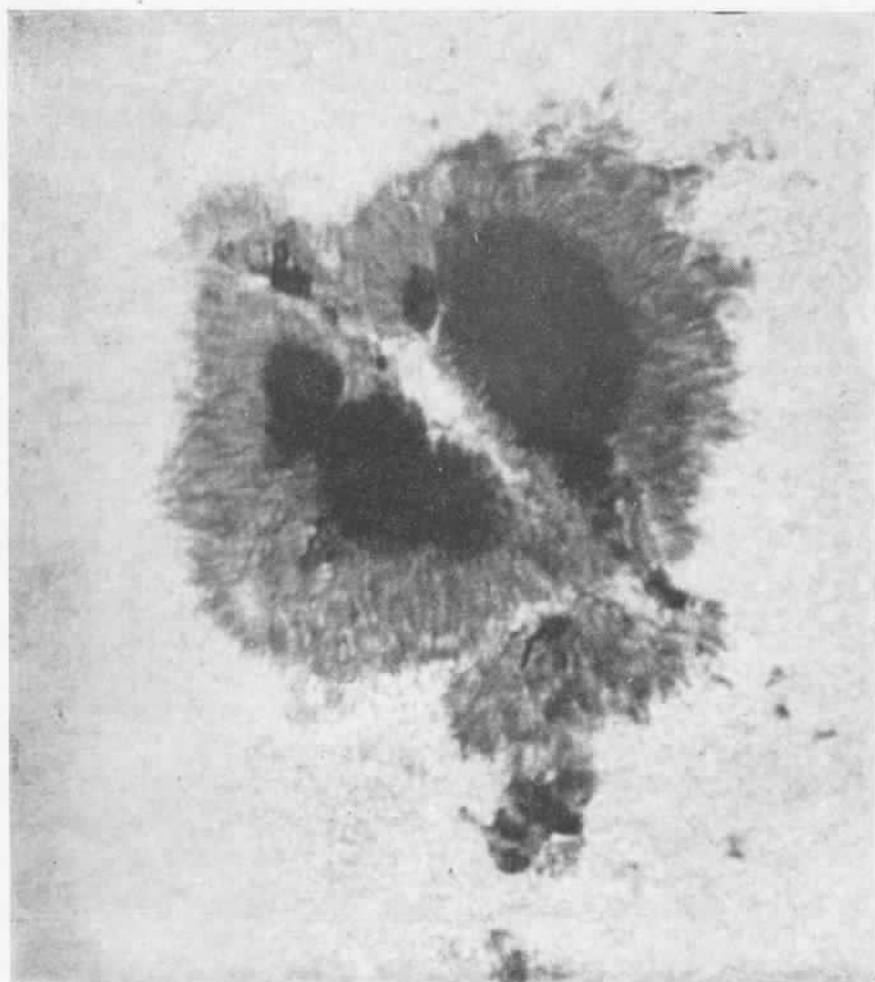


Рис. 7. Солнечное пятно по А. Ганскому (снимок сделан в Пулкове)

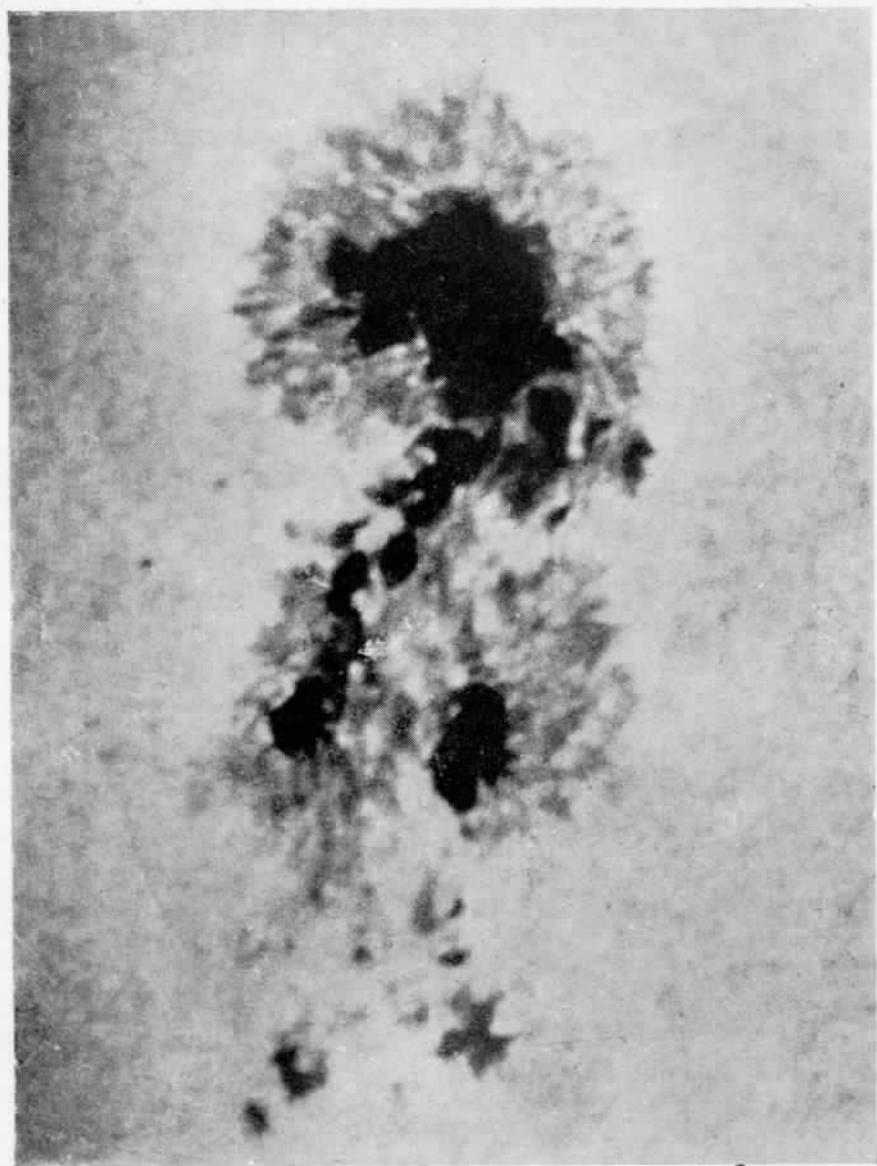


Рис. 8. Солнечное пятно по А. Ганскому (снимок сделан в Пулкове)

фотосферы, затем яркость быстро увеличивалась при приближении к полутени, где указанное отношение равнялось 0,8 и даже 0,9.

Наблюдения показывают, что пятна не остаются неподвижными на солнечной поверхности, но обладают систематическим движением с востока на запад. Это движение, которым обладают в большей или меньшей степени все пятна, объясняется вращением Солнца вокруг своей оси. Оно является исторически первым доказательством этого вращения и позволяет определить с большой точностью положение солнечного экватора по отношению к эклиптике, а также период его оборота. Результатами этих определений мы займемся подробнее несколько ниже.

В 1774 г. А. Вилсон в Глазго (Шотландия) сделал наблюдения, имевшие чрезвычайно большое значение в истории наших сведений о солнечных пятнах. Он наблюдал в центре видимого диска пятно кругообразной формы и следил за изменением последней по мере того, как пятно подвигалось вследствие вращения Солнца к западному краю последнего. Оказалось, что по мере приближения к краю диска поперечник пятна, параллельный солнечному экватору все уменьшался, тогда как поперечник в перпендикулярном направлении оставался неизменным. При этом особенно быстро уменьшались видимые размеры тени и восточной части полутени, тогда как западная часть последней уменьшалась значительно медленнее. Когда через 13 дней после своего исчезновения на западном краю Солнца пятно вновь появилось на его восточном краю, Вилсон продолжал свои наблюдения. Теперь он отметил обратный ход явлений. По мере приближения пятна к центру диска быстро увеличивались видимые размеры тени и западной части полутени; наоборот, увеличение восточной части последней было медленнее. В центре диска пятно вновь приобрело округлую форму.

Вилсон сразу же объяснил свое наблюдение перспективным смещением по мере продвижения ядра по диску Солнца. Таким смещением обладали бы детали пятна, если бы последнее лежало ниже фотосферы, причем тень была бы ниже уровня полутени. Значит наблюдения Вилсона говорили за то, что пятна являются углублениями в фотосфере. С тех пор было произведено множество наблюдений по методу Вилсона. Большинство из них согласовались с результатами последнего, однако, было много случаев, дававших прямо противоположные результаты. В общем результаты оказались довольно противоречивыми. Более полное исследование пятен спектроскопическими методами позволяет, однако, думать, что действительно уровень пятна (собственно тени) ниже уровня фотосферы.

Для определения положения оси вращения Солнца и периода оборота по систематическому движению пятен от восточного края диска к западному требуется введение специальной координатной системы, с началом в центре Солнца и основной координатной плоскостью, совпадающей с солнечным экватором.

Эта система сферических координат носит название гелиографической, а самые координатные углы называются гелиографическими широтами и долготами. Понятие гелиографической широты не требует объяснения, для отсчета же соответствующих долгот надо принять некоторый определенный начальный меридиан Солнца, неизменно связанный с последним. Обычно за начальный меридиан принимается так называемый меридиан Кэррингтона, введенный традицией Гриничской обсерватории, которая давно является одним из главных центров по изучению движения пятен. Меридиан Кэррингтона — это тот меридиан Солнца, который пересекает восходящий узел солнечного экватора по отношению к эклиптике в строго определенный момент времени, а именно в средний Гриничский полдень 1 января 1854 г. Это определение предполагает известную систему элементов солнечного вращения, определенного из наблюдений. Система элементов Кэррингтона такова: наклонность плоскости солнечного экватора к плоскости эклиптики равна $7^{\circ} 15'$; долгота восходящего узла равна $73^{\circ} 40' + (A - 1850) 0^{\circ}.014$, где второй член является прецессией от 1850 до даты A в годах.



Рис. 9. Фотогелиограф Пулковской обсерватории (в настоящее время он установлен в Симеизском отделении обсерватории для регулярного фотографирования поверхности Солнца)

Определение гелиографических координат пятна в данный момент производится помощью элементов Кэррингтона, которые должны рассматриваться лишь как известное приближение.

Однако, как мы увидим дальше, Солнце не вращается как твердое тело, поэтому подобное приближение является вполне достаточным. Основными данными измерения солнечного снимка являются полярные координаты пятна M по отношению к центру видимого диска S , а именно:

1) p — позиционный угол пятна M по отношению к центру S , отсчитываемый, как всегда, от точки севера к востоку. Предполагается, что снимок Солнца соответствующим образом ориентирован по отношению к параллели (это делается, например, путем фотографирования нити, расположенной перед пластинкой, ориентировка нити определяется различными способами —

$$\sin \varphi = \cos p \sin D + \sin p \cos D \cos x$$

$$\sin M'C' = \sin x \sin p \sec \varphi; \quad x = N'CM = 360 - (p - P)$$

где P — позиционный угол северного полюса Солнца, измеряемый от точки севера N к востоку, а $p = NCM$ — позиционный угол пятна, измеренный на фотографии в том же, конечно, направлении. Величины L , D и P даются через каждые пять дней в так называемых физических эфемеридах Солнца в общепотребительных астрономических ежегодниках.

Следует отметить, что пятна, как правило, появляются в некоторой ограниченной зоне Солнца между $\pm 5^\circ$ и $\pm 40^\circ$ гелиографической широты. Около самого экватора, равно как и в высоких широтах, их число весьма невелико; больше того, они не наблюдались в широтах, превышающих $\pm 45^\circ$. Определяя период вращения Солнца по движению пятен, надо, далее, иметь в виду, что последние вдобавок имеют собственные движения по солнечной поверхности, различные для различных пятен, хотя распределение их и не совсем подчиняется закону случайных ошибок. Эти движения, налагаясь на систематическое движение пятен, разумеется, влияют на точность исследования вращения пятен. Однако, если это исследование охватывает большое количество пятен, наблюдавшихся долгое время, период и другие элементы солнечного вращения могут быть определены с достаточной точностью.

Определения периода вращения солнечных пятен, произведенные в первой половине истекшего столетия, приводили к противоречивым результатам, колеблющимся между 25 и 27 днями¹.

Только продолжительные наблюдения Кэррингтона (1853—1861 гг.) привели к окончательному решению вопроса. Оказалось, что Солнце отнюдь не вращается, как твердое тело, но что угловая скорость его вращения уменьшается с широтой, вследствие чего период оборота для экватора равняется 25 дням, тогда как для широты $\pm 30^\circ$ он равен 26,5 дням. Разумеется, в силу отсутствия пятен в высоких широтах, закон вращения пятен мог быть исследован только в зоне, простирающейся на 35° по широте по обе стороны от экватора. Наиболее полное исследование вращения Солнца рассматриваемым способом было сделано Маундером (Гринич), который нашел, что суточная угловая скорость вращения — ξ — может быть удовлетворительно представлена как функция гелиографической широты следующей формулой:

¹ Надо иметь в виду, что наблюдения дают так называемый синодический период оборота Солнца (T'), то-есть период вращения по отношению к наблюдателю, движущемуся вместе с Землей. Истинный (то-есть звездный) период T находится по формуле

$$\frac{1}{T} - \frac{1}{S} = \frac{1}{T'}$$

где S — период обращения Земли вокруг Солнца, то-есть звездный год.

$$\xi = 12^{\circ} 43' + 2^{\circ} 01' \cos^2 \varphi.$$

Не так давно в Гриниче были произведены определения ξ по движению пятен большой продолжительности, жизнь которых была не короче 25 дней и которые отличаются регулярной и более или менее устойчивой формой. Угловая скорость вращения по движению 449 таких пятен (1878 — 1923 гг.) оказалась равной

$$\xi = 11^{\circ} 77' + 2^{\circ} 60' \cos^2 \varphi.$$

Таким образом по формуле Маундера суточная угловая скорость увеличивается с $13^{\circ}.7$ до $14^{\circ}.4$ при уменьшении гелиографической широты от 30° до нуля. Это замечательное явление носит название *экваториального ускорения Солнца*.

Вращение фотосферы может быть исследовано также изучением систематического движения факелов. В этом случае зона, для которой может быть определено вращение, почти так же ограничена, как и в случае пятен, ибо факелы обнаруживают приблизительно такое же распределение по широте, как и пятна (хотя и встречаются иногда в высоких широтах). К сожалению, изучение факелов сильно затруднено тем, что они, как мы говорили выше, могут быть видимы главным образом лишь около края диска. Здесь следует указать на классические исследования В. Стратонова и А. Белопольского в Пулкове (1891 — 1893 гг.), обнаружившие, что факелы следуют приблизительно такому же закону вращения, как и пятна. Маундер вывел из гриничских наблюдений факелов (1888 — 1923 гг.) следующий закон вращения:

$$\xi = 11^{\circ} 73' + 2^{\circ} 81' \cos^2 \varphi$$

в близком согласии с законом вращения пятен. Лучшее согласие с наблюдениями может быть однако получено введением члена пропорционально $\cos^4 \varphi$.

Обратимся теперь к изучению собственного движения пятен по диску, предполагая его освобожденным от эффекта вращения. Это движение особенно хорошо обнаруживается на основании упомянутых выше гриничских наблюдений пятен с большой продолжительностью (long lived spots). При появлении группы пятен обычно среди последних можно различить два крупных пятна: „предводитель“ (leader) к западу и „последователь“ (follower) к востоку. В течение первых двух дней после своего появления „предводитель“ быстро движется по долготе к западу с угловой скоростью около 1° в день. Затем скорость его уменьшается до $0^{\circ}.4$. Это уменьшение продолжается до тех пор, пока „предводитель“ не становится неподвижным (то-есть движется с угловой скоростью соответствующей его широте). Наоборот „последователь“ имеет медленное движение по долготе к востоку (порядка $0^{\circ}.3$ в день). Общее впечатление такое, как если бы между „предводителем“ и „последователем“ вначале их существования действовали какие-то

отталкивательные силы, постепенно ослабевающие. Собственное движение индивидуальных пятен по широте весьма мало и не достигает $0^{\circ}.1$ на солнечный оборот.

Помимо этих, так сказать, действительных собственных движений пятен наблюдается еще один тип движений по широте, для которого пока еще нет подходящего объяснения (некоторые рассматривают их, как следствие преломления света в солнечной атмосфере). Именно, пятно имеет тенденцию двигаться к тому полюсу солнечного полушария, в котором оно находится. Когда пятно достигает центрального меридиана (то есть меридиана, проходящего через видимый центр диска), это движение меняет знак и при дальнейшем перемещении своем к западу пятно имеет тенденцию удаляться от соответствующего полюса.

Периодичность солнечной деятельности, проявляющейся в образовании пятен, была открыта немецким аптекарем Швабе в Дессау в 1843 г. Швабе обнаружил, что число пятен, покрывающих солнечную поверхность и занятая ими общая площадь меняются во времени периодически в течение около 10 лет.

Во время минимума пятнообразующей деятельности иногда в течение недели нельзя заметить на солнечной поверхности ни одного пятна, тогда как к максимуму число их возрастает так, что в это время можно наблюдать до полусотни пятен одновременно. Работа Швабе была продолжена Р. Вольфом в Цюрихе, который из всех имеющихся данных (восходящих до 1615 г.) нашел для пятнообразующей деятельности период в 11,11 года. Это только средний период, ибо его продолжительность вообще подвержена сильным колебаниям.

Вместе с числом и площадью пятен подвержено долгопериодическим колебаниям также и распределение пятен по широте. Эти изменения были открыты Шперером в 1880 г. и могут быть сформулированы в виде следующего „закона Шперера“. В начале каждого нового солнечного цикла после минимума пятна появляются в наивысших широтах, в которых они вообще могут встречаться, то есть около $\pm 30^{\circ}$. По мере увеличения количества пятен от минимума к максимуму, зона максимальной частоты пятен смещается к солнечному экватору вплоть до $\pm 3^{\circ}$ широты, где пятна окончательно затухают к минимуму. После наступления последнего явления повторяется в прежнем порядке.

Несколько сложнее закон изменения средней гелиографической широты факелов в течение 11-летнего периода деятельности Солнца. Маскари делит факелы на две группы. Первая группа состоит из факелов, расположенных в обычных для пятен широтах; эта группа подчиняется закону Шперера. Напротив, вторая группа, состоящая из факелов, расположенных в высоких широтах (между ± 75 и $\pm 80^{\circ}$), закону Шперера не подчиняется.

Необходимо помнить, что закон Шперера является законом статистическим. Он относится к изменениям средней гелиогра-

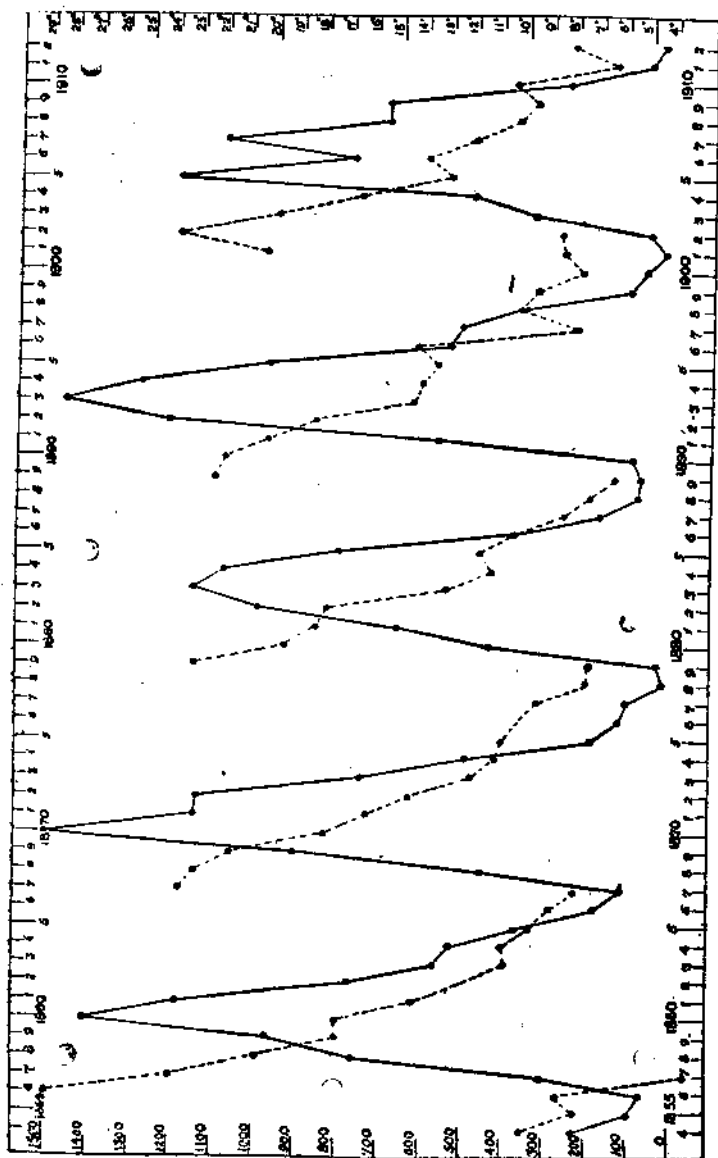


Рис. 11. К закону Шперера. Средние широты и средние площади пятен (1854 — 1912 гг.). Непрерывная кривая — площади в миллионных частях поверхности диска, штрихованная кривая — широты

фической широты пятен; индивидуальные же пятна могут появляться в любое время на любых широтах в обычной для пятен зоне.

Для характеристики состояния пятнообразующей деятельности Солнца Р. Вольфом введены так называемые „относительные числа пятен“, называемые теперь „числами Вольфа“. Вольфово число r для данного дня определяется из наблюдений по формуле

$$r = k(10g + f),$$

где g — число групп пятен, видимых на диске Солнца, а f — общее число сосчитанных пятен, k — некоторый коэффициент, зависящий от инструмента и наблюдателя. Последний коэффициент важен для приведения различных наблюдений Солнца к одной системе; для своих наблюдений в Цюрихе (рефрактор с отверстием 10 см и увеличением 64) Вольф принял $k = 1$.

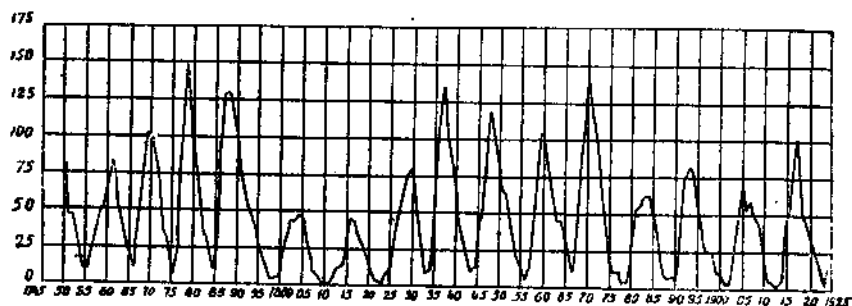


Рис. 12. Вольфовы числа с 1745 г. по 1925 г.

Цюрихская обсерватория является в настоящее время тем международным центром, где собираются различные наблюдения солнечных пятен, которые сводятся в одну систему и публикуются в виде окончательных Вольфовых чисел на каждый день.

Вольфовы числа, однако, не являются исчерпывающей характеристикой пятнообразующей деятельности Солнца, ибо они ничего не говорят о площади, занятой пятнами на солнечном диске. Их дополняют так называемые *гриничские индексы* — дающие общую площадь, занятую пятнами (включая полутень), в миллионных долях площади всего солнечного диска. По постановлению Международного астрономического съезда в Лейдене в 1928 г. индексы должны отдельно определяться также для центральных частей Солнца, ограниченных долготой $\pm 30^\circ$ от центрального меридиана.

Как увидим ниже, пятнообразующая деятельность Солнца имеет весьма большое значение для геофизики. Ввиду этого Международным астрономическим союзом организована так называемая „служба Солнца“, имеющая целью ежедневное наблюдение Солнца, определение различных характеристик его деятельности и их быструю публикацию. В некоторых странах (например, в Америке) результаты наблюдений Солнца регулярно

передаются в радиопрограммах рядом со сведениями метеорологического характера.

Учитывая важность регулярных наблюдений Солнца для различных отраслей социалистического строительства, комиссией по изучению Солнца при Академии наук СССР (КИСО) была создана в Ленинграде в апреле 1931 г. первая всесоюзная конференция по изучению Солнца, которая вынесла резолюцию о необходимости организации в СССР своей собственной „службы Солнца“. Эта „служба“ организовалась с 1932 г. Ежедневное фотографирование Солнца взяли на себя три обсерватории: симеизская (отделение главной астрономической обсерватории в Пулкове), ташкентская и харьковская. Пулковская обсерватория сводит наблюдения и делает вывод окончательных индексов, подготавливая к публикации ежемесячные карты солнечной деятельности.

Выше было отмечено, что промежуток времени между двумя последовательными максимумами или минимумами пятен постоянен, точно также неодинаковы и значения Вольфовых чисел и гриничских индексов для различных максимумов и минимумов. С другой стороны, кривая Вольфовых чисел $r = f(t)$ в функции времени не симметрична, подъем ее к максимуму обычно совершается быстрее, чем падение к минимуму. В общем можно сказать, что пятнообразующая деятельность Солнца не представляет собой явления строго периодического. Она, как говорят, циклична. Кривую $f(t)$ можно рассматривать не только как совокупность примыкающих друг к другу циклов, но также как продукт наложения синусоидальных кривых различных периодов и амплитуд. Выделение этих периодов имеет необыкновенно важное значение для понимания всего явления. Шустер (Schuster) пытался сделать это с помощью своего метода анализа периодограмм, позволяющего выделить наложенные друг на друга периоды по графикам значения функции, меняющейся циклически. Таким образом Шустер выделил следующие периоды: 11,125; 8,36 и 4,8 года.

Первый из них является „средним периодом“ солнечных пятен, употребляемым обычно как некоторое грубое приближение. Интересно отметить, что периоды Шустера являются субпериодами „большого“ периода в 33,375 лет и относятся друг к другу как 7 : 4 : 3. Аналогия с акустическим тоном и обертонами напрашивается сама собой.

Оппенгейм (1927 г.) подверг Вольфовы числа (с 1750 г.) новому анализу и нашел, что кривая $r = f(t)$ выражается удовлетворительно следующей функцией:

$$r = c_1 + c_2 \cos[\varphi t + \sum x_m \cos(m\psi t - \xi_m)] \quad m = 1, 2, \dots,$$

где c_1, c_2, x_m, ξ_m — постоянные, $\varphi = 360^\circ/11,25$ и $\psi = 360^\circ/450$.

Таким образом, по Оппенгейму, кривая $r = f(t)$ является функцией периода, который сам меняется периодически в течение 450 лет, его среднее значение есть 11,25 года. Интересно отме-

тить, что вышеуказанная сложная функция от времени часто встречается в теоретической астрономии и является интегралом линейного дифференциального уравнения, коэффициенты которого представляют собой периодические функции независимого переменного.

Резюмируя можно сказать, что выделение периодов пятнообразующей деятельности Солнца является проблемой еще весьма далекой от своего разрешения.

Спектр Солнца

Солнечный спектр в его ультрафиолетовой и инфракрасной части гораздо менее интенсивен, чем этого можно было ожидать для тела столь высокой эффективной температуры. Так, при температуре в 6000° интенсивность спектра в области $3000 \text{ \AA}$ должна составлять 61% соответствующей интенсивности для $4000 \text{ \AA}$, для $2000 \text{ \AA}$ этот процент должен равняться 9. На самом деле до сих пор удавалось получить фотографическое изображение спектра Солнца не далее как для $2863 \text{ \AA}$, для более коротких длин волн всякие следы солнечного спектра отсутствовали. В прошлом году участникам эльбрусской экспедиции Академии наук (Родионов и др.) удалось проследить солнечный спектр до $2700 \text{ \AA}$ с помощью высокочувствительного счетчика фотонов. Это — рекордное продвижение в ультрафиолетовую область. В 1879 г. Корню (Cognu) доказал, что это аномальное падение интенсивности солнечного спектра в ультрафиолетовой его части является следствием селективного поглощения в земной атмосфере. Хартли (Hartley) через год после выхода в свет работ Корню нашел, что поглощающие молекулы принадлежат озону (O_3), воспроизведя лабораторным способом полосу озона, которая около $2500 \text{ \AA}$ обнаружила огромный максимум поглощения. Полоса атмосферного озона начинается у $3150 \text{ \AA}$ и идет в направлении коротких длин волн, делаясь всё интенсивнее и делая невозможными наблюдения солнечного спектра около $2900 \text{ \AA}$. По Бюиссону и Фабри (Buisson — Fabry) атмосферный озон имеет эквивалентную толщину (при нормальном давлении) около 3 мм. Этот слой находится в стратосфере на высоте от 15 до 35 км.

Существование слоя озона весьма суживает наши сведения о небесных телах. Дело в том, что с точки зрения интерпретации спектров область весьма коротких длин волн имеет чрезвычайно важное значение — здесь находятся границы серий многих элементов, отдельные линии которых наблюдаются в фотографической и визуальной областях спектра. Только поднявшись на высоту, превышающую 30 км, то-есть, проникнув весьма высоко в стратосферу, мы смогли бы наблюдать эту интересную область. Не так давно была высказана надежда, что в околосполярных областях слой атмосферного озона весьма тонок, так что здесь наблюдение спектров небесных тел может быть

продвинуто далеко в область весьма коротких длин волн. К сожалению, наблюдения, произведенные в 1929 г. американской антарктической экспедицией Бэрда (на южной широте — $78^{\circ}6$), обнаружили такое же поглощение спектров Солнца и Луны озоном, как и в наших широтах. Была и еще одна надежда. Полоса озона имеет минимум поглощения около $2100 \text{ \AA}$ — поэтому в этой спектральной области ожидали найти „окно“ в толще атмосферы, на которое едва ли смогут повлиять слабые полосы атмосферного аммиака, имеющие максимум поглощения за $2020 \text{ \AA}$. Наблюдения при помощи счетчиков фотонов, действительно, обнаружили это „окно“, однако, его исследование недоступно фотографии.

Благополучнее обстоит дело с инфракрасной частью спектра, где нет таких сплошных полос атмосферного поглощения, как в области коротких длин волн. При помощи спектроболометра Абботу удалось исследовать солнечный спектр до $5300 \text{ \AA}$. Здесь основным „врагом“ является молекула водяного пара, которая дает интенсивные полосы поглощения, скрывающие все около $1160 \text{ \AA}$ и $1800 \text{ \AA}$. Водяной пар довольно сильно поглощает также около $960 \text{ \AA}$, однако в области $820—720 \text{ \AA}$ спектр Солнца достаточно свободен от влияния поглощения водяного пара. В области от $12 \text{ \AA}$ до $600 \text{ \AA}$, которая была частично исследована хорошо известным из физики методом „остаточных лучей“ (Reststrahlen). Результаты оказались отрицательными, благодаря наличию весьма интенсивных полос поглощения атмосферной углекислоты и водяного пара. Интересно попутно отметить значительные успехи, которые были достигнуты недавно в области фотографирования инфракрасной части солнечного спектра. Для этого фотографические пластинки очувствляются раствором неопцианина. Применяя в качестве растворителя хлороформ, Бебкок (обсерватория Маунт Вилсон) сумел при помощи вогнутой дифракционной решетки фотографировать солнечный спектр вплоть до $1160 \text{ \AA}$.

Вопрос о еще более длинных волнах (из электромагнитной области), излучаемых Солнцем, остается пока открытым. Все исследования в этом направлении давали отрицательный результат. Возможно, что причиной этого является столь важный в радиотехнике „проводящий слой Кенелли-Хевизайда“ и другие слои, отражающие радиоволны и расположенные в верхних слоях нашей атмосферы.

Полосы и линии поглощения в солнечном спектре, обязанные своим существованием земной атмосфере, носят название *теллурических*. Их интенсивность является функцией высоты Солнца над горизонтом и уменьшается по мере приближения Солнца к зениту. Ограничивая солнечный спектр с обоих концов, эти полосы и линии (правда, более тонкие и менее интенсивные) разбросаны по всему спектру; особенно многочисленны они в инфракрасной части.

Остановимся несколько на характернейших полосах атомов и молекул — составляющих „спектра земной атмосферы“. О по-

лосах водяного пара мы уже говорили. Остается коснуться роли кислорода. Молекулярный кислород (O_2) дает полосы, обозначаемые *A*, *B* и α , в длинах волн 7594, 6867 и 6277 Å. интенсивности полос уменьшаются в том же порядке. Озон (O_3) ответствен за полосы Гартли, о которых мы уже говорили. Кроме них он дает так называемые полосы Геггинса (3200—3600 Å), впервые сфотографированные Геггинсом в спектре Сириуса в 1890 г. и идентифицированные Фаулером лишь в 1917 г. Эти полосы гораздо менее интенсивны, чем полосы Гартли. В визуальной части спектра разбросаны еще более безопасные полосы Шаппю (Chappuis). Атомный кислород (O) атмосферы в видимой области спектра дает лишь слабые линии, зато он весьма сильно поглощает для $\lambda < 1800$ Å.

Начало изучения солнечного спектра было положено Фраунгофером (1814 г.), который открыл в нем ряд темных линий, названных им по буквам латинского алфавита.

Современные спектрограммы, снятые с большей дисперсией, обнаруживают в солнечном спектре десятки тысяч темных линий различной интенсивности. В ультрафиолетовой области бросаются в глаза чрезвычайно интенсивные линии *H* и *K*, принадлежащие ионизированному кальцию, в фиолетовой части полоса *G*, составленная из множества тесно примыкающих друг к другу линий, наконец, в желтой части замечательна довольно тесная пара резких линий D_1 и D_2 , принадлежащих натрию. Ко множеству линий присоединяются и некоторые полосы молекулярного происхождения, несомненно принадлежащие самому Солнцу. Их интенсивность не зависит от зенитного расстояния Солнца, как это имеет место по отношению к теллурическим полосам, наложенным на спектр, принадлежащий самому Солнцу.

В течение последних 30—40 лет наши сведения о длинах волн линий солнечного спектра (названных фраунгоферовыми в честь ученого их открывшего) основывались на результатах огромной работы американского астрофизика Роленда (Rowland). Таблицы длин волн солнечного спектра, опубликованные Ролендом в 1893 г., явились плодом десятилетнего труда, в продолжение которого он изготовил первую вогнутую дифракционную решетку. Длины волн были измерены Ролендом визуальным путем, а в фотографической области—путем фотографии. Исходным пунктом полученной системы длин волн так называемой „системы Роленда“ явилась средняя длина волны линии D_1 натрия, определенная пятью независимыми лабораторными исследователями, а именно $\lambda = 5896,156$ Å в воздухе при 20° С и 760 мм давления. Длины волн последующих стандартов (около 15 линий в визуальной части) были определены по методу совпадения между дифракционными спектрами Солнца различных порядков. Количество измеренных линий было увеличено путем интерполяции измерений. Так, мало-по-малу были определены длины волн около тысячи линий, сглаженные и приведенные в одну систему. Это были стандарты. К ним были привязаны измерения около

20 000 линий спектра, сделанные с меньшей абсолютной точностью, но приведенные в одну систему.

К сожалению, система Роленда, несмотря на ее цельность, перестала удовлетворять требованиям точности уже в начале настоящего столетия. Было обнаружено, что основа системы — длина волны линии D_1 — нуждалась в поправке — 0,212 Å. Оказалось далее, что метод сравнений спектров различных порядков, употребляемый Ролендом, ввел в систему много различных ошибок и т. д.

Применение интерферометра Майкельсона позволило определять длины волн с точностью, о которой нельзя было даже мечтать в восьмидесятых годах прошлого века. Бенуа, Фабри и Перо (1907 г.) измерили длину волны красной кадмиевой линии (644 μ) с ошибкой меньшей 0,001 Å. Далее тот же интерферометр позволил гораздо более точное сравнение отдельных линий друг с другом. Имея в виду все это, „Международный союз для исследования Солнца“ приступил к созданию новой системы длин волн солнечного спектра, так называемой *интернациональной системы*. Основным стандартом здесь является красная линия кадмия. К этому присоединяется ряд вторичных стандартов — длины волн избранных линий железной дуги. Далее идут стандарты третьего порядка и т. д.

Так была образована международная система лабораторных длин волн, с которой надо было связать новые измерения длин волн солнечного спектра. Эта последняя задача была выполнена на обсерватории Маунт Вилсон двумя независимыми путями. Достигнутая точность измерений достаточно характеризуется тем, что разность независимых определений для индивидуальных линий редко превосходит 0,002 Å, а систематические ошибки — порядка 10^{-4} Å.

Эта огромная работа выполнена на Маунт Вилсон астрофизиками Сен Джовом и Бэбкоком. Она продолжалась десять лет, опубликована в 1929 г. и известна под сокращенным названием „ревизия Роленда“. Следует прибавить, что и в таблицах Роленда и в таблицах международных даются лишь весьма грубые оценки интенсивности отдельных линий (самые слабые линии оцениваются Ролендом как 0,00 и т. д. до 0000 в международных таблицах для последних введены новые обозначения 0, 1 и т. д. до —3). Эти оценки вполне достаточны для распознавания линий и для целей идентификации элементов, однако, они вовсе не удовлетворяют требованиям, которые в наше время предъявляются развившейся теоретической астрофизикой.

Довольно много усилий было потрачено на „калибрование“ шкалы интенсивностей Роленда, то-есть на перевод оценок последнего в истинные интенсивности. В недавней работе Мульдера (Mulders) заново определяется интенсивности линий солнечного спектра в точной фотометрической шкале.

Сказанное выше относится к спектру невозмущенных областей Солнца в центре диска. Спектр отдельных деталей сол-

вечной поверхности (напр., пятен и факелов) существенно отличается от первого.

Мы переходим к результатам работ по идентификации линий различных элементов в спектре Солнца.

Из 92 элементов, допустимых периодической таблицей Менделеева, 58 было с несомненностью идентифицировано в солнечной атмосфере (в спектре Солнца или в спектре пятен). Они приведены в прилагаемой таблице. Следует, однако, вполне ясно указать на то, что отсутствие идентифицированных линий какого-либо элемента в спектре Солнца отнюдь не является доказательством того, что этот элемент действительно отсутствует на Солнце.

Элементы, идентифицированные в спектре Солнца, и их положение в периодической таблице Менделеева

(в скобках указаны еще неидентифицированные элементы)

I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	
H	...	...	...	...	...	...	He	
Li	Be	B	C	N	O	(F)	(Ne)	
Na	Mg	Al	Si	(P)	S	(Cl)	(Ar)	
K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	...	Fe Co Ni
Cu	Zn	Ga	Ge	(As)	(Se)	(Br)	(Kr)	
Rb	Sr	Y	Zr	Cb?	Mo	(Ma)	...	Ru Rh Pd
Ag	Cd	In	Sn?	Sb	(Te)	(I)	(Xe)	
Cs	Ba	La	Hf	(Ta)	W	(Re)	...	(Os)(Ir)Pt
(Au)	(Hg)	Tl?	Ph	(Bi)	(Po)	85	(Rn)	
87	(Ra)	(Ac)	(Th)	(Pa)	(U)	...	...	

Редкие Земли

Ce	Pr	Nd	II	Sa	Eu	Gd
(Tb)	Dy	(Ho)	Er?	(Tu)	Yb?	(Lu)

Видимое отсутствие элемента может объясняться следующими причинами:

1) Низкое процентное содержание атомов данного элемента, дающего поэтому слабые или весьма слабые линии, отсутствующие на спектрограмме по инструментальным причинам или слитые с соседними более интенсивными линиями других элементов.

2) Действительное отсутствие данного элемента в том слое Солнца, который „производит“ наблюдаемый спектр. Таковы, например, висмут, радий, уран и другие элементы высокого атомного веса, линии которых неидентифицированы в спектре Солнца, несмотря на то, что в лабораторных условиях они дают достаточно интенсивные линии в фотографической части спек-

тра. Не исключена возможность того, что под влиянием своего высокого атомного веса эти элементы опустились в более низкие слои Солнца, недоступные нашему наблюдению.

3) Отсутствие достаточно сильных линий в наблюдаемой части спектра. Таковы, напр., F, Ne, P и т. д. Резонансные линии этих элементов находятся в далекой ультрафиолетовой части (за 290 мμ), недоступной наблюдению.

4) Недостаточность сведений о длинах волн линий элемента, исследованных лабораторным путем. Таковы Gd, ряд редких земель, Kг, Ma и др.

В общем у нас пока нет оснований считать, что тот или иной элемент, непредставленный в солнечном спектре, действительно отсутствует на Солнце. Дальше мы еще вернемся к вопросу о количественном химическом анализе солнечной атмосферы.

Интересно отметить, что в маунт-вилсоновских таблицах солнечного спектра имеется до 20 000 вовсе неидентифицированных линий. Это в подавляющем числе слабые и весьма слабые линии (интенсивность от нуля до —3). Однако, имеется 10 интенсивных линий, идентифицировать которые оказалось невозможным. Нет сомнения, что они принадлежат известным нам элементам. Их идентификация пролила бы свет на условия возбуждения линий в солнечных условиях, очевидно, отличающихся от тех условий, в которых производятся лабораторные спектры.

Весьма поучительна история гелия.

Во время солнечного затмения 1868 г. в спектре верхних слоев солнечной атмосферы была обнаружена довольно интенсивная линия вблизи линий натрия D₁ и D₂. Она получила название D₃, но не была идентифицирована в спектрах земных источников света. Ее приписали гипотетическому элементу — гелию (гелиос по гречески значит Солнце). Только в 1895 г. английский химик Рамсей идентифицировал гелий, как один из элементов, составляющих минерал кливент. В настоящее время гелий добывается в больших количествах и служит материалом для наполнения дирижаблей. Он имеет низкий атомный вес (4) и не воспламеняется, в чем заключается его большое преимущество перед водородом.

Анализ солнечного (или, как еще говорят, фраунгоферова) спектра мы начнем с линий атомного происхождения, т. е. произведенных поглощением отдельными атомами (в противоположность спектрам молекулярным). Некоторые атомы представлены в солнечном спектре как в нейтральном, так и в ионизированном состоянии¹. Таков кальций, нейтральные атомы которого (Ca I) производят интенсивную линию $\lambda = 4227 \text{ \AA}$, а ионизированные (Ca II) — наиболее интенсивные линии солнечного спектра H и K, таков стронций (Sr) и т. д. Соответственно сравнительно невысокой для звезд эффективной температуре Солнца потенциалы возбуждения отдельных линий солнечного

¹ См. приложение 3.

спектра сравнительно невысоки. Средний потенциал возбуждения E^* для 37 металлических элементов, дающих тысячи интенсивных линий (соответствующих нейтральным атомам), всего 1,14 вольта (максимум для марганца 5,47 вольта). Для неметаллических элементов средний потенциал возбуждения E значительно выше, что видно из следующей таблицы:

Элемент	E (в вольтах)	Максимальная интенсивность линий	Число линий
He	20,87	0	1
H	11,10	+40	(серия Бальмера)
N	10,00	-2	1
O	9,29	+2	5
C	7,50	0	9

Итак, интенсивности линий неметаллических элементов весьма малы. Только водород дает линии чрезвычайно высокой интенсивности. Это аномальное поведение водорода (имеющее место также и в атмосферах звезд) объясняется исключительно большим содержанием его в атмосфере и во внутренних слоях Солнца. По Росселлу, солнечная атмосфера содержит по объему 60% водорода. Резюмируя все вышеизложенное, мы видим, что в соответствии с известным значением эффективной температуры Солнца, возбуждение атомов в том его слое, который производит фраунгоферовы линии, сравнительно невелико.

Последнее обстоятельство делает возможным существование в поверхностных слоях Солнца устойчивых соединений, то-есть не диссоциированных молекул. Последние вообще характеризуются полосами поглощения, которые при достаточно большой дисперсии распадаются на систему отдельных линий, подчиненных известным довольно сложным квантовым правилам. Действительно, давно было известно, что так называемая полоса G в солнечном спектре (около $\lambda = 4310 \text{ \AA}$) принадлежит соединениям водорода с углеродом с наложением разных металлических линий. В последнее время работы Ричардсона на Маунт Вилсон (1931 г.) сделали вероятным существование в нормальном фраунгоферовом спектре целого ряда соединений. Ричардсоном и Шоу (Shaw) с несомненностью констатированы соединения

OH, CN, CH, NH, MgH, CaH, SiF, AlO, AlH, ZrO, H₂

и с большой степенью вероятности C₂.

Если идентификация последних соединений правильна, большое количество неидентифицированных линий в солнечном спектре окажется молекулярного происхождения, принадлежа к „полосам“ отдельных соединений.

В каком поверхностном слое Солнца происходит избирательное поглощение, дающее нормальный фраунгоферов спектр? В настоящее время не подлежит сомнению, что слой этот до-

* См. приложение 6.

вольно тонок. Это ясно обнаруживается во время полных солнечных затмений. Пока видимый диск Солнца не скроется за луной, он дает обычный фраунгоферов спектр поглощения. В самый момент начала полной фазы, когда внешняя солнечная атмосфера представляется в виде весьма узкого яркого серпа вдоль края темной Луны, происходит внезапное изменение всего спектра. Непрерывный спектр исчезает, а на месте обычных линий поглощения появляются тонкие яркие линии на темном фоне. Этот спектр носит название спектра вспышки (flash spectrum). Он длится очень недолго и исчезает по мере продвижения Луны по диску Солнца; впервые наблюдался он в 1870 г. Оказалось, что нижняя часть спектра вспышки является обращением фраунгоферова спектра. Поэтому определение его длительности в связи с известным относительным угловым движением Луны по диску Солнца и знанием солнечного параллакса непосредственно дает нам в километрах толщину слоя, производящего нормальный солнечный спектр. Эта толщина оказалась порядка 600 км. Слой, производящий солнечный спектр поглощения, получил название *обращающего слоя* (reversing layer). По существующим представлениям обращающий слой непосредственно окружает светящуюся поверхность Солнца—его фотосферу, которая и дает тот непрерывный спектр, на фоне которого образуются темные линии солнечного спектра.

Со времени Кирхгофа образование спектра поглощения объясняется по аналогии с известным школьным опытом с обращением желтых линий натрия (D_1 и D_2). Яркие линии натрия, образованные сгоранием поваренной соли в вольтовой дуге, превращаются в линии поглощения, если луч до попадания на щель спектроскопа прошел через пламя Бунзеновой горелки, в которой также сгорает поваренная соль. Так как пламя горелки обладает более низкой температурой, чем вольтова дуга, то атомы натрия в первой излучают меньше, а поглощают больше, чем те же атомы в вольтовой дуге. По аналогии с этим опытом предполагалось, что температура обращающего слоя заметно ниже температуры фотосферы, поэтому он и поглощает избирательно излучение фотосферы.

Это объяснение, однако, оказывается при ближайшем рассмотрении неудовлетворительным. Школьный опыт с натрием проходит в условиях чрезвычайно далеких от термодинамического равновесия. Наоборот, обращающий слой, вероятно, достаточно близок к последнему.

На самом деле в обращающем слое имеются некоторые отклонения от идеальных условий, так что распределение атомов по различным квантовым состояниям едва ли в точности выражается законом Больцуманна.

Однако, все эти отклонения достаточно малы для того, чтобы сделать невозможной вышеуказанную аналогию со школьным опытом. Нетрудно понять, почему обращающий слой должен дать спектр поглощения, даже если его температура в

точности такова, как и температура излучения фотосферы. Для простоты рассмотрим проблему в одном измерении.

Пусть вдоль оси OX распространяется радиация слева направо. Группа атомов, достаточно обильная для того, чтобы дать статистический эффект, возбуждается падающей радиацией частоты ν , причем внешние электроны атомов пусть переходят с квантового состояния 1 в квантовое состояние 2 с поглощением энергии. Соответствующие электроны, конечно, не остаются перманентно на второй квантовой орбите, но через промежуток времени, называемый „продолжительностью жизни в данном квантовом состоянии“ (величина порядка 10^{-8} сек.), совершают обратный переход $2 \rightarrow 1$ с излучением кванта той же частоты ν . Последняя, однако, излучается во всех направлениях с одина-

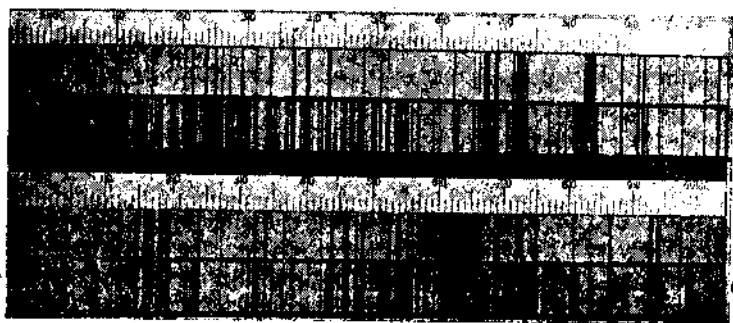


Рис. 13. Спектр Солнца и пятна в областях $510-520 \text{ мμ}$ и $650-660 \text{ мμ}$ (Маунт Вилсон). Верхняя часть — спектр центра Солнца, нижняя часть — спектр пятна

ковой вероятностью, то-есть с одинаковой интенсивностью (на самом деле здесь будет некоторый очень небольшой избыток радиации ν в направлении распространения возбуждающего излучения). Итак, атомы поглощают известный процент радиации в направлении OX , но излучают то же количество энергии той же частоты одинаково во всех направлениях. Поэтому, рассматриваемая группа атомов будет иметь тенденцию произвести линию поглощения для наблюдателя, находящегося вдоль оси OX . Если наблюдатель смотрит в направлении перпендикулярном оси OX , он увидит вместо линии поглощения, яркую линию на темном фоне. То обстоятельство, что последние хорошо видны только в момент начала полной фазы затмения объясняется, конечно, интенсивностью непрерывного спектра фотосферы. Фотографируя с большой дисперсией спектр Солнца у самого края, мы можем видеть частично обращенные (то-есть яркие) линии и вне затмения.

Уже давно было замечено, что фраунгоферовы спектры для края и центра диска заметно отличаются друг от друга. Широкие „крылья“ весьма интенсивных линий (например, у H

и К), характерные для спектра центра, суживаются и слабеют по мере приближения к краям. Все линии несколько расширяются и распределение интенсивности в них меняется. Интенсивность линий, соответствующих меньшим потенциалам ионизации и возбуждения (так называемые „линии дуги“), усиливается у края. Наоборот, линии, требующие большего возбуждения (так называемые „усиленные линии Локиера“ или линии „искры“) ослабевают.

Смещение линий фраунгоферова спектра

Точные измерения спектрограмм Солнца обнаруживают различные смещения длин волн фраунгоферовых линий по сравнению с соответствующими лабораторными стандартами. Эти смещения вообще бывают различного рода. Одни из них одинаковы по всему диску, другие зависят от положения на диске Солнца той области, спектр которой исследуется. С точки зрения своей физической природы эти смещения могут быть разделены на три группы.

1. Допплеровы смещения, объясняемые движением всего Солнца или отдельных частей фотосферы по отношению к наблюдателю. Эти смещения могут быть классифицированы следующим образом:

а) смещения длин волн, одинаковые по всему диску, но переменные во времени и объясняемые движением Земли (в основном, конечно, годичным движением Земли вокруг Солнца);

б) смещения, обусловленные вращением Солнца вокруг своей оси. На полюсах вращения Солнца это смещение равно нулю; оно различного знака по разные стороны от центра и максимально на самом краю Солнца и на солнечном экваторе;

в) смещения, вызванные движениями газов на поверхности Солнца, так сказать, местного характера. В них замечается, однако, определенная систематичность, обусловленная общей циркуляцией газов на поверхности Солнца.

2. Смещение линий к красному концу, одинаковое по диску и независимое от времени, так называемый эффект Эйнштейна, предсказанный теорией относительности.

3. Постоянное во времени смещение линий около края диска, которое, повидимому, не может быть объяснено приложением принципа Допплера, то-есть как следствие движения. Это так называемый „эффект края“ (limb effect), природа которого до сих пор еще не выяснена.

Смещение 1 а, обусловленное движением Земли по орбите, вычисляется по формулам теоретической астрономии. Смещения 1 в, обусловленные существованием местных токов и общей циркуляцией газов на солнечной поверхности, будут подробнее рассмотрены ниже. Мы займемся теперь анализом смещений 1 б, 2 и 3.

Вращение обращающего слоя

Вследствие вращения, точка, расположенная на восточном краю солнечного экватора, приближается к Земле со скоростью около 2 км в секунду, тогда как соответствующая точка на западном крае отдаляется от нас с той же скоростью. Благодаря этому линии в спектре восточного края смещаются по принципу Доплера к фиолетовому концу. Наоборот, линии в спектре западного края испытывают смещение к красному концу. Теллурические линии на краях Солнца, конечно, никаких смещений не испытывают. Задача определения солнечного вращения может быть решена или одновременным наблюдением спектра обоих краев Солнца или сравнением смещения линий края по отношению к теллурическим линиям.

В настоящее время для этих целей употребляется только фотографический метод. Путем системы призм с полным внутренним отражением оказывается возможным получить на щели спектрографа одновременно изображения двух противоположных точек края диска для любой гелиографической широты. Сравнение спектров двух краев диска, фотографируемых одновременно на одной пластинке друг над другом, позволяет определить смещение длин волн, а затем путем введения поправок за положение экватора видимого диска Солнца—линейную скорость вращения Солнца для различных гелиографических широт. Линейные скорости могут быть затем легко обращены в угловые, что дает непосредственно закон вращения Солнца в функции гелиографической широты φ .

В нижеследующей таблице сопоставлены результаты определения угловой скорости вращения обращающего слоя спектроскопическим путем с данными о вращении фотосферы (по пятнам).

Суточная угловая скорость вращения Солнца

Гелиографическая широта φ	Обращающий слой (В. Адамс)	Фотосфера (Кэрингтон - Маундер)
$\pm 0^\circ$	14°.54	14°.40
15°	14°.31	14°.20
30°	13°.67	13°.69
60°	11°.92	
75°	11°.27	

Согласие результатов спектроскопического метода и данных о движениях пятен оказывается весьма удовлетворительным. Спектроскопический метод разрешает исследовать закон вращения Солнца для гораздо более высоких широт, чем это возможно по движению пятен и, следовательно, позволяет найти более точное выражение этого закона. Оказывается, что v —линейная скорость вращения в км на сек.—может быть весьма удовлетворительно представлена формулой Фая:

$$v = (a - b \sin^2 \varphi) \cos \varphi.$$

Для солнечного экватора v равно 2 км.

Нижеследующая таблица дает результаты последних работ о вращении обращающего слоя.

Автор	Эпоха	Обсерватория	Инструмент и дисперсия в А на мм	Спектральная область	Экват. скор. в км	Экват. (суточ.)
Риггини . . .	1930	Арчетри	Дифракционный спектрограф (1,26)	А 5100—5200	—	13°.2
Новакова . . .	1928			6491—6605	—	14°.6
Стори . . .	1932	Эдинбург	Дифракционный спектрограф (0,72)	6280—6320	2,01	14°.3
Эвершед . . .	1931	Эвгерст	Призмный спектрограф (> 1)	3906—4095	2,02	
Белопольский . . .	1928—1929	Пулково	Дифракционный спектрограф (0,76)	4200—4250	1,96	—
	1931—1933	"		3800—4200	1,94	13°.7
Вязаницын . .	1929—1931	"	Призмный спектрограф (5)	3918—3986	2,08	14°.8

По поводу своих результатов Эвершед замечает, что часто результирующая скорости заметно меняется от пластины к пластинке. Учитывая устойчивость своего инструмента и старательность своих наблюдений, Эвершед склонен рассматривать эти изменения как реальные.

В 1903—1906 гг. Халм (Halm) в Эдинбурге, применяя теллурические линии в качестве неизменных стандартов для измерения вращения, нашел, что последнее не остается постоянным во времени, так что коэффициенты a и b формулы Фая изменяются слегка из года в год. Это сообщение вызвало значительный интерес и выдвинуло необходимость систематического непрерывного изучения вращения Солнца спектроскопическим путем. В 1922 г. тот же Халм на основании новых рядов наблюдений нашел, что вращение Солнца изменяется в течение цикла пятнообразующей длительности, так что в эпоху максимума пятен коэффициент a формулы Фая достигает максимума: 2,07 км. Если бы этот результат был правилен, он мог бы означать, что радиус Солнца подвержен периодическим изменениям. Легко видеть, применяя интеграл площадей, что $v \propto r^{-1}$, где r — расстояние точки от оси вращения. Поэтому, около максимума пятен радиус был бы минимальным. Это как будто находится в согласии с довольно сомнительными прямыми измерениями солнечного радиуса, произведенными итальянскими астрономами, о которых говорилось в главе о фигуре Солнца.

Вопрос о переменности солнечного вращения еще далек от своего выяснения, и мнения компетентных наблюдателей достаточно разноречивы. Дело идет об измерении очень малых колебаний лучевой скорости — вся амплитуда последних меньше

0,1 км. Между тем определение вращения представляет одну из самых деликатных задач современной спектроскопии, в виду наличия разных систематических и не поддающихся учету ошибок. Международный астрономический союз организовал кооперативную работу по определению вращения Солнца спектроскопическим путем, рассчитанную на солнечный цикл, то-есть на 11 лет. В настоящее время ее ведет обсерватория Маунт Вилсон и наша Пулковская обсерватория.

Новые работы, вообще говоря, не подтверждают результатов Халма. Правда, спектрограммы, полученные на обсерватории Маунт Вилсон, как будто дают уменьшение экваториальной скорости Солнца с 2 км до 1,9 км, однако работы других исследователей не подтверждают этого результата. Недавно опубликованная серия эдинбургских наблюдений (1914 — 1932 гг.) дает ряд довольно ирегулярно меняющихся значений. Обнаруживаются, далее, значительные почти систематические отклонения результатов, полученных различными обсерваториями. Так в 1924 г. были получены следующие значения экваториальной скорости обрабатываемого слоя: 2,06 км (Эдинбург), 1,89 км (Маунт Вилсон) и 1,93 км (Кадайканал в Индии). На основании пулковских данных в соединении с другими результатами (в том числе и старыми определениями ξ по движению пятен) А. Белопольский был склонен усмотреть некоторое уменьшение скорости вращения Солнца, начиная с эпохи Кэррингтона. Дело здесь идет, конечно, о вековом изменении вращения, а не о том сравнительно короткопериодическом, о котором говорил Халм.

Эффект Эйнштейна

Новое представление о пространственно-временном многообразии, лежащее в основе теории относительности, как известно, ведет к некоторому пересмотру понятия частоты колебания, производящего данную спектральную линию. Эта частота — ν (а следовательно и длина волны λ) оказывается зависящей от величины потенциала того поля тяготения, в котором находятся атомы, производящие линию.

Это изменение частоты является всегда ее уменьшением, так что линия в спектре небесного тела должна быть всегда смещена к красному концу по сравнению с лабораторными длинами волны (пренебрегая полем тяготения самой Земли). Оно равно (в км):

$$0,635 M^{\frac{1}{2}} \cdot r^{-\frac{1}{2}},$$

где за единицу массы M и средней плотности ρ приняты соответствующие величины для Солнца.

Для линий солнечного спектра это смещение к красному концу сравнительно с линиями земных источников (в вакууме)

эквивалентно скорости удаления в 0,635 км/сек. Теоретическое смещение к красному концу пропорционально длине волны и равно в ангстремах:

$$\begin{array}{rcccl} \lambda & 3800 & 4725 & 6600 \text{ \AA} \\ \Delta\lambda & +0,008 & +0,010 & +0,014 \end{array}$$

Доказательство существования подобного гравитационного смещения линий в спектре Солнца имеет огромный теоретический интерес, ибо является экспериментальной проверкой теории относительности. Понятно поэтому, что поиски эффекта Эйнштейна для солнечного спектра привлекли к себе внимание многих первоклассных исследователей. Однако, с самого начала возникло следующее затруднение.

Известно, что при увеличении давления газа, производящего спектр (например, в вольтовой дуге), наблюдается прогрессивно растущее увеличение длины волн линий. Последние заметно смещаются к красному концу. Первые попытки определения этого „эффекта давления“ на Солнце давали для давления в обрабатываемом слое последнего значение около 5—7 атмосфер. Поэтому казалось ясным, что значительно меньшее гравитационное смещение в спектре Солнца будет маскироваться „эффектом давления“, имеющим тот же знак. Однако в начале истекшего десятилетия было с несомненностью доказано, что давление в обрабатываемом слое ничтожно и значительно меньше даже 0,1 атмосферы. Ниже мы еще вернемся к этому замечательному результату, открытие которого сделало возможным дальнейшие поиски гравитационного смещения линий солнечного спектра. Из всех сделанных в этом направлении исследований наибольшего внимания заслуживают работы Сен Джона на Маунт Вилсон, произведенные с величайшим мастерством и осторожностью.

Сен Джон (St. John) определил длины волн 1537 линий у центра Солнца и 133 линий у края диска и сравнил свои результаты с лабораторными длинами волн в международной системе, приведенными к вакууму. Вероятная ошибка измерения одной линии была $\pm 0,0008 \text{ \AA}$, то-есть раз в десять меньше ожидаемого эффекта Эйнштейна. Линии у центра Солнца дали различные смещения, которые были интерпретированы, как следствие радиальных восходящих и нисходящих течений газов в солнечной атмосфере.

Всякое такое течение должно дать смещение линий, знак которого зависит от его направления. Однако, как легко понять, эти смещения, каковы бы они ни были, должны равняться нулю у края Солнца, в виду того, что обуславливающие их течения радиальны. Таким образом, только изучая спектр солнечного края, можно надеяться открыть гравитационное смещение, если оно вообще существует. Для того, чтобы освободиться от эффекта вращения Солнца, Сен Джон измерял длины волн у противоположных краев Солнца на одной и той же гелиографической

широте и брал средние. Ниже приведены его результаты для линий железа, суммированные по группам.

Смещение линий железа на краю Солнца

Солнце — дуга в вакууме
(единица для $\Delta\lambda = 0,001 \text{ \AA}$)

Число линий	Средняя λ	Наблю- денная $\Delta\lambda$	Теорети- ческий эффект Эйн- штейна	Наблю- дение— вычисле- ние
17	3849	+ 10,4	+ 8,2	+ 2,2
27	4567	+ 11,8	+ 9,4	+ 2,4
48	4600	+ 11,6	+ 9,6	+ 2,0
41	4671	+ 9,9	+ 9,9	0,0

Мы видим, что наблюдаемое смещение $\Delta\lambda$ вполне соответствует ожидаемому для Солнца эффекту Эйнштейна. Поэтому Сен Джон рассматривает свой результат как достаточно надежное подтверждение основного предсказания теории относительности, а стало быть и ее самой. Остается только невыясненным систематический характер разностей „наблюдение минус вычисление“ в пятом столбце. Результаты Сен Джона были в общем подтверждены работой Эвершеда (1931 г.).

Эффект края

Эти дополнительные смещения к красному концу были названы „эффектом края“ (limb effect); они обуславливаются, очевидно, специальными условиями образования спектра у края Солнца. Их реальность несомненна, природа же совершенно не выяснена. Если принять объяснение С. Джона, этот эффект (который всегда наблюдается как разность „край минус центр“) есть следствие смещения к фиолетовому концу в центре диска, производимого восходящими токами в солнечной атмосфере.

По Фрейндлиху (Freundlich), смещение объясняется асимметрией линий у края; он находит на своих микрофотограммах контур линии более пологим к красному концу и считает, что при недостаточной дисперсии это может дать „эффект края“. Эвершед выдвигает странную идею об отталкивательном действии Земли на солнечные газы.

Спектр солнечных пятен и факелов

Спектры солнечных пятен, давая типичную картину спектров поглощения, довольно существенно отличаются от спектров обрабатываемого слоя в невозмущенных областях Солнца как у центра, так и у края диска. В. Адамс (Маунт Вилсон) суммирует

(1909 г.) свои исследования спектров солнечных пятен. Они отличаются от нормального солнечного спектра в трех отношениях:

1) Усиление и ослабление большого числа линий. Есть элементы, все линии которых усилены в пятнах. У других, наоборот, все линии ослаблены; для некоторых элементов наблюдаются оба эффекта.

2) Присутствие в спектрах пятен большого количества линий, отсутствующих в солнечном спектре, многие из них группируются в полосы.

3) Расширение, а в некоторых случаях раздвоение и утроение многих линий в спектре пятен без заметного их усиления.

К числу элементов, линии которых усиливаются в пятнах, относятся, например, Na, а представителем элементов, дающих противоположный эффект, являются H и Si. Интенсивности различных линий Бальмеровской серии водорода падают в пятнах от H_α к H_δ весьма быстро, как видно из следующей таблицы:

Линия	λ	Интенсивность в спектре Солнца	Интенсивность в пятнах
H_α	6565	40	25
H_β	4863	30	10
H_γ	4342	20	4
H_δ	4103	40	1

Смешанный эффект дает железо. Из 558 линий железа 300 усиливаются в пятнах, а 258 ослабляются. Анализ потенциалов возбуждения линий, меняющих свою интенсивность при переходе от солнечного спектра к спектру тени, обнаруживает, что усиливаются линии с низкими потенциалами („дуговые“), а ослабляются — с высокими („искровые“). То же самое относится и к потенциалам ионизации. Все это указывает на то, что возбуждение (и ионизация) в пятнах заметно меньше, чем в областях невозмущенных.

Увеличение общего количества молекулярных полос в спектрах пятен по сравнению со спектром Солнца является вторым следствием пониженного возбуждения атомов и молекул в пятнах. К соединениям, представленным в спектре Солнца, здесь прибавляются SiH, VO и другие.

Чрезвычайно обстоятельное исследование спектров пятен, сделанное на основании снимков Маунт-Вилсоновской обсерватории, принадлежит Мисс Моор (1932 г.). Это — настоящие Ролендовские таблицы для пятен.

Спектры факелов сравнительно мало отличаются от нормального спектра Солнца. Линии малого возбуждения („дуговые“)

ослаблены по сравнению с нормальным спектром. Наоборот, линии, требующие большого возбуждения („усиленные“ или „искровые“) усилены. Замечательно то, что в спектрах факелов весьма часто линии H и K ионизированного кальция оказываются обращенными, то есть яркими. Значительно реже „обращены“ линии водорода. Мы увидим дальше, что обращение линий H и K, а также водорода является довольно частым явлением для ряда „возмущенных“ областей на поверхности Солнца.

Температура пятен и факелов

Усиление полос и линий с низкими потенциалами возбуждения в спектре пятен указывает на то, что температура пятен должна быть ниже окружающих невозмущенных слоев фотосферы. Применяя теорию ионизации (см. приложение е), Мясс Моор находит теоретическую температуру порядка 4700° . Такой же результат можно получить на основании прямого спектрофотометрического исследования пятен, результатом которого является определение их эффективных температур.

Первое точное спектрофотометрическое исследование пятен было сделано фотографическим путем акад. А. Белопольским в Пулкове в 1915 г. определением отношения продолжительности экспозиций, при которых фотографические плотности непрерывного спектра пятна и фотосферы оказываются равными (соответственно в ультрафиолетовой и зеленой части). Применяя формулу Планка, А. Белопольский получил для температуры тени величину около 3500° (абс.).

Более точный метод был применен в 1929 г. Петтитом и Никольсоном на обсерватории Маунт Вилсон. Американские астрофизики пользовались термопарой с монохроматором, монтированной в фокальной плоскости 150-футового башенного телескопа. Сравнивая спектры пятен (тени) и фотосферы в области от $\lambda = 0,4 \mu$ до $\lambda = 2,2 \mu$ и учитывая рассеянный свет фотосферы, наложенный на спектр пятен, они нашли для последних температуру около 4800° абс. Полная энергия излучения пятен падает непрерывно от фотосферы через полутень к тени, где остается приблизительно постоянной и равной почти половине интенсивности фотосферы. Таким образом, при всех теоретических выкладках мы можем предполагать, что понижение температуры в пятне по сравнению с фотосферой — порядка 1000° . И по характеру линий и по температуре пятно можно сравнить с красноватыми звездами (так называемый тип K0) типа Арктура. Петтитом и Никольсоном была получена также и кривая распределения интенсивности в пятнах, имеющая большое значение для проверки теорий пятен (см. ниже).

Температура факелов несколько выше температуры фотосферы. Исследования Амбарцумяна и Козырева в Пулкове показали, что разность температур довольно мала — порядка 100° .

Этим, вероятно, и объясняется тот факт, что факелы „исчезают“ для глаза в центральных частях диска Солнца и остаются видимыми только у края, где эффективная температура излучения Солнца обнаруживает значительное падение.

Магнитное поле пятен

Нам остается заняться третьей особенностью спектров солнечных пятен — расширением, раздвоением и утроением линий. В 1908 г. Хейл (Маунт Вилсон) доказал, что все эти аномалии спектра солнечных пятен объясняются эффектом Зеемана и следовательно являются проявлением достаточно мощных магнитных полей в солнечных пятнах.

Как известно, эффект Зеемана является следствием влияния возмущающего магнитного поля на излучение атома. Линии, излучаемые различными атомами, оказываются расщепленными на два и более компонента, если источник излучения помещен в достаточно сильное магнитное поле. С точки зрения механики атома это объясняется тем, что внешнее возмущающее влияние магнитного поля расщепляет различные уровни атома (соответствующие разным значениям, так называемого, магнитного квантового числа), которые в нормальных условиях сливаются вместе. Отдельные, так называемые, „зеемановские компоненты“ оказываются поляризованными, причем характер поляризации зависит от направления силовых линий магнитного поля. Если последние нормальны к лучу, то спектральная линия в простейшем случае превращается в тройную (триплет), внешние компоненты которой плоско поляризованы под прямым углом к полю, а центральный компонент — в плоскости поля. Разность длин волн двух крайних компонентов равна

$$\Delta\lambda = \frac{eH}{mc},$$

где e , m , c — соответственно заряд, масса электрона и скорость света, H — напряженность магнитного поля. Если направление луча совпадает с направлением поля, центральный компонент (несмещенный) исчезает, триплет превращается в дублет, компоненты которого поляризованы по кругу в противоположных направлениях; расстояние между линиями определяется вышеприведенной формулой.

Раздвоение линий в спектре пятен было замечено впервые Локкиером еще в 1866 г. Однако, так как в то время явление Зеемана не было еще известно, аномальное поведение линий было приписано центральному обращению, то есть превращению центральной части линии в нечто аналогичное линии излучения. Правильное объяснение этого явления было дано только через 42 года Хейлом (Hale).

Идея Хейла весьма проста. Если ось пятна совпадает с направлением магнитного поля, то компоненты дублета должны

быть поляризованы по кругу в противоположные стороны. Применяя николю и пластинку „четверть волны“, можно в таком случае, пользуясь принципами элементарной теории поляризации, „потушить“ один компонент и таким образом доказать, что раздвоение линий в спектре пятен есть лишь частный случай явления Зеемана. Полярископические наблюдения на Маунт Вилсон блестяще подтвердили предположение Хейла и доказали, что в пятнах существуют сильные магнитные поля, силовые линии которых направлены приблизительно параллельно осям пятен, то-есть радиально по отношению к солнечной поверхности. Это дает возможность определения интенсивности поля (в простейшем случае по вышеуказанной формуле), равно как и направление поля, то-есть *полярность* пятна. На деле приходится учитывать и наклон оси к лучу зрения, равно как и то обстоятельство, что многие линии в лабораториях не подчиняются элементарной формуле Зеемана. Требуется непосредственное сравнение расстояния между компонентами линий пятна с соответствующим расстоянием в искусственном спектре в искусственном магнитном поле известного напряжения. Следующая таблица показывает, как сходятся результаты первых наблюдений Хейла — они относятся к линиям железа в пятне и лабораторном источнике в поле с напряжением в 15 000 гауссов.

λ	$\Delta\lambda_1$ (лаборатория)	$\Delta\lambda_2$ (пятно)	$\Delta\lambda_1/\Delta\lambda_2$
6213,1	0,703	0,136	5,2
6301,7	0,737	0,138	5,3
6302,7	1,230	0,252	4,9
6337,1	0,895	0,172	5,2

Мы видим, что напряжение поля в данном пятне, исследованном Хейлом, было в 5,1 раза меньше искусственного, то-есть равнялось 2900 гауссам. Это было, так сказать, нормальное по своим магнитным свойствам пятно; максимальное поле, до сих пор измеренное в пятнах, не превосходит 4500 гауссов.

Следует отметить, что Хейл пришел к мысли о значительности магнитных полей в пятнах на основании специального представления о природе пятен, как огромных вихрей, аналогичных нашим циклонам и торнадосам. Вращательное движение газа в пятне должно производить два эффекта: во-первых, расширение и результирующее падение температуры и, во-вторых, чисто магнитные эффекты. Так как газ пятна весьма ионизирован, то вращательное движение (вокруг оси пятна) ионов и электронов дает перенос зарядов по кругу, то-есть конвекционный ток. Магнитная сила должна быть нормальна к плоскости движения, то-есть параллельна оси вихря-пятна. Направление вращения определяет знак градиента поля или, как го-

ворят, „полярность“ пятна. Такова была основная идея Хейла (как мы увидим дальше, она едва ли правильна).

С 1917 г. на Маунт Вилсон производятся ежедневные наблюдения интенсивности магнитных полей отдельных пятен и их полярностей. Результаты этих многолетних наблюдений можно формулировать следующим образом.

Существуют отдельные пятна и группы малых пятен, имеющих одну и ту же полярность (направление вращения по или против часовой стрелки). Гораздо чаще, однако, встречаются группы так называемых *биполярных* пятен. Они состоят из двух пятен противоположной полярности. Кроме того (но весьма редко) появляются группы пятен, полярности которых не подчиняются никакому простому закону. Однако самым замечательным результатом явилось открытие *магнитного периода* Солнца.

До минимума пятнообразующей деятельности 1912 г. полярность пятен „предводителей“ биполярных пар в северном полушарии Солнца была отрицательной, а „последователей“, наоборот, положительной. В южном полушарии Солнца наблюдалось обратное явление. Пятна нового цикла (начиная с 1912 г.) неожиданно обнаружили полное обращение закона полярности. Следующее обращение (то-есть возвращение к закону полярности, наблюдавшемуся до 1912 г.) последовало начиная с 1924 г., то-есть опять таки с началом нового цикла. Новое обращение произошло в 1933 г. Таким образом цикл магнитной деятельности Солнца оказался около 23 лет (Никольсон), то-есть вдвое больше соответствующего цикла пятнообразующей деятельности Солнца. Это замечательное явление до сих пор еще ожидает объяснения.

Объяснение биполярных пар пятен — наиболее частой формы магнитной деятельности пятен — можно найти при помощи следующих соображений. Предположим, что два пятна представляют собой ни что иное, как два конца одной и той же магнитной трубки с окончаниями на поверхности Солнца. Допустим, что сама трубка расположена под поверхностью Солнца так, что нам видимо только сечение ее в виде двух пятен. Наблюдая это сечение извне в виде двух пятен, мы заметим, что полярности в обоих пятнах должны иметь противоположные знаки, то-есть пятна должны представлять собой биполярную группу.

Эффект Эвершеда

Английскому астрофизику Эвершеду (обсерватория Кадай-канал в Индии) удалось сделать открытие, проливающее неожиданный свет на физическую природу пятен. Эвершед сравнивал длины волн одних и тех же линий в спектре пятен и нормальном спектре Солнца в окрестностях пятен, желая найти смещения по лучу зрения, пользуясь принципом Доплера. Когда пятно пересекало центральный меридиан, никаких смещений, то-есть движений по лучу зрения, обнаружено не было. Однако,

по мере удаления пятна от центрального меридиана ($30 - 50^\circ$ в обе стороны от него), Эвершед обнаружил заметные смещения линий пятен. На противоположных сторонах от центрального меридиана смещения для того же самого края пятна имели противоположные знаки. В передней (ближайшей к центральному меридиану) части пятна эти смещения были всегда отрицательны (скорость приближения к ним), в задней части пятна они, наоборот, были всегда положительны, то-есть свидетельствовали об удалении газов от нас. Максимальное смещение соответствовало линейной скорости — 2 км в секунду.

Эвершед сразу же объяснил свое открытие, допуская, что из пятна происходит истечение газа в фотосферу в касательном к последней и в радиальном к пятну направлениях. Эти течения (Эвершед-эффект) показывают, что скорости газа в пятнах имеют и вертикальные и радиальные компоненты.

III. Верхние слои солнечной атмосферы

Явления, наблюдаемые во время полных солнечных затмений

Интенсивное излучение Солнца, рассеиваясь, по закону Релея, молекулами воздуха и взвешенными в последнем частицами пыли, производят привычное нам явление „голубого неба“. Последнее, в особенности вблизи края Солнца, настолько ярко, что скрывает от невооруженного специальными инструментами наблюдателя все верхние слои Солнца, лежащие над фотосферой и проектирующиеся над видимым краем Солнца. Только в короткие моменты полных солнечных затмений, когда диск Солнца покрывается, словно экраном, темным диском Луны, невооруженному глазу наблюдателя представляется возможность видеть эти верхние слои солнечной атмосферы.

Первое, что бросается в глаза каждому, кому приходилось наблюдать полное солнечное затмение, — это блестящее сияние, окружающее Солнце и простирающееся на расстояние нескольких солнечных радиусов от края темного экрана, скрывающего Солнце. Это — *корона*, первое упоминание о которой можно найти еще у Плутарха. Помимо короны, характерной своим бледносеребристым цветом, над краем Солнца можно видеть еще отдельные образования, иногда весьма сложной формы, напоминающие своим цветом и видом языки пламени. Это — *выступы или протуберанцы*. Первое упоминание о них относится к затмению 1706 г., когда их наблюдали как „красные огни“ над краем Солнца.

Наиболее выдающиеся астрономы прошлых веков не считали корону, а позже и протуберанцы явлениями, связанными с Солнцем. Полагали, что они относятся к нашей атмосфере или обусловлены дифракционными явлениями у края Луны. Только затмение 1860 г., наблюдавшееся в Америке, Испании и Северной Африке, рассеяло все сомнения, и показало, что и корона

и протуберанцы есть не что иное как проекция верхних слоев солнечной атмосферы. Применение фотографии во время этого затмения позволило сделать следующие выводы:

1) протуберанцы интенсивны также и в фотографических лучах (что связано с излучением H и K линий ионизированного кальция),

2) по мере движения Луны по диску Солнца во время затмения она „открывает“ и „закрывает“ отдельные протуберанцы, чем доказывается принадлежность их к Солнцу,



Рис. 14. Корона во время полного солнечного затмения 28 мая 1900 г. (Барнард - Ричи)

3) за шесть минут полной фазы затмения некоторые протуберанцы оставались вовсе неизменными, а некоторые обнаружили изменения формы и

4) подножье протуберанцев в виде слабого розоватого сияния, целиком окружает Солнце.

Последний результат особенно интересен. Он показывает, что у самой поверхности Солнца существует над фотосферой еще один слой, который, фигурально выражаясь, является той почвой, на которой вырастают протуберанцы. Этот слой был назван Локкиером *хромосферой* (хромос — по-гречески — цвет).

Наконец, нам остается напомнить об обращении линий фраунгоферова спектра в момент начала полной фазы. Мы знаем, что нижняя часть этого „спектра вспышки“ принадлежит тому слою, где происходит фраунгоферово поглощение, производящее нормальный солнечный спектр. Мы уже знаем, что этот *обращающий слой* весьма тонок и находится непосредственно над фотосферой. Мы можем поэтому условно классифицировать

различные слои солнечной атмосферы в порядке увеличивающихся радиусов следующим образом:

- 1) фотосфера,
- 2) примыкающий к ней обращающий слой,
- 3) хромосфера с выступающими над ней протуберанцами,
- 4) корона.

Короткая продолжительность и редкость полных солнечных затмений представляют основное препятствие для изучения хромосферы, протуберанцев и короны. Вполне, поэтому, понятно, что в течение многих лет теории и практики стремились найти методы, которые позволили бы наблюдать эти внешние слои Солнца вне затмений, то-есть ежедневно.

Особенно трудной оказалась проблема наблюдения вне затмения короны. Она, как мы увидим дальше, получила свое решение только в 1930 г. Хромосфера и протуберанцы оказались более доступными; метод для их наблюдения вне затмений был открыт еще в 1868 г. одновременно Локкиером (Англия) и Жансеном (Франция).

Идея этого метода заключается в следующем. Уже первые спектроскопические наблюдения во время полных затмений обнаружили, что спектры протуберанцев и хромосферы являются типичными спектрами излучения. Они состоят из весьма интенсивной H_α (объясняющей красноватый цвет хромосферы и ее выступов), интенсивных линий H и K кальция и ряда других более слабых линий. Оказалось, что H_α , H и K настолько интенсивны, что могут быть наблюдаемы и вне затмения. Если щель спектроскопа расположить касательно к краю Солнца на некотором расстоянии от него и наблюдать линию H_α , мы в общем случае увидим обычную темную линию фраунгоферова спектра, рассеянного и отраженного молекулами воздуха. Если же щель поставлена так, что на нее попадает изображение протуберанца или хромосферы, наблюдатель увидит H_α более яркой, чем окружающий непрерывный спектр, отраженный нашей атмосферой.

Передвигая щель вдоль края и в направлении, ему перпендикулярном, наблюдатель оказывается в состоянии составить рисунок протуберанца и хромосферы. На деле, по предложению Хеггинса и Цельнера, пользуются широкой щелью, которая покрывает весь протуберанец. Последний настолько интенсивен в H_α , что даже в этом случае он кажется ярче непрерывного спектра, отраженного земной атмосферой, и таким образом может быть наблюдаем с удобством, так сказать, целиком.

Этот способ позволяет наблюдать хромосферу и ее выступы— протуберанцы только в той ее части, которая проектируется над краем Солнца. Является, однако, вопрос, нельзя ли изучать верхние слои солнечной атмосферы непосредственно над фотосферой вдоль по всему диску Солнца? На этот вопрос можно (правда частично) ответить утвердительно.

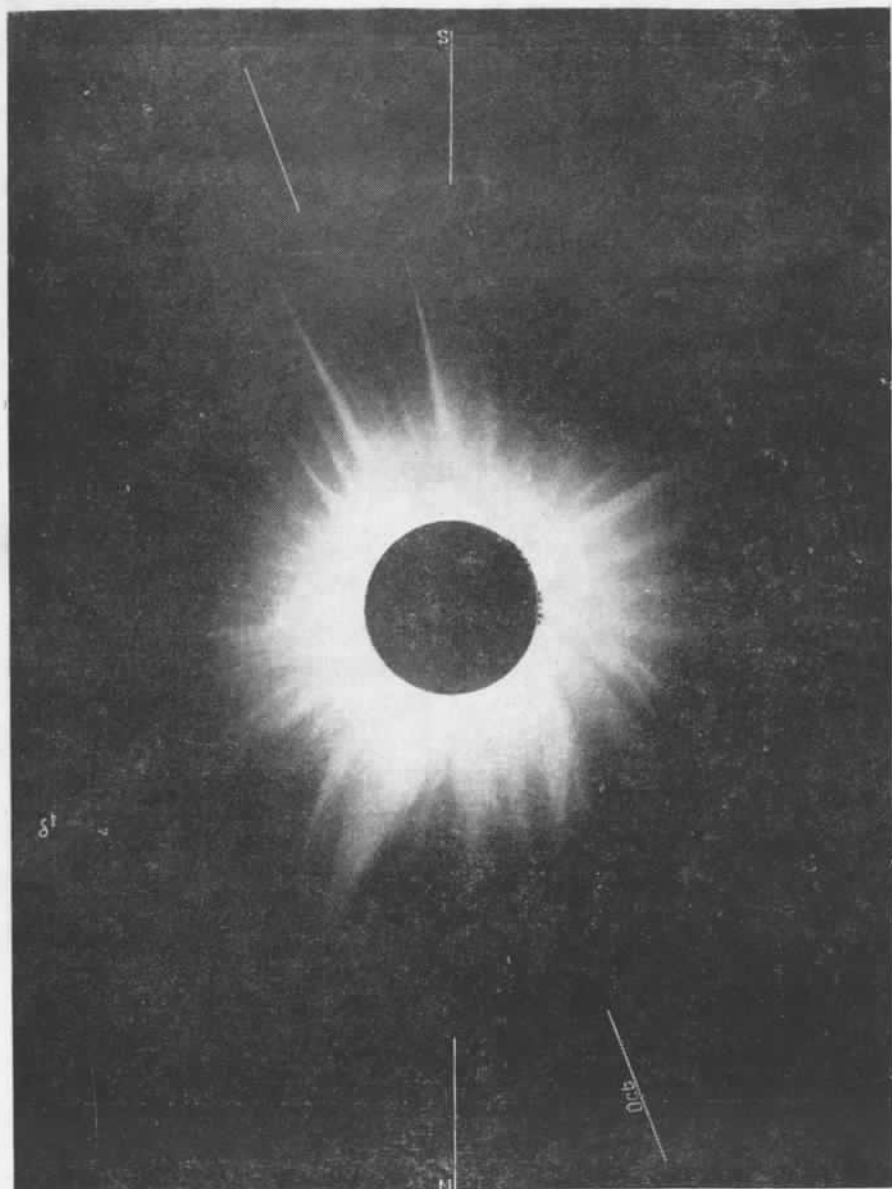


Рис. 15. Корона во время полного солнечного затмения 30 августа 1905 г., по снимку А. Ганского

Прежде чем перейти к изучению хромосферы и протуберанцев, как таковых, мы займемся исследованием верхних слоев солнечной атмосферы в том их виде, в котором они проектируются непосредственно на фотосфере. Мы переходим таким образом к миру сложных флоккулярных явлений, открытых работами Хейла (Америка) и Деландра (Франция).

Флоккулы

Мы уже знаем, что в спектре факелов линии Н и К оказываются обращенными, то-есть яркими. То же иногда случается с линией Н_α. Оказывается, что указанные линии бывают обращенными не только в областях, занятых факелами. Весьма часто они наблюдаются, как эмиссионные линии, также и в широких областях, окаймляющих пятна. Больше того, наблюдая Солнце в линии Н_α с достаточно узкой щелью,

можно видеть эту линию яркой даже на некотором небольшом расстоянии от края внутри видимого диска Солнца. При этом оказывается, что посредине яркой линии появляется тонкая линия поглощения. Это явление носит название *двойного обращения*. Первое обращение, очевидно, соответствует появлению яркой Н_α над фотосферой, то-есть там, где она должна быть линией поглощения.

Второе обращение — образование тонкой центральной линии поглощения. Передвигая щель дальше от края в направлении к центру диска, мы увидим, что центральная линия поглощения делается шире и темнее, в конце-концов Н_α превращается в обычную темную линию нормального спектра Солнца.

Подобные обращения (простые и двойные) обнаруживаются весьма часто не только в области факелов и пятен или около края диска, но также и в таких областях, в которых фотосфера при телескопическом наблюдении оказывается совершенно нормальной, то-есть невозмущенной. Для понимания этих явлений нам надо познакомиться со структурой наиболее интенсивных в этом отношении линий, то-есть Н и К. Эти линии во фраунгоферовом спектре весьма широки и обнаруживают крылья, далеко заходящие в непрерывный спектр. Хотя при этих условиях понятие „ширины“ линии довольно неопределенно, измерения дают для линии К ширину до 1,6 мμ. В области, где эти линии обращены, в них можно отметить следующую структуру. Темную внешнюю часть, так называемую Н₁ или К₁, далее идет яркая средняя часть (Н₂ или К₂) и, наконец, центральное поглощение (Н₃ или К₃).

Для объяснения подобного распределения интенсивности внутри Н и К следует заметить следующее. Эти линии, как линии поглощения, производятся резонансным рассеянием (Н и К, как мы знаем, являются резонансными линиями Ca II). Однако,



Рис. 16. Схема структуры линии Н в области двойного обращения

коэффициент рассеяния (как показывает теория) значительно больше для центра линий, чем для ее крыльев. Поэтому, в длине волны, соответствующей крыльям, мы проникаем значительно глубже в солнечную атмосферу, чем в длине волны, соответствующей центру линии. Мы имеем, поэтому, основание предполагать, что K_1 или H_1 производятся поглощением более глубоких слоев атмосферы Солнца, а именно соответствующих обращаемому слою. K_2 и H_2 , повидимому, соответствуют уровню хромосферы и, наконец, центральное обращение K_3 и H_3 образовано поглощением проектирующихся на диск Солнца протуберанцев. Эти соображения подтверждаются рядом прямых и косвенных указаний; с некоторыми из них мы сейчас познакомимся.

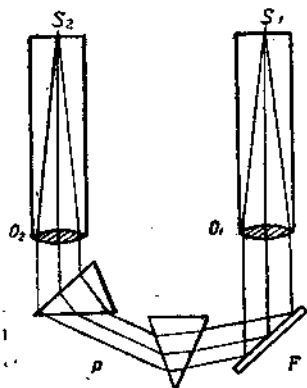


Рис. 17. Схема спектрогелиографа

Если бы удалось построить инструмент, с помощью которого можно было бы фотографировать Солнце в лучах K_1 или H_1 , мы получили бы изображение распределения ионизированного кальция на уровне обращаемого слоя; лучи K_2 и H_2 дали бы нам картину распределения кальция в хромосферном слое и, наконец, K_3 и H_3 — картину проектирующихся на диск Солнца кальциевых протуберанцев. Подобные инструменты (вначале они предназначались для наблюдения протуберанцев на краю Солнца) были построены независимо друг от друга Хейлом (США) и Деландром (Медонская обсерватория близ Парижа). Они носят название *спектрогелиографов*.

В основном спектрогелиограф представляет собой спектрограф (с призмами или решеткой). Его можно монтировать к рефрактору как обыкновенный звездный спектроскоп или установить горизонтально или вертикально, образуя изображение Солнца на щели посредством целостата с добавочным зеркалом. Как обычно, в фокальной плоскости камеры получается спектр Солнца, например, линия К. Для выделения отдельных частей линии (то-есть K_1 , K_2 или K_3) служит вторая щель, которая „срезывает“ весь спектр, кроме соответствующей части линии К. На чертеже S_1 изображает первую щель, S_2 — вторую, F — плоское зеркало и P — призмы (или решетку).

Если у S_2 поместить кассету с пластинкой и двигать весь инструмент вдоль по диску Солнца (дав ему движение по отношению к системе, дающей изображение Солнца, то-есть рефрактора или целостата), можно получить изображение Солнца в лучах интересующей нас части линии К. Таков спектрогелиограф, построенный Хейлом и монтированный на 40-дюймовом рефракторе Йеркской обсерватории (Чикаго). Его щели длиной в 203 мм, тогда как диаметр Солнца в фокальной плоскости

объектива ровен 200 мм. Таким образом, давая спектрогелиографу движение по прямому восхождению по отношению к рефрактору, или еще лучше, перемещая самый рефрактор вместе со спектрогелиографом, можно получить полное изображение Солнца в соответствующих лучах.

Спектрогелиограф Деландра в Медоне несколько иного устройства. Здесь неподвижен сам прибор, тогда как кассета с пластинкой и изображение Солнца движутся вполне синхронизованно соответственно по щелям S_2 и S_1 . Изображение Солнца образуется вогнутым зеркалом с диаметром в 20 см и фокусным расстоянием в 3,6 м, зеркало „питается“ целостатом. Дис-

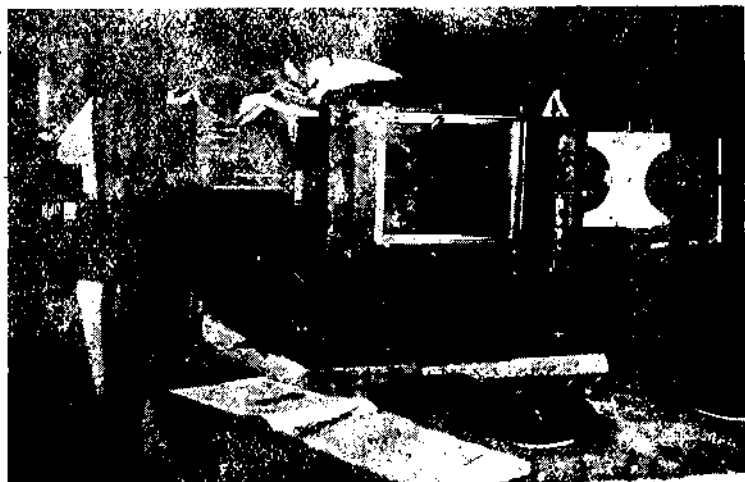


Рис. 18. Спектрогелиограф обсерватории Маунт Вилсон (Калифорния)

персия получается путем решетки Роленда (в четвертом порядке) или системой призм. Результирующее изображение Солнца имеет в диаметре 140 мм. Кассета и Солнце движутся скачками, так что каждый раз фотографируется полоса шириною в 1 мм; для полной фотографии требуется 140 таких полос. В спектрогелиографе, приспособленном к Сноу телескопу обсерватории Маунт Вилсон, самый инструмент подвижен, тогда как относительные положения Солнца и пластинки остаются неизменными. Такого же типа новый спектрогелиограф установлен в солнечной башне обсерватории Арчетри близ Флоренции. В СССР имеется лишь один небольшой спектрогелиограф, который вскоре будет установлен в Симеизе.

Несколько лет тому назад Хейл в Пасадене (Калифорния) построил новый, весьма удобный и сравнительно недорогой инструмент, который он назвал *спектрогелиоскопом*. Этот инструмент позволяет делать визуально то, что спектрогелиограф делает фотографическим путем. Хейл воспользовался старой

и давно забытой идеей Локкиера, относящейся к концу шестидесятих годов прошлого века. Вместо того, чтобы употреблять широкую щель, позволяющую видеть весь протуберанец вне затмения, Локкиер употреблял узкую щель, которой придавал быстрое колебательное движение в разные стороны (Жансен достигал этого, сообщая призмам быстрое вращательное движение).

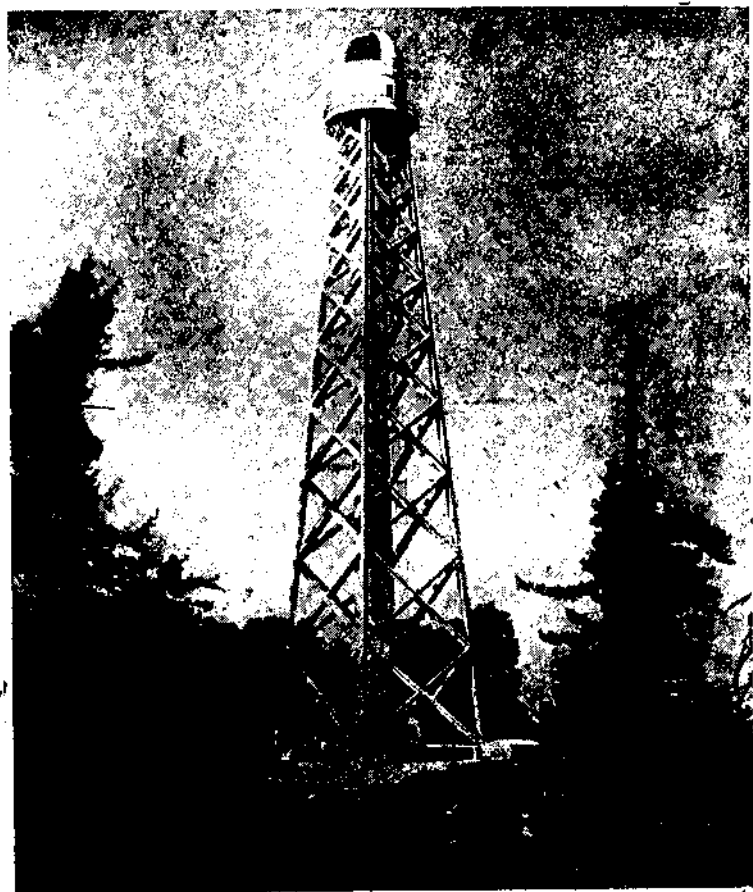


Рис. 19. Солнечный телескоп обсерватории Маунт Вилсон (Калифорния)

ние). Благодаря этому наблюдатель мог видеть весь протуберанец, не теряя деталей — обычное следствие употребления широкой щели. Несмотря на все успехи, достигнутые применением фотографического способа, Хейл вернулся к идее Локкиера, учтя некоторые преимущества визуальных наблюдений. Последние дают возможность быстро обозреть состояние поверхности Солнца в соответствующих лучах и непрерывно следить за изменениями ее деталей — вещь недоступная спектрогелиографу из-за его

громоздкости. Инструмент Хейла отнюдь не призван конкурировать со спектрогелиографом — он должен только дополнять последний. Схема спектрогелиоскопа приведена на рис. 20.

Изображение Солнца получается путем плоского зеркала *A*, целостата *B* и линзы *C* с фокусным расстоянием около 5,5 м. Луч проходит через первую щель *D*, отражается от вогнутого зеркала *E* с фокусным расстоянием в 4 м, падает на дифракционную решетку *F* (около 15 000 штрихов на дюйм), идет обратно, отражается от плоского зеркала *I* и падает на вторую щель *K*, где изображение наблюдается при помощи обыкновенного окуляра. Вся задача состоит в том, чтобы дать обеим щелям *D* и *K*

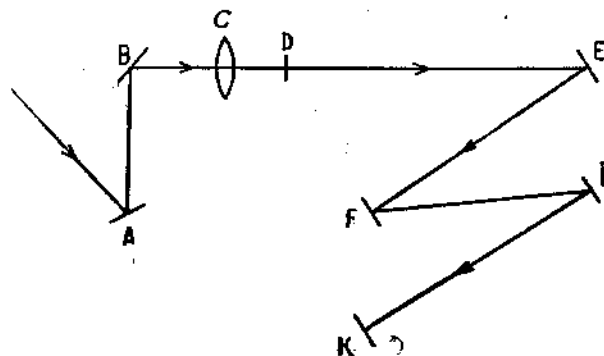


Рис. 20. Схема спектрогелиоскопа Хейла

синхронное быстрое колебание. Это достигается при помощи мотора, который сообщает колебательное движение с необходимой амплитудой всей пластинке, на которой прорезаны обе щели. Пластинка колеблется около своего центра симметрии, так что, когда первая щель идет вправо, вторая движется влево и наблюдатель видит обратное изображение той или иной детали поверхности Солнца в соответствующих лучах. Перемещая решетку при помощи специального приспособления, можно быстро перейти от одной линии к другой. Разумеется, спектрогелиоскопу недоступны линии Н и К, расположенные в ультрафиолетовой части спектра, изображения Солнца наблюдаются в лучах Н_α. Международный астрономический Союз предполагает опоясать этими недорогими инструментами весь земной шар по долготе для того, чтобы можно было непрерывно следить за быстро меняющимися явлениями на Солнце. Хейлу и связанной с ним фирме уже заказаны и частью им построены 24 спектрогелиоскопа для следующих стран: США, СССР, Перу, Англии, Швейцарии, Италии, Сирии, Индии, Австралии, Китая и Самоа.

В СССР такой инструмент сооружен Харьковской обсерваторией собственными средствами. Летом этого года получен спектрогелиоскоп американской работы для симензского отделения Пулковской обсерватории.

Перейдем теперь к основным результатам спектрогелиографических и спектрогелиоскопических наблюдений.

Объектом последних являются темные или яркие скопления кальция или водорода на уровне, соответствующем той части линий, в лучах которой производится исследование. Как видно из рис. 21, поверхность Солнца покрыта такими облаками иногда на большом протяжении. Хейл (1904 г.) предложил называть эти образования *флоккулами*. Он обозначает этим тер-

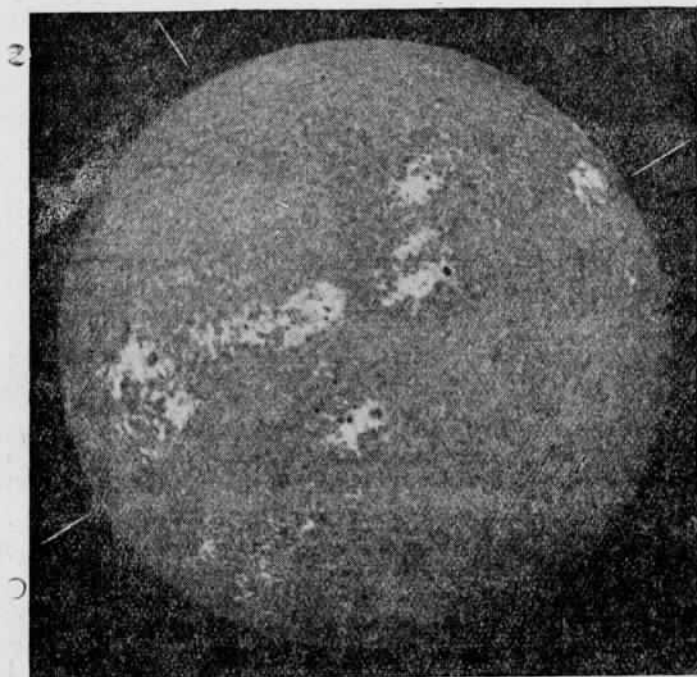


Рис. 21. Кальциевые флоккулы (полная спектрогелиограмма Деландра 1 июля 1906 г.)

мином „все яркие или темные облака или пары, фотографируемые в их проекции на солнечный диск, вне зависимости от их уровня“. Другими словами, флоккулой может быть масса газа как в обрабатываемом слое, так и в хромосфере или протуберанце. На этом основании можно говорить о кальциевых флоккулах, водородных флоккулах и т. д.

Флоккулы отнюдь не идентичны факелам — они наблюдаются и в областях свободных от последних. Часто они связаны с пятнами, окаймляя последние и простираясь на большие расстояния. Замечательно, что та же самая флоккула, фотографируемая в K_1 (обращающий слой), имеет иногда вид, вовсе отличный от изображения ее в K_2 (хромосфера) или K_3 (уровень протуберанцев).

Кальциевые флоккулы могут быть двух типов: к первому принадлежат так называемые эруптивные (изверженные) флоккулы, которые, часто и неожиданно появляясь в возмущенных пятнами областях Солнца, весьма ярки и довольно быстро меняют свой вид. Наоборот, „спокойный“ тип флоккул отличается устойчивостью и характерен для областей, покрытых факелами. Рассматривая спектрогелиограммы, следует иметь в виду, что последние фотографированы в определенных лучах. Поэтому яркая флок-

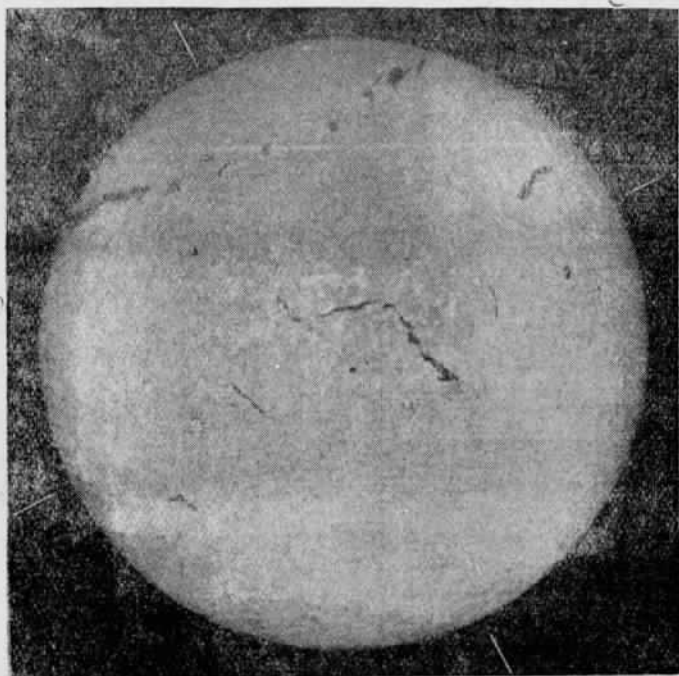


Рис. 22. Водородные волокна (полная спектрогелиограмма Деландра 11 апреля 1910 г.)

кула не всегда означает обращение по отношению к непрерывному спектру — это иногда только „начинающееся“ обращение.

Спектрогелиограммы, полученные с помощью водородных линий, обычно дают картину, существенно отличающуюся от спектрогелиограмм в лучах H и K. Флоккулы в лучах H_{β} , H_{γ} и т. д. всегда темны, только H_{α} дает иногда яркие флоккулы. Спектрогелиограммы, снятые в центре H_{α} , весьма похожи на H_{β} и K_{α} фотографии, однако для водорода и здесь картина проще. Темные водородные флоккулы рассеяны по всему диску Солнца, а иногда и в его полярных областях. Наиболее заметные из них обычно вытянуты, почему и названы Деландром *волоками*. Волокна или представляют собой протуберанцы, видимые

в проекции на диск в виде темных областей поглощения, или тесно связаны с протуберанцами. То же самое, повидимому, относится и к флоккулам H_3 , K_3 .

Весьма характерны спектрогелиограммы, полученные на Маунт Вилсон Никольсоном, показывающие как темная H_2 флоккула, проектирующаяся за краем Солнца, представляется в виде обычного протуберанца. Это прекрасная иллюстрация к сказанному выше.

Водородные флоккулы замечательны еще в одном отношении. Вблизи солнечных пятен эти H^2 -образования обнаруживают

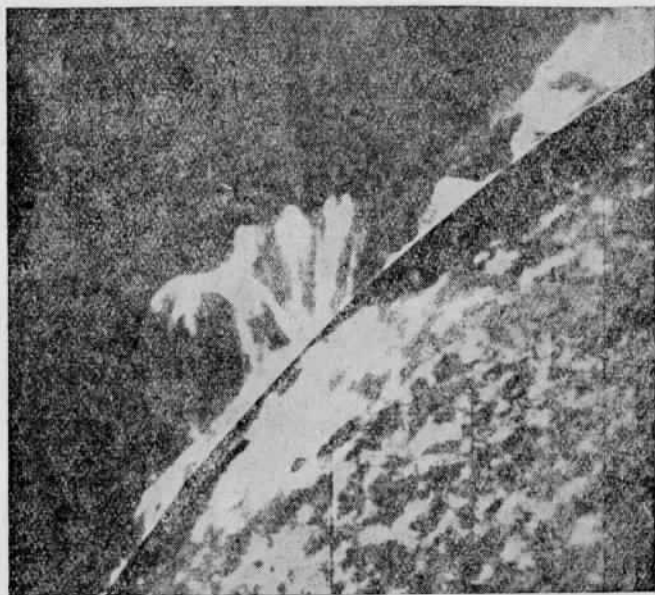


Рис. 23. Сложная фотография кальциевого протуберанца и спектрогелиограмма диска (по Фоксу)

совершенно ясную вихревую структуру, являясь как бы продолжением гипотетического вихря-пятна. В простейшем случае эти вихри указывают на вращение по часовой стрелке в южном полушарии Солнца и в противоположном направлении — в северном полушарии. В биполярных пятнах наблюдаются противоположные законы вращения для флоккул, окружающих предшествующее и последующее пятно. Именно наблюдение подобных вихревых структур и привело Хейла к мысли о возможности существования магнитного поля в пятнах. В этих вопросах, впрочем, далеко не все ясно. Хейл трактует эти структуры гидродинамически, считая завихренные волокна H^2 флоккул линиями тока. Наоборот, Штермер, предполагает, что они представляют собой силовые линии магнитных полей в солнечных пятнах. Первая гипотеза, повидимому, заслуживает большего внимания.

Водородные волокна, окружающие пятна, весьма часто обнаруживают движения, которые могут быть объяснены только всасывающими влияниями пятен.

В виде иллюстрации приведем описание одного такого явления, наблюдавшегося Хейлом спектроскопически 19 сентября 1926 г.

„В 10 час. 45 мин. 19 сентября 1926 г. центральный меридиан Солнца пересекала большая биполярная (по данным Маунт Вилсон) группа пятен. Вскоре после 10 час. я увидел в Пасадене при помощи спектроскопического (H_α) весьма заметную

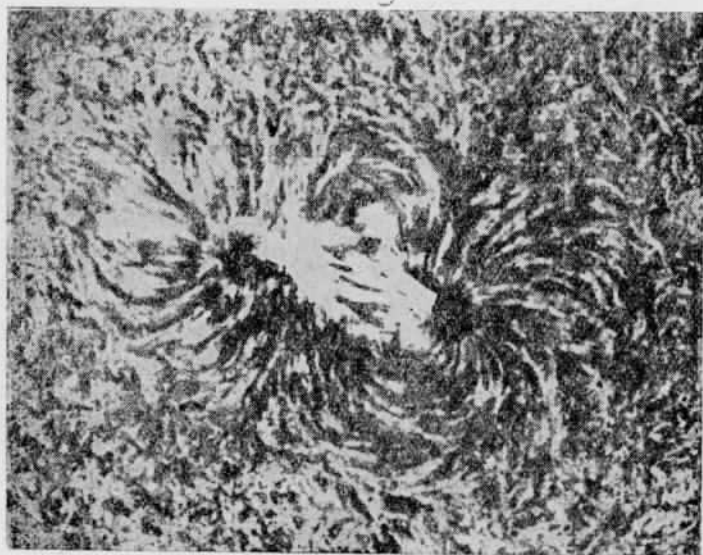


Рис. 24. Структура водородных флоккул (H_α) близ большой биполярной группы пятен (Маунт Вилсон, 30 августа 1924 г.).
Характерна вихревая структура флоккул

темную флоккулу, достигающую полутени предшествующего пятна недалеко от точки B , где лучевая скорость флоккулы была между $+80$ и $+100$ км в сек. Здесь флоккула была не очень интенсивна, зато она была широка и весьма черна в точке максимума интенсивности A (лучевая скорость $+60$ км/сек. в 10 час. 12 мин.). В 10 час. 26 мин. я повторил наблюдения флоккулы, нашел ее короткой и значительно более интенсивной, чем во время первого наблюдения — лучевая скорость в B была $+110$ км. В 10 час. 38 мин. вся флоккула исчезла. Другая, слегка закрученная флоккула C была видима быстро движущейся и достигающей длинной тени предшествующего пятна дальше к востоку.

После этого я начал наблюдение последующего пятна, и в 11 час. 12 мин. увидел тонкую флоккулу. Максимумам интенсив-

ности в различных частях ее дуги соответствовали следующим лучевым скоростям: $D+14$; $E+32$, $F+54$ км/сек. Другая флоккула GHI была замечена в 11 час. 24 мин. со следующими лучевыми скоростями: $G+8$; H (очень темна) $+26$; $I+86$ и конец, касающийся тени $+114$ км/сек."

Перед нами отличный пример всасывающего влияния пятна. Очевидно, водородные массы, выходя (положительная лучевая скорость) с большой скоростью и приобретая ускорение, втекали в область пятна. Таким образом циркуляция газов в области пятен такова. В нижнем слое (обращающем) газ вытекает радиально из пятна, доказательством чего служит разобранный выше эффект Эвершеда. Наоборот, в верхних слоях (уровень H_2 флоккул) происходит втекание газов внутрь пятна.

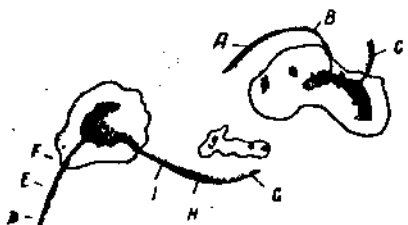


Рис. 25. Схема флоккул 19 сентября 1926 г. близ биполярной группы пятен (по Хейлу)

К числу замечательных явлений, связанных с флоккулами, относятся внезапные взрывы, проявляющиеся в появлении и быстром исчезновении интенсивных кальциевых и водородных флоккул. Мы еще будем иметь случай заняться этим вопросом подробнее в главе „Солнце и Земля“.

Регулярные наблюдения „спокойных“ флоккул обнаруживают их движение по диску Солнца, совершенно аналогичное движению пятен и являющееся видимым следствием вращения Солнца вокруг оси. Это ставит перед нами проблему определения солнечного вращения из движения флоккул. Вся важность ее станет ясной, если мы вспомним, что флоккулы соответствуют более высоким слоям солнечной атмосферы, чем пятна и обращающий слой. По наблюдениям Фокса в Чикаго и Иеркской обсерватории, угловая скорость кальциевых флоккул может быть удовлетворительно представлена формулой

$$\xi = 11^{\circ}.584 + 2^{\circ}.976 \cos^2 \varphi,$$

где φ — гелиографическая широта.

Как видим, H и K флоккулы обнаруживают то же экваториальное ускорение, как пятна и обращающий слой. Дальнейшие исследования, однако, обнаружили, что для этих флоккул на всех широтах ξ больше, чем для пятен на 0° . Это дает указание на то, что угловая скорость вращения Солнца есть функция высоты того слоя, по которому вращение изучается. Слой, соответствующий кальциевым флоккулам, находится выше пятен и вращается быстрее. Важно отметить, что скорость вращения по флоккулам оказалась такой же, как и выведенная по факелам.

Сложнее обстоит вопрос с вращением водородных флоккул; последние обладают меньшей устойчивостью, чем H и K флок-

жулы и наблюдение их систематического движения довольно затруднительно. Наблюдения на Маунт Вильсон не обнаружили по H_α флоккулам экваториального ускорения и дали для углового суточного движения на всех широтах ту же величину $\xi = 14''.6$. По Ройдсу (Кадайканал) для волокон в среднем $\xi = 14''.8$.

Хромосфера

Простое фотографирование хромосферы во время затмения, вообще говоря, дает довольно мало материала для ее понимания. Фотография обнаруживает довольно причудливое строение, которое дало основание сравнить хромосферу со „степным пожаром“ — и больше ничего. Значительно важнее тот материал, который доставляется спектроскопическими наблюдениями. Еще Юнг в 1870 г. заметил, что в момент начала полной фазы (так называемый второй контакт) происходит быстрое обращение фраунгоферова спектра. Вначале становятся яркими линии H и K, затем водород, и наконец, на короткий момент все линии фраунгоферова спектра. Продвигающаяся Луна быстро закрывает этот спектр. В момент конца полной фазы явление повторяется на другой стороне солнечного диска в обратном порядке. Этот спектр получил название „спектра вспышки“ (flash spectrum). Он представляет собой ни что иное как спектр хромосферы, который в нижней своей части переходит в обращенный спектр обрабатывающего слоя. Впервые спектр вспышки был сфотографирован в 1893 г. С тех пор его пытались наблюдать в течение очень многих затмений. Однако, за все это время удалось получить не больше дюжины действительно хороших фотографий спектра — настолько деликатна эта задача.

Адамсу на Маунт Вилсон удалось наблюдать этот спектр и вне затмения, ставя щель у самого края Солнца. Однако „кипение“ последнего, вызванное беспокойством нашей атмосферы, не дает возможности наблюдать этот спектр так же просто, как наблюдаются в наше время вне затмения протуберанцы. Поэтому, до сих пор единственно практическим временем для наблюдения спектра нижней хромосферы являются короткие моменты полных солнечных затмений. Мы исключаем отсюда, конечно, наблюдение столь интенсивных линий хромосферы, как H и K, H_α или линия гелия D₃, которые доступны для исследования в любое время.

Для наблюдения спектра хромосферы во время полных солнечных затмений применяют с известными вариантами два различных метода. Первый — так называемый „метод неподвижной пластинки“ состоит в следующем. На край солнечного серпа, на точку его пересечения с линией относительного движения Луны, направляется светосильный спектрограф с достаточно большой дисперсией, но без щели (призматическая камера). В результате получается ряд монохроматических изображений узкого серпа Солнца, причем длина этих серпов служит указа-

нием на высоту, до которой простираются в хромосфере атомы отдельных элементов.

На прилагаемом ниже снимке особенно заметны длинные и интенсивные серпы в лучах Н и К ионизированного кальция. На негативе видны темные пятна во внешних частях серпов. Это так называемые „четки Байи“ — явление, вызванное иррегулярностями края Луны (лунными горами).

Совершенно иной метод наблюдения спектра хромосферы был предложен и неоднократно применяем известным американским астрономом В. Кемпбеллом (W. Campbell). В противоположность первому методу, который дает прерывистую регистрацию спектра хромосферы (сообразно числу сделанных экспози-

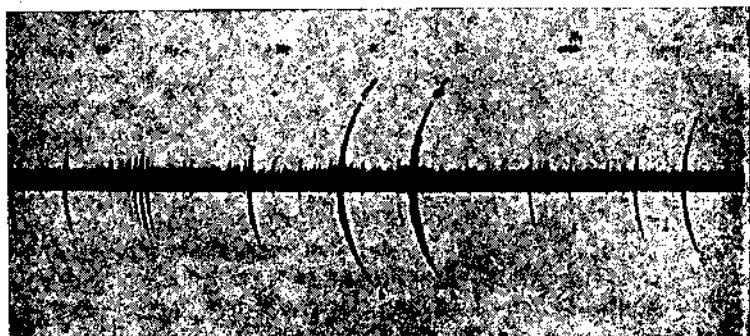


Рис. 26. „Спектр вспышки“ во время полного солнечного затмения 30 августа 1905 г. (Митчелл). Вогнутая решетка без щели. На данном снимке Н и К видны простирающимися на 14000 км над поверхностью Солнца

ций), метод Кемпбелла позволяет сделать эту регистрацию непрерывной. Этот способ, названный „методом подвижной пластинки“, состоит в следующем. Как и раньше, изображение солнечного серпа (непосредственно или посредством вращающегося зеркала целостата) проектируется на объектив бесщелевого спектрографа (призматической камеры). На расстоянии около 0,5 мм от фотографической пластинки, установленной в фокусе камеры, помещается широкая щель (0,05 дюйма), расположенная вдоль дисперсии спектрографа, которая „вырезывает“ центральную часть тонких монохроматических изображений солнечного серпа, а затем и хромосферных серпов. Пластика движется в направлении, перпендикулярном к щели в продолжение всей экспозиции с постоянной скоростью. В результате на пластинке получается непрерывная регистрация спектра хромосферы. А именно, если фотографируется второй контакт затмения, сначала получается нормальный спектр солнечного края (с прямыми линиями, а не в виде серпов, как в первом методе). По мере того как Луна закрывает верхние слои Солнца, появляется спектр „вспышки“, нижней, а затем и верхней хромосферы. Нанося на пластинку марки, регистрирующие время (для

контроля равномерности движения пластинки), можно после проявления спектрального снимка непосредственно измерить те высоты, на которые в хромосфере поднимаются различные атомы. Чрезвычайно важным соответствующим образом „стандартизовать“ пластинку путем экспозиций искусственного спектра, которые позволяют перевести „почернения“ линий хромосферы в интенсивности и сделать их точный фотометрический анализ.

Изучение спектра „вспышки“ приводит к следующим выводам. Обращающий слой и хромосфера непрерывно переходят друг в друга, так что первый с известным правом может быть

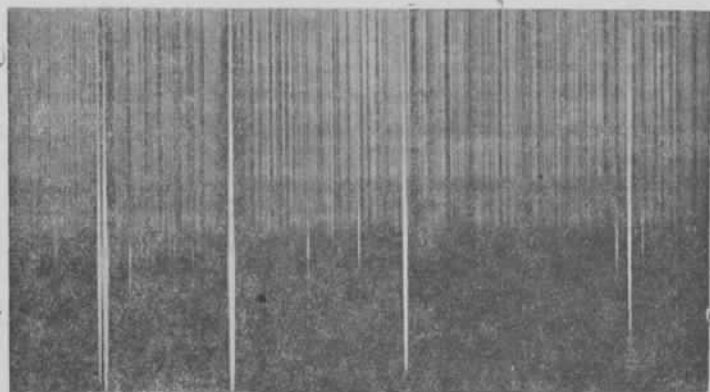


Рис. 27. Спектр хромосферы (область Н и К), полученный по методу „движущейся пластинки“ В. Кемпбеллом во время затмения 1905 г.

назван „нижней хромосферой“. Высота обращающего слоя не превосходит 600 км. Сравнение длин волн хромосферных линий с соответствующими длинами из „Ревизии Роленда“ не дает никаких систематических различий.

Зато с точки зрения интенсивностей линий спектр средней и верхней хромосферы существенно отличается от фраунгоферова спектра. Как мы знаем, последний образован главным образом „дугowymi“ линиями, соответствующими нейтральным атомам. Наоборот, в спектре хромосферы эти линии ослаблены, зато весьма интенсивны линии „искровые“, то-есть линии ионизированных атомов. Соответственно этому монохроматические серпы, соответствующие „дугowym“ линиям в спектре хромосферы, значительно меньше, чем таковые для линий „искровых“. Так, например, известная линия g нейтрального кальция (λ 4227) видима только до высоты 5000 км над уровнем фотосферы, тогда как линии Н и К ионизированного кальция проектируются до 14 000 км. То же самое относится и к потенциалам возбуждения. Линии, требующие для своего появления высокого возбуждения, в спектре хромосферы значительно интенсивнее, чем в фраунгоферовом спектре по сравнению с линиями низкого воз-

буждения. Известный дублет нейтрального натрия D_1 и D_2 , столь характерный для фраунгоферова спектра, в спектре хромосферы значительно ослаблен. Зато линия гелия D_3 , требующая для своего появления значительно большего возбуждения, в первом спектре обычно вовсе невидима и, наоборот, достигает значительной интенсивности в спектре хромосферы. Словом, в этом отношении спектр хромосферы противоположен спектру пятен, характеризующемуся ослаблением линий с высокими потенциалами возбуждения. Таким образом в порядке возрастания энергии возбуждения спектры располагаются таким образом: пятна, образующий слой, хромосфера.

Два года тому назад американский астроном Митчелл предпринял ревизию длин волн хромосферных линий на отрезке спектра от λ 3066 Å до λ 7065 Å — числом 3250. Из них только 73 линии (то есть $\frac{1}{44}$) оказались неидентифицированными. Для всех линий были определены высоты распространения над уровнем фотосферы. Нижеследующая таблица иллюстрирует результаты Митчелла.

Высоты линий нейтральных и ионизированных атомов в хромосфере

Элемент	λ	Интенсивность		Высота в км
		в дуге	в искре	
Ca I	4227 (g)	1000	100	5000
Ca II	3934 (K)	500	1000	14000
Ca II	3969 (H)	300	500	14000
Sr I	4607	1000	50	400
Sr II	4077	1000	1000	6000
Sr II	4215	500	500	6000

Излучение H_α простирается до 12000 км, H_β — лишь до 8000 км. Исключительно интересно поведение гелия. Линия D_3 нейтрального гелия (потенциал возбуждения 21 вольт) простирается до высоты 7500 км, линия ионизированного гелия (λ 4686), обладающая огромным потенциалом возбуждения (48 вольт), достигает высоты в 3000 км. Вообще, чем больше интенсивность линии во фраунгоферовом спектре, тем выше поднимается она в спектре хромосферы. Для линий нейтрального железа Митчелл выводит следующую интерполяционную формулу

$$h = 325 + 20 \cdot 24R^{0.1},$$

где R — интенсивность по Роленду, а h — высота в хромосфере в км. Есть основания думать, что высоты элементов меняются от затмения к затмению.

Усиление в хромосфере линий ионизированных атомов по сравнению со спектром обращющего слоя объясняется понижением давления при температуре, почти равной температуре фотосферы. Этот факт усиливает ионизацию. Весьма замечательно,

что такой тяжелый элемент как кальций (атомный вес 40) протирается в хромосфере выше, чем водород и другие легкие элементы. Это вводит нас в теорию хромосферы — трудный вопрос, который будет разобран нами дальше.

Чрезвычайно важны и интересны спектрофотометрические исследования линий хромосферы. Они обнаруживают, что интенсивность хромосферного кальция и водорода непрерывно падает по мере отдаления от Солнца. Этому, повидимому, не подчиняется гелий. А именно, были подозрения, что линия D_2 нейтрального гелия имеет максимум интенсивности лишь на некотором расстоянии от солнечного края. Этот результат был подтвержден в Пулкове Е. Перепелкиным и О. Мельниковым, показавшими, что максимум интенсивности D_2 достигает лишь на расстоянии 1300 км от края ($1''.8$).

Протуберанцы

После открытия Жансена и Локкиера протуберанцы могут быть легко наблюдаемы и вне затмения. Для этого нужны сравнительно скромные средства в виде небольшой трубы и монтированного к ней спектроскопа прямого зрения (*à vision directe*). В настоящее время протуберанцы систематически наблюдаются и зарисовываются многими любителями, рассеянными по всему земному шару, не говоря уже о регулярных спектрогелиографических наблюдениях на обсерваториях Кадайканал (Индия) и Маунт Вилсон. Наблюдатель устанавливает расширенную щель спектроскопа на некотором расстоянии от солнечного края (минута дуги) и планомерно обходит таким образом солнечный диск, зарисовывая протуберанцы и определяя их гелиографические координаты. Регулярные сводки наблюдений публикуются время от времени Международным Астрономическим Союзом. Конечно, наблюдатель нуждается в хороших изображениях, однако в данном случае нужда в них не столь велика, как при наблюдениях нижней части хромосферы или спектра вспышки вне затмения. Попутно наблюдается при этом и верхняя хромосфера.

Протуберанцы делятся (несколько условно) на два класса. К первому принадлежат спокойные протуберанцы, отличающиеся своей устойчивостью и большими размерами. Они словно „плавают“ в виде огромных облаков над хромосферой, соединяясь с ней отдельными колоннами или отростками. Эти протуберанцы отличаются большим блеском и состоят почти исключительно из водорода, ионизированного кальция и гелия. К другому классу принадлежат так называемые эруптивные (взрывные) протуберанцы. Они весьма ярки и иногда достигают огромных высот над поверхностью Солнца. Помимо указанных выше элементов, они состоят из паров различных металлов (железо, титан, магний и т. д.). Весьма часто они дают, помимо линий излучения, также и непрерывный спектр. Следует отметить, что спокойные протуберанцы наблюдаются во всех

гелиографических широтах, тогда как эруптивные обычно зарождаются вблизи пятен и следуют закону распределения последних.

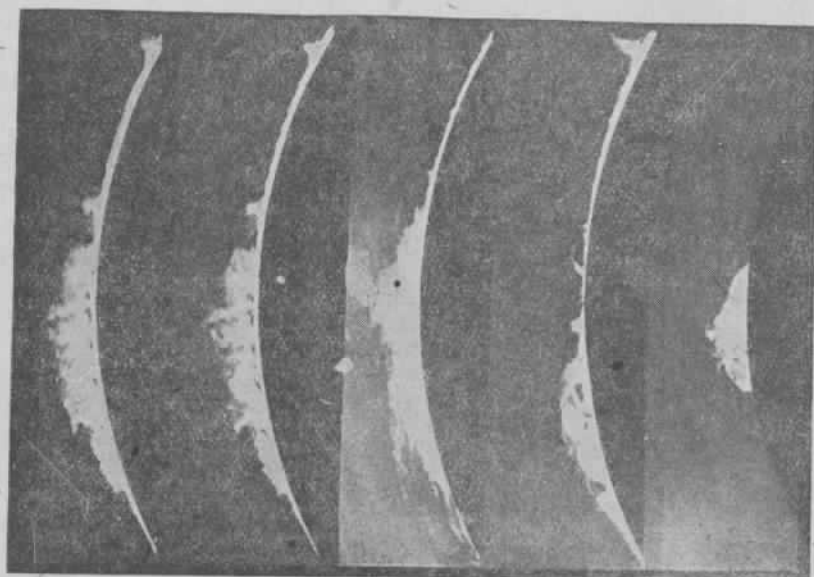


Рис. 28. Спектрогелиограммы протуберанцев (Йеркская обсерватория). Две первые фотографии слева относятся к одному и тому же протуберанцу и разделены промежутком в 4 минуты

Мы уже знаем, что протуберанцы являются ни чем иным, как высокими флоккулами (в лучах H_α , K_2 или центра H_α), проектирующимися на краю Солнца. К тому же сами флоккулы делятся на те же две группы (спокойных и эруптивных), как и протуберанцы. Несомненно, что быстро преходящие флоккулярные извержения представляют собой „мгновенные“ протуберанцы, проектирующиеся на диске Солнца.

Высоты протуберанцев достигают иногда сотен тысяч километров. Рекордный в этом отношении эруптивный протуберанц наблюдался 19 ноября 1928 г. в Кадайканале Ройдсом. Его угловые размеры достигали $20'.9$, что соответствует высоте 909 000 км, то-есть 1,3 солнечного радиуса. Нижеследующая таблица дает картину этого интересного извержения:

Протуберанц 19 ноября 1928 г.

Поясное индийское время	Высота в минутах дуги	Высота в км
7 час. 52 мин.	$8'.5$	370 000
9 час. 3 мин.	$18'.3$	796 000
9 час. 12 мин.	$20'.9$	909 000

В нижней части протуберанца скорость достигала 60—70 км в сек., в верхней же части 100—170 км. Скорость менялась со временем в вершине протуберанца; в момент максимального подъема извергнутых газов она достигала 229 км в сек.

Разумеется, подобные чудовищные по своим размерам протуберанцы представляют исключительное явление. Обычно высота их — порядка 1-2'.

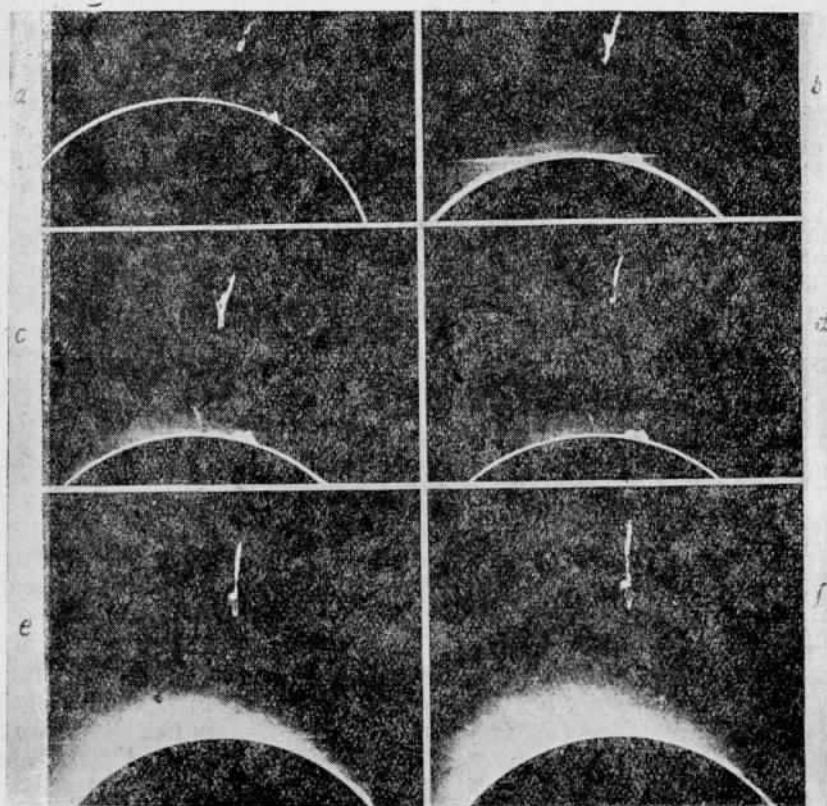


Рис. 29. Эруптивный протуберанц 19 ноября 1928 г. (Ройдс, Кадайканал).

а) 7^h 52^m, б) 8^h 35^m, в) 8^h 45^m, г) 8^h 52^m, е) 8^h 58^m, ф) 9^h 3^m

Протуберанцы являются образованиями трех измерений, проектирующимися на солнечный диск в виде длинных искривленных полос (волокна). Когда они проектируются у самого центра диска, нетрудно измерить их ширину и длину. Обычно ширина волокон меняется в довольно узких границах—от 6000 до 12000 км, хотя имеются примеры волокон, ширина которых достигает 15000 км. Зато длины волокон весьма различны. Лишь очень немногие протуберанцы-волокна короче 60 000 км. Одинаково редки случаи чрезвычайно длинных протуберанцев

(600 000 км). За типичные размеры можно принять: толщину 10 000 км, длину 200 000 км и высоту 50 000 км, дающие объем, в 93 раза больший объема Земли. Имеется пример протуберанца, объем которого в 400 раз превышал объем Земли. На основании данных Паннекука и Дорна, можно принять, с очень большими оговорками, что масса указанного выше типичного протуберанца порядка 10^{18} грамм, то-есть порядка массы куба воды с длиной ребра 15 км.

Интересно и важно отметить, что скорость эруптивных протуберанцев не остается постоянной, но, вообще говоря, меняется, увеличиваясь со временем. Вопрос этот еще мало выяснен. В своем исследовании протуберанцев, основанном на богатейшем материале обсерваторий Иеркской и Маунт Вилсон, Петит (Petit) настаивает на том, что скорость протуберанцев меняется словно „толчками“, оставаясь в промежутке между последними постоянной. Этот результат весьма гипотетичен. Дело в том, что ломаные линии, представляющие на диаграммах Петита измеренные высоты протуберанцев в функции времени, можно в подавляющем случае закруглить, дав им вид непрерывных кривых. Одно остается несомненным—это прогрессирующее увеличение скорости со временем, свидетельствующее об ускорении, направленном от Солнца, — своеобразном „отталкивании“ протуберанца от поверхности Солнца.

Говоря о форме протуберанцев, следует сказать о том, что в большинстве случаев она остается одинаковой для водорода (H_α) и кальция (H и K). Это обстоятельство, как увидим дальше, имеет очень большое значение. Важно отметить, что в одном и том же протуберанце лучевые скорости, определенные по водороду и кальцию, оказываются различными, однако корреляция между этими скоростями оказывается весьма высокой.

Спектрофотометрические наблюдения протуберанцев еще только начинаются; они обещают дать решающую информацию о природе протуберанцев. Миннаэрт (Голландия) произвел первые точные фотометрические исследования полных интенсивностей отдельных линий протуберанцев. За единицу он принял ту энергию, которую излучает 1 ангстрем (1 Å) в области, соответствующей данному монохроматическому изображению протуберанца. Вот данные для одного из типичных протуберанцев:

Высота	Интенсивность H_α	Интенсивность He ($\lambda = 5876$)
27 000	$16,2 \cdot 10^{-2}$	$0,66 \cdot 10^{-2}$
36 000	$17,1 \cdot 10^{-2}$	$0,73 \cdot 10^{-2}$
44 000	$9,1 \cdot 10^{-2}$	$0,21 \cdot 10^{-2}$

Таким образом интенсивность H_α падает с высотой значительно быстрее, чем интенсивность линии гелия D_λ . Это объясняется поглощением энергии H_α внутри самого протуберанца—

„самообращением“ в линии. Это самообращение уменьшает интенсивность протуберанца в H_α в несколько раз, но мало влияет на D_β .

Весьма интересны результаты, полученные в Пулкове Е. Я. Перепелкиным. Основываясь на большом числе спектрофотометрических наблюдений протуберанцев, начиная с 1928 г., он нашел, что $\rho = i_{H_\alpha}/i_{H_\beta}$, то-есть отношение интенсивностей линий H_α водорода к линии H_β ионизированного кальция, взятое как среднее для большого числа протуберанцев, не остается постоянным. В 1928 г. ρ равнялось 0,58, затем оно постепенно уменьшалось вплоть до 1934 г., когда оно достигло 0,23. С другой стороны, установив тесную корреляцию между величиной ρ и отношением площадей водородных и кальциевых протуберанцев, Перепелкин, находит отчетливую вариацию этого отношения в течение одиннадцатилетнего цикла пятен. К этому вопросу мы еще вернемся в главе о солнечных влияниях на Землю.

Определяя скорости протуберанцев по лучу зрения, можно найти их систематическое движение, то-есть вращение вместе с Солнцем. Результаты этих исследований пока еще недостаточно определены. Эвершед находит весьма значительное суточное движение по линиям H и K протуберанцев (в 1927 г. $\xi=20^\circ$), но обнаруживая заметного экваториального ускорения. Наоборот, пулковские наблюдения дают для протуберанцев в линиях H и K $\xi=15^\circ.1$, а в H_α $\xi=14^\circ$, то-есть нормальное вращение.

Количество протуберанцев вообще меняется изо дня в день. Кривая частоты появления протуберанцев во времени в точности следует известной кривой для солнечных пятен, а именно—эпохи максимумов и минимумов количества протуберанцев совпадают с таковыми для пятен. Некоторые другие свойства распределения протуберанцев будут изучены в следующей главе.

Корона

Самая внешняя часть атмосферы Солнца—корона представляется во время полных затмений в виде бледного венца, окружающего Солнце, пронизанного в разных направлениях диффузными лучами, простирающимися иногда на расстояние солнечного диаметра и дальше. Несколько условно можно разделить корону на две части: более яркую, бледножелтую *внутреннюю* и менее яркую жемчужно-белую *внешнюю*. Первая имеет своим основанием хромосферу—именно на ее фоне проектируются пурпурно-красные протуберанцы. Вид короны значительно меняется от одного затмения к другому и, несомненно, связывается с циклом солнечной деятельности. Различные формы короны довольно ясно делятся на три типа.

1) „Полярный“ тип, характеризующийся иррегулярными лучами, расположенными вокруг всего диска, придающими короне круглую форму. Этот тип наблюдается только около эпохи максимума пятен.

2) „Экваториальный“ тип, характеризующийся лучами, сосредоточенными в низких гелиографических широтах, придающими короне заметно эллиптическую форму. Этот тип наблюдается только около эпохи минимума пятен.

3) „Промежуточный“ тип. Лучи расположены ближе к полюсам, чем в „экваториальной“ короне, но все таки распределены вокруг диска далеко не равномерно. Благодаря этому корона промежуточного типа имеет вид квадрата. Подобный тип наблюдается в эпохи умеренного развития солнечной деятельности.

Фотометрические исследования распределения интенсивности короны в функции расстояния от центра Солнца, как и следовало ожидать, приводят к противоречивым результатам. Так, во время затмения 1898 г. Тэрнер (Turner) нашел, что интенсивность короны изменяется обратно пропорционально 6-й степени видимого расстояния от центра. В 1905 г. Беккер (Becker) нашел совершенно иной закон обратной пропорциональности 4-й степени расстояния от точки, удаленной на $\frac{6}{7}$ радиуса от центра Солнца. Юнг (Young) нашел в 1908 г. ту же зависимость, что и Тэрнер, но с показателем не 6, а 8. Балановский и Перепелкин (Пулково), наблюдавшие затмение 1927 г. в Швеции, нашли закон Беккера, но с показателем не 4, а 3. Совершенно очевидно, что распределение интенсивности в короне меняется от одного затмения к другому. С другой стороны, результаты измерений сильно зависят оттого, вдоль какого из радиусов (экваториального или полярного) измеряется интенсивность короны.

Весьма точные измерения интенсивности короны в видимой и фотографических частях спектра произвели Пайнекук и Дорн во время затмения 1929 г. Они нашли, что энергия, излученная 1 см^2 короны в участке 4000 — 6500 Å, равняется $1,70 \text{ эрг сек}^{-1}$. Так как энергия солнечного излучения на ту же единицу площади равняется, как мы знаем, $1,35 \cdot 10^6 \text{ эрг сек}^{-1}$, то, очевидно, что корона излучала энергии в $1,3 \cdot 10^{-8}$ раз меньше, чем солнечный диск. Напомним что для Луны в полнолуние это отношение равно $2,2 \cdot 10^{-6}$.

Чрезвычайно важен и интересен вопрос о спектре солнечной короны. Этому вопросу было посвящено много исследований, начиная с первых применений спектроскопа в астрономии и, однако, до сих пор еще наши сведения о нем достаточно ограничены. Заметим прежде всего, что корона обнаруживает непрерывный (сплошной) спектр, пересеченный темными и яркими линиями. Темные линии спектра короны по своему положению совпадают с наиболее интенсивными линиями фраунгоферова спектра Солнца. Поэтому, мы имеем полное основание называть их просто фраунгоферовыми линиями. Следует отметить, что фраунгоферовы линии в спектре короны появляются лишь на высоте не меньшей $5'$ над краем Солнца. Это обстоятельство должно иметь большое значение для теории короны. Фраун-

гоферовы линии коронального спектра имеют весьма диффузный вид, они шире и мельче соответствующих линий солнечного спектра. Попытки определения вращения короны с помощью применения принципа Доплера к лучевым скоростям корональных фраунгоферовых линий не привели ни к каким результатам. С другой стороны, Моор констатировал во время двух затмений смещение фраунгоферовых линий короны по отношению к солнечному спектру, соответствующее массовому движению вещества короны в направлении от Солнца со скоростью нескольких километров в секунду. Это открытие имеет огромное значение для теории короны.

Кроме непрерывного спектра с фраунгоферовыми линиями, корона обладает еще чрезвычайно интересным спектром излучения, состоящим из ряда ярких линий. Оставляя в стороне линии, которые принадлежат хромосфере, и учитывая только те линии, которые наблюдались неоднократно, можно видеть, что спектр излучения короны состоит из сравнительно небольшого числа линий (в настоящее время их известно 17). Так как во время затмений измерение положения линий, естественно, затруднительно, то точность длин волн коронального спектра вообще говоря невелика. Вероятная ошибка определения λ в лучшем случае не ниже $\pm 0,04 \text{ \AA}$.

Яркие линии в спектре короны¹
(в международной системе длин волн)

λ	Интенсивность	λ	Интенсивность
3328	8	4312	1
3388,0	20	4358,6	1
3454,1	8	4547,2	3
3601,0	12	4586	слабая
3800,3	1	5116,5	5
3986,9	5	5303,0	20*
4046,3	6	5536,6	слабая
4231,8	8	6375,1	6
		6704 $\pm$ 2	4

Интенсивность всех этих линий изменяется от затмения к затмению и абсолютно и относительно. Основные линии спектра излучения короны довольно интенсивны даже на фоне ее непрерывного спектра; однако, число их мало и поэтому их влияние на яркость короны также мало. По данным Пайнекука и Дорна, во время затмения 1927 г. монохроматическое излучение составляло всего лишь 1:800 полного излучения короны.

¹ Таблица составлена на основании данных Гротриана, Девидсона и Стратона. Интенсивности относятся к затмению 9 мая 1929 г., наблюдавшемуся Потсдамской экспедицией на острове Суматра.

* Известная зеленая линия короны.

Несмотря на свою видимую простоту, линейчатый спектр короны до сих пор еще представляет собой одну из труднейших проблем современной космической физики. Ни одна из указанных в таблице линий не идентифицирована. Было предложено много гипотез для объяснения происхождения этих линий, однако все они оказались бесплодными. Интересно разоб-
раться главные из этих гипотез по порядку¹.

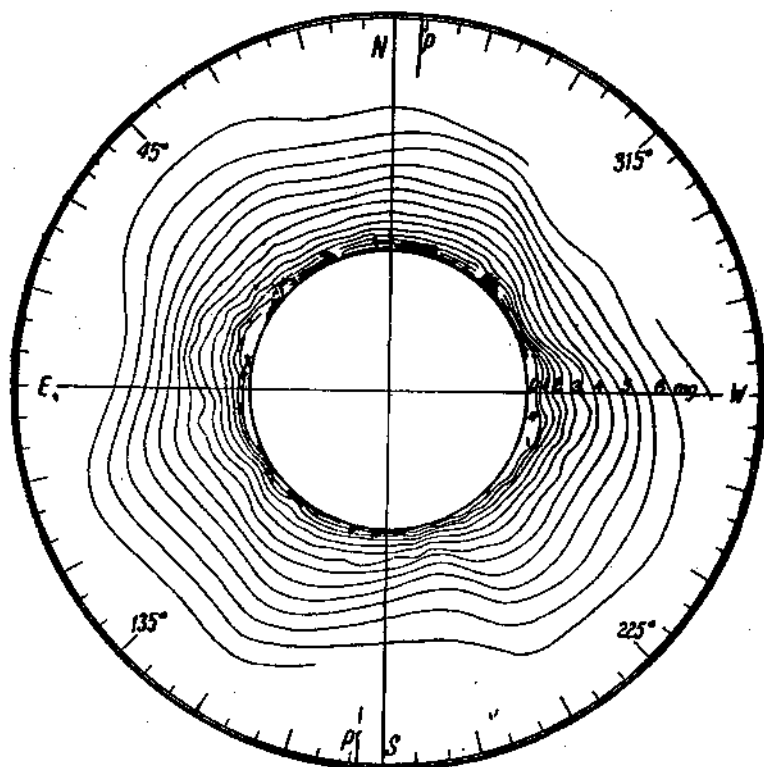


Рис. 30. Изофоты короны (27 июня 1927 г.) по И. Балазовскому и Е. Перепелкину

1) Вначале предполагали, что линии короны принадлежат неизвестному элементу „коронию“, атом которого состоит из ядра и 5 или 7 внешних элементов. Однако, современная теория атома показала, что соответствующими элементами должны были бы быть бор и азот, спектры которых в разных стадиях ионизации отнюдь не дают линий „корония“.

2) Фримен не так давно утверждал, что носителем загадочных линий короны является аргон. Росселл и Бовин показали, однако, что эта идентификация вовсе не верна.

¹ Следует сказать, что зеленая линия короны была обнаружена в спектре южной Офиуха 1933 г.

3) Мекке и Вилт объясняли появление линий короны рассеянием солнечного света молекулами коронального газа (явление Рамава). Гипотеза оказалась противоречащей теории рассеяния.

4) В 1930 г. Розенталь дискуссировал новую интересную гипотезу, согласно которой линии короны образованы атомами гелия, у которого одновременно возбуждены два электрона. Эта гипотеза позволяет отождествить основные линии короны; встречая некоторые неизбежные трудности, гипотеза Розенталя до сих пор по существу не отвергнута.

5) Весьма вероятно, что спектр короны состоит из так называемых „запрещенных“ линий какого-либо достаточно известного элемента. Действительно, в среде очень малой плотности (например, в туманностях), в которой возбуждающее излучение слабо и влияние столкновений между атомами нечувствительно, внешние электроны последних способны совершать квантовые переходы (а значит и излучать линии), вовсе невозможные в обычных лабораториях. Эти линии, нарушающие „принцип отбора“ (selection) спектральных линий, носят название „запрещенных“. Одним из условий появления запрещенных линий является слабость возбуждающей радиации,— условие быть может и выполненное в короне, несмотря на близость Солнца. Не так давно (по газетным сообщениям) американский астроном Мензел (Menzel) объявил, что основные корональные линии являются запрещенными линиями ионизированного кислорода. Эта идентификация, однако, оказалась неправильной.

Результаты исследований распределения интенсивности в непрерывном спектре короны до последнего времени не отличались определенностью. Людендорфф (Ludendorff) для затмения 1923 г. не нашел различия в распределениях интенсивности в спектре короны и Солнца. Г. Тихов (Пулково), употребляя метод светофильтров, выводит (затмение 1927 г.) для эффективной температуры короны величину около 4500° с заметным убыванием по мере удаления от края Солнца. Наоборот, Петит и Никольсон находят корону „голубее“, чем Солнце. Решение этого вопроса, повидимому, осложняется трудностью исключения рассеянного света неба, спектр которого, накладываясь на спектр короны, значительно искажает распределение интенсивности. Можно, однако, думать, что Постдамская экспедиция на Суматру окончательно решила этот вопрос во время затмения 9 мая 1929 г. Исключительная по своей тщательности работа Гротриана показала, что распределение энергии в спектре короны не отличается от такового в нормальном спектре Солнца. Остается только выяснить весьма важный для теории короны вопрос об относительной интенсивности непрерывного спектра последней в инфракрасной области.

Наличие отраженного фраунгоферова спектра короны заставляет предполагать, что свет короны поляризован. Многочисленные наблюдения подтверждают это предположение. Оказы-

ается, что предпочтительным направлением для поляризации в данной точке короны является направление соответствующего радиуса Солнца. Другими словами, корона оказывается поляризованной в радиальном направлении. Относительное количество поляризованного света, равное 0,13 на расстоянии $1'.5$ от края Солнца, быстро возрастает с расстоянием до 0,26 для $10'$ и затем медленно падает с расстоянием (Дюфэ и Груйе). Наблюдения солнечного затмения 31 августа 1932 г. французской экспедицией в США показали, что во всей исследованной спектральной области (390—570 μ) поляризация короны практически не зависит от длины волны.

Основное препятствие для изучения короны заключается в том, что последняя бывает видима лишь в течение кратковременной фазы полного затмения. Вполне, поэтому, понятно, что в продолжении последних 50 лет было сделано немало попыток наблюдения короны вне затмений. Эти попытки затруднялись тем обстоятельством, что яркость короны весьма слаба сравнительно с яркостью голубого неба в окрестностях Солнца. По Шварцшильду контраст между короной и небом равняется 501 : 500, то-есть около 0,2%. Ни употребление специальных фильтров для выделения излучения зеленой корональной линии (λ 5303), ни изобретение новых сенсibilизаторов для пластинок не приводили к желательным результатам. Это дало основание Кинле (1929 г.) высказать после ряда теоретических выкладок такое суждение:

„Возможность изучения короны вне затмения при помощи известных ныне средств совершенно исключена, и нет никакой возможности изменить это состояние в близком времени. Для того, чтобы „обезвредить“ яркость голубого неба требуется подняться на недостижимую в наше время высоту над уровнем земли“.

Несмотря на всю свою обоснованность, радикальное суждение Кинле может считаться хорошим примером того, как неудачны бывают научные предсказания, налагающие ограничение на наше знание. Это было показано в 1930 г., когда впервые в истории французскому астроному Лио (Lyot) удалось наблюдать корону вне затмения и притом на сравнительно небольшой высоте 2877 м, на вершине горы Пик дю Миди в Пиренеях. Лио диафрагмировал отверстие своего рефрактора до 4 см и помещал в фокальной плоскости последнего диск, который закрывал Солнце и область неба на расстоянии $30''$ от солнечного края.

Наблюдая при помощи простого окуляра (без спектроскопа или фильтров), Лио увидел розоватые протуберанцы. Помещая щель спектрографа касательно к краю своего экрана, Лио видел и фотографировал зеленую и красную линии короны, наложенные на фраунгоферов спектр. Таким образом он был в состоянии проследить зеленую линию на расстоянии $4'$ от края Солнца. Визуальные измерения дали для двух указанных линий

длины волн $5303,2 \pm 0,1$ и 6375 , а фотографические $5302,45$ и $6371,8$ при дисперсии $30 \text{ \AA}$ на 1 м в зеленой части. С другой стороны, Лио исследовал корону полярископически и был в состоянии дать прямой рисунок короны.

Для понимания природы короны имеет огромное значение решение вопроса о возможных изменениях в короне, которые до открытия Лио можно было исследовать только во время затмений. Хотя на попытки открытия этих движений было потрачено много труда, мы до сих пор еще не имеем каких-либо решительных указаний на этот счет. Возможно, что результаты наблюдений солнечного затмения 19 июня 1936 г. дадут интересный материал в этом отношении. Предполагается, что на чрезвычайно длинной полосе затмения (от Черноморского побережья Кавказа до Тихого Океана) солнечная корона будет фотографироваться пятью или шестью советскими экспедициями при помощи совершенно однотипных инструментов. Первые применения наблюдения короны вне затмения дают в отношении исследования движений в короне весьма интересный результат. Так, наблюдая с 10 по 24 августа 1934 г. на вершине Юнгфрауях в Швейцарии, Лио нашел, что корональные лучи повернулись вслед за Солнцем, которое за это время повернулось вокруг оси на 185° .

Гораздо определеннее изменения формы короны в течение солнечного цикла, о которых мы говорили в начале этой главы. Вначале казалось ясным, что эти циклические изменения связаны с изменением количества пятен на поверхности Солнца. Однако, дальнейшие исследования обнаружили, что разбираемые явления гораздо сложнее. Людендорфф (Ludendorff) применяет нижеследующий метод. Для каждого затмения он измеряет на снимках диаметр короны в различных направлениях и строит изофоты, то-есть кривые постоянной яркости в фотографических лучах. Далее он определяет сжатие (ϵ), соответствующее каждой изофоте с видимым средним расстоянием R от центра Солнца. При этом оказывается, что ϵ , будучи вблизи Солнца очень малым (изофоты круговые), затем быстро растет с увеличением R . Далее оказалось, что вплоть до $R = 1,4$ солнечных радиусов между ϵ и R существует линейная зависимость типа

$$\epsilon = a + b(R - 1),$$

где a и b — постоянны для каждого затмения, но меняются от затмения к затмению, чем и обуславливается различие вида короны. Людендорфф ставит задачу изучить изменение a и b (а именно $a + b$) в течение одиннадцатилетнего цикла. Попытки коррелировать $a + b$ с расстоянием во времени от предшествующего минимума пятен, далее с числами Вольфа для месяца затмения или для предыдущего месяца не дали удовлетворительных результатов. Остается исследовать связь $a + b$ с количеством протуберанцев.

Этим самым мы возвращаемся к мысли, высказанной довольно давно Вильямом Локкиером (W. Lockyer), который предпола-

гал, что изменения короны связаны не с изменением числа пятен, но с переменами, происходящими в количестве и распределении протуберанцев. Действительно, статистика показывает, что протуберанцы почти всегда расположены в каждом полушарии Солнца двумя полосами. Протуберанцы первой полосы появляются через два-три года после минимума пятен, движутся систематически к экватору и исчезают здесь за два года до следующего максимума. Протуберанцы второй полосы появляются, как правило, через три года после максимума пятен и движутся систематически к соответствующим полюсам, исчезая около последних через год после максимума. Разумеется, это явление статистическое и не характеризует отдельных протуберанцев. Таким образом, около эпохи максимума пятен средняя широта протуберанцев второго пояса превосходит 60° , тогда как к минимуму последние наблюдаются только около экватора. Этим, повидимому, и объясняется то, что вблизи максимума корона имеет круглый вид, тогда как около минимума она „экваториального“ типа.

Связь короны с протуберанцами представляется поэтому вполне естественной. Наблюдения показывают, что корональные лучи часто связаны с протуберанцами, видимыми в момент затмения. Крупные протуберанцы (напр., описанный выше протуберанец Ройдса) иногда далеко вторгаются в область внешней короны.

Переходя к корреляции между постоянными $a+b$ и величинами, характеризующими протуберанцы, Людендорфф находит таковую для $(a+b)$ и средней суточной площадью протуберанцев за месяц до затмения. Бергстранд (Bergstrand) в недавней работе, критикуя результаты Людендорффа, исследует изменение не $a+b$, но некоторого другого параметра, характеризующего форму короны и находит удовлетворительную корреляцию между этим последним параметром и расстоянием во времени от предыдущего максимума пятен.

Резюмируя все вышеизложенное, можно заметить, что, хотя качественно корреляция между изменением площади протуберанцев и видом короны и существует, однако, имеются причины, не позволяющие установить ее количественным образом. Это — какие-то изменения в короне короткопериодического или даже „случайного“ типа, препятствующие выделению долгопериодических изменений на основании относительно малого материала (всего семнадцать затмений). Надо думать, что систематическое применение метода Лео прольет решающий свет на эту проблему.

IV. Солнечная атмосфера в целом

Эффективные уровни линий. Циркуляция газов в солнечной атмосфере

Фраунгоферова линия образуется поглощением атомов, расположенных на различных высотах над поверхностью фотосферы.

Примером этого служит сложная структура линий H и K, разобранная выше. На различных высотах количество атомов в данном квантовом состоянии, способных производить данную линию, различно, завися от ионизации (и следовательно—от давления), а также от распределения элементов в солнечной атмосфере. С этой точки зрения довольно трудно говорить о том уровне над фотосферой, на котором производится та или другая линия. Однако, всегда можно говорить об „эффективном“ уровне линий, понимая под последним ту часть общего столба газа, в которой главным образом зарождается данная линия. Понятие „эффективного уровня“ оказывается весьма полезным, ибо наблюдения показывают, что эффективные уровни различных линий (иногда одного и того же элемента) различны.

Мы познакомились выше с весьма любопытной формулой Митчелла (стр. 78), показывающей, что линии большой интенсивности по Роленду простираются в хромосфере значительно выше, чем соответствующие слабые линии. Отсюда можно сделать вывод, что эффективный уровень линий (при прочих равных условиях) повышается при увеличении Ролендовой интенсивности. Напр., линия с интенсивностью 10 имеет более высокий эффективный уровень над фотосферой, чем линия с интенсивностью 4. Это вполне понятно на основании следующих соображений: чем слабее линия, тем меньше поглощение в ней, тем глубже видим мы солнечную атмосферу в соответствующих ей лучах.

Те же соображения могут быть приложены к линиям „искры“ и „дуги“. Первые принадлежат ионизированным атомам, а так как ионизация увеличивается при уменьшении давления, то для их образования верхние слои солнечной атмосферы благоприятнее низших слоев. На основании этого эффективные уровни линий ионизированных атомов должны быть выше соответствующих уровней для атомов нейтральных. И действительно, мы знаем, что высоты первых в хромосфере больше высот вторых.

С другой стороны, угловая скорость вращения Солнца является функцией высоты того слоя, по которому это вращение изучается. Оказывается, что скорости вращения обрабатываемого слоя систематически отличаются, если определять их по различным линиям, что можно объяснить только тем, что эффективные уровни этих линий различны. Таким образом должна существовать определенная корреляция между скоростью вращения, определенной по данной линии, и ее высотой в спектре „вспышки“. Мы увидим, что эта корреляция действительно существует.

Исследуя эффект Эвершеда для различных линий, Сен Джон обнаружил, что вытекание газа из пятна наблюдается только по линиям с низким эффективным уровнем, что „высокие“ линии, наоборот, обнаруживают втекание газа в пятно. Это видно из сводной таблицы Сен Джона (см. стр. 92), иллюстрирующей все вышеуказанные корреляции.

Эта таблица весьма показательно иллюстрирует всю важность понятия эффективного уровня. Прежде всего бросается в глаза,

Корреляция уровней

Л и н и и	Вращение (наблюдение минус среднее) в км/сек.	Движение близ пятен в км/сек.	Высота в спектре вспышки в км
H ₂ и K ₂	+ 0,20	1,80 втекание	12 000
H _α	+ 0,11	1,50 "	10 000
λ 4227 (Ca I)	+ 0,06	0,06 "	2 100
Fe высокого уровня	+ 0,02	0,00 "	1 200
Fe среднего уровня	- 0,00	0,40 вытекание	400
λ 4196 La II	- 0,03	0,75 "	малая

что на высоком уровне Ca II скорость вращения в экваториальной области на 0,23 км в секунду больше, чем для низкого уровня лантана, что дает в верхних слоях солнечной атмосферы „восточный ветер“, достигающий 400 км в час. Еще более важны явления, связанные с пятнами. На низких уровнях газы, поднятые восхождением в пятне из еще более низких слоев, вытекают вдоль солнечной поверхности (эффект Эвершеда). Скорость вытекания уменьшается с высотой и постепенно исчезает. Здесь, очевидно, навстречу из высоких слоев (хромосферы) идет поток, в котором газы втекают в пятно со все возрастающей (с высотой) скоростью. Это может объясняться тем, что над охлажденной областью пятна та сила, которая поддерживает хромосферу, уменьшается, вследствие чего начинается падение газа хромосферы вниз.

Чрезвычайно интересно сравнение лучевых скоростей линий высокого и низкого уровней в центре диска над невозмущенными областями. Очевидно, эти скорости свободны от эффекта вращения и вихревых движений.

Оказывается, что линии низкого уровня смещены по отношению к линиям высокого уровня к фиолетовому концу. Например, линия нейтрального кальция (4227) смещена сравнительно с H и K на 6,5 Å, что эквивалентно скорости 0,49 км в сек. к фиолетовому концу. Это явление объясняется восходящими токами в нижних слоях. Очевидно, такие токи на Солнце явление обычное, представляя собой одну из важнейших черт общей циркуляции газов солнечной атмосферы.

Общее магнитное поле Солнца

Достаточно сильные магнитные поля, существующие в солнечных пятнах, как мы знаем, вызывают появление зеемановских компонентов спектральных линий, которые могут поочередно „тушиться“ соответствующими полярископическими приспособлениями. В более слабых магнитных полях зеемановские компоненты отсутствуют, ибо их взаимное расстояние (пропорциональное напряжению поля) весьма мало. Мы можем здесь ожидать

(даже при достаточно мощной дисперсии) только некоторого расширения линий. Испытание последних на эффект Зеемана может быть также произведено полярископически. Вместо „тушения“ одного компонента, мы будем иметь „тушение“ крайней части линии, а следовательно изменение ее длины волны, то есть смещение. При противоположных положениях полярископического прибора эти смещения должны быть равны, но противоположны по знаку. Измерение этого смещения должно дать напряжение магнитного поля. Основываясь на подобных соображениях, Хейл (1913 г.) сделал попытку определения общего магнитного поля Солнца, исследуя полярископически линии в различных частях солнечного диска, не возмущенных пятнами.

Наблюдения, произведенные на Маунт Вилсон в третьем порядке дифракционного спектра (1 мм = 0,2 Å), дали положительный результат и показали, что Солнце, как целое, представляет собой, подобно Земле, намагниченную сферу. Смещение линий (следовательно, напряжение магнитного поля) достигает максимума на широте $\pm 45^\circ$, с минимумами у экватора и полюсов. По Фан Маанену (van Maanen) магнитные полюса находятся достаточно близко от полюсов вращения Солнца. Наклонность i -магнитной оси к оси вращения и период p оборота магнитного полюса (в днях) оказались.

$$i = 6^\circ.0 \pm 0^\circ.4$$

$$p = 31^\circ.52 \pm 0^\circ.28.$$

Изменение напряжения поля с высотой над фотосферой может быть исследовано при помощи линий различного уровня. Определяя смещение отдельных линий и зная их гипотетические уровни над фотосферой, можно построить кривую, дающую напряжение поля в гауссах в функции высоты. Результаты этих исследований, произведенных Сирсом (Seares), можно формулировать следующим образом. Магнитное поле Солнца быстро ослабевает с высотой. Его напряжение на уровне 250 км над фотосферой равно 55 гауссам, тогда как на уровне 450 км оно падает до 10 гауссов. Это замечательное явление получило название „радиального ограничения общего магнитного поля Солнца“. До сих пор еще нет его удовлетворительного теоретического объяснения. Соответствующие попытки Чепмана (Chapman) и Росс Гана (Ross Gun) оказались не весьма удачными.

Только два небесных тела дают нам сведения о космических магнитных явлениях — Земля и Солнце. Интересно, поэтому, сравнить между собой данные, относящиеся к земному и солнечному магнетизму. Напряжение земного поля оказывается значительно ниже напряжения поля солнечного. Среднее значение магнитной силы для поверхности Земли — порядка 0,1 гаусса, тогда как для Солнца над самой фотосферой оно в 500 раз больше. Другое различие — в направлении силовых линий. Магнитные силовые линии пересекают поверхность Земли под боль-

шими углами и замыкаются достаточно далеко над поверхностью. Явление „радиального ограничения магнитного поля Солнца“, наоборот, показывает, что силовые линии пересекают поверхность Солнца под малыми углами и идут почти параллельно ей. Общей характеристикой магнетизма Земли и Солнца является малый наклон магнитной оси к оси вращения, для Солнца этот угол, как мы видели, равен 6° (вероятно он несколько меньше), для Земли—около 12° . Это обстоятельство подчеркивает возможность того, что происхождение магнетизма Земли и Солнца одинаково. К сожалению, несмотря на то, что земной магнетизм изучается в течение больше чем трех столетий, его происхождения является до сих пор одной из самых трудных космических загадок.

Хейл и Бабкок (Babcock) на Маунт Вилсон сделали попытку обнаружения общего электрического поля Солнца, которое должно было бы проявляться в расщеплениях линий специального типа (эффект Штарка). Попытка привела к отрицательным результатам. Впрочем, этого можно было ожидать и на основании теоретических соображений. Панекук показал, что в атмосфере типичной звезды электрическое поле не может превосходить 10^{-7} вольт на см.

V. Теория солнечной атмосферы

В книгах о Солнце, вышедших лет двадцать тому назад, можно найти целые главы, посвященные различным теориям Солнца, старавшимся объяснить самые сложные вопросы солнечной физики. Все эти теории в настоящее время или устарели или в лучшем случае представляют собой ряд гипотез, не обоснованных ни математически, ни физически. Современная теория солнечной атмосферы, отвечающая требованиям, предъявляемым обычно к научным теориям, возникла весьма недавно—каких-нибудь пятнадцать лет тому назад. Появление квантовой теории и успехи общей теории теплового излучения и поглощения позволили сделать то, чего нельзя было добиться прежде—количественного определения различных характеристик солнечной атмосферы и исследования природы сил, полем действия которых является последняя.

Однако, проблема „теории Солнца“ имеет две стороны. Это, во-первых, теория солнечной атмосферы и, во-вторых, теория внутреннего строения Солнца. Эти две стороны существенно отличаются друг от друга. Солнечная атмосфера—это то, что мы можем наблюдать и наблюдаем или ежедневно, или в моменты полных солнечных затмений. В этой области накоплено множество фактов наблюдения. Задача теории—связать воедино эти факты, объяснить их. Совершенно иначе стоит вопрос о внутреннем строении Солнца. Внутренние слои Солнца недоступны прямому наблюдению. Единственно, что мы знаем, это—„условия на поверхности“, то-есть опять-таки факты, связанные с сол-

нечной атмосферой. В этой области мы, естественно, еще блуждаем в потемках. О внутреннем строении Солнца и источниках его лучеиспускания мы знаем не больше того, что о внутреннем строении звезд. Представляется поэтому целесообразным соединить эти вопросы и изучить их в специальной главе о внутреннем строении Солнца, выделив проблему солнечной атмосферы и изучив её сначала.

Несомненно, солнечная атмосфера не есть явление чисто статическое. Само существование грануляции, пятен и протуберанцев указывает на то, что в солнечной атмосфере непрерывно совершаются огромные с нашей земной точки зрения движения. Другими словами, атмосфера Солнца должна изучаться с динамической точки зрения. Нет сомнения, что пятна, потуберанцы,

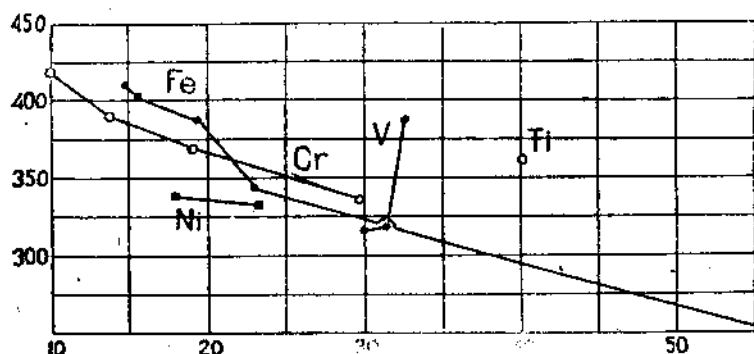


Рис. 31. Изменение напряжения магнитного поля Солнца с высотой (Маунт Вилсон). Абсциссы — напряжение поля в гауссах, ординаты — высота в километрах. Различные кривые относятся к различным элементам.

грануляция и не могут изучаться иначе. Однако, оказывается весьма полезным также и первое, очень грубое приближение, рассматривающее солнечную атмосферу как статическое образование. Как увидим дальше, подобная статическая модель Солнца при всей своей простоте дает нам очень много для понимания солнечной атмосферы.

Лучистое равновесие солнечной атмосферы

Основные условия равновесия солнечной атмосферы были найдены в 1906 г. Карлом Шварцшильдом (Schwarzschild) в классической работе, являющейся основой всего современного прогресса физики Солнца. Рассматривая солнечную атмосферу в целом, как статическое образование (то-есть отвлекаясь от местных нарушений равновесия в пятнах и т. д.), мы должны предполагать, что в ней не происходит никакого прогрессирующего накопления лучистой энергии (или уменьшения запаса последней). Это условие может быть сформулировано следующим образом:

всякий элемент солнечной атмосферы излучает ровно столько энергии, сколько он поглощает извне. В этом и заключается лучистое равновесие солнечной атмосферы, поддающееся точной математической трактовке. Будем вместе с Шварцшильдом пренебрегать кривизной слоев, что в первом приближении всегда можно сделать ввиду большой величины радиуса Солнца. Далее, будем предполагать вещество атмосферы „серым“, то-есть коэффициент поглощения его независимым от длины волны. Наконец, упростим еще более проблему, рассматривая ее в одном измерении. В этом случае распространение энергии совершается в двух направлениях: в виде потока I вверх и потока I' в противоположном направлении, то-есть вниз. Ось OX примем направленной вертикально вверх. Пусть ρ —плотность вещества, k —его полный коэффициент поглощения, рассчитанный на единицу массы, j —полное излучение в данном направлении вещества, рассчитанное на грамм и секунду. Рассмотрим изменение потока I на единицу длины, то-есть $\frac{dI}{dx}$. Очевидно, он ослабляется поглощением, теряя $k\rho I$, но усиливается излучением вещества в противоположном направлении, то-есть на величину ρj . По закону Кирхгофа $j = kE(T)$, где E —черное излучение, соответствующее температуре вещества T .

Уравнение переноса энергии в положительном направлении OX есть очевидно:

$$\frac{dI}{dx} = -k\rho I + k\rho E,$$

а для отрицательного направления, меняя знак, где это надо,

$$\frac{dI'}{dx} = k\rho I' - k\rho E.$$

Введем новую переменную τ —так называемую „оптическую глубину“, связанную с x зависимостью

$$d\tau = -k\rho dx.$$

Тогда уравнения переноса напишутся

$$\frac{dI}{d\tau} = I - E; \quad \frac{dI'}{d\tau} = E - I'.$$

С другой стороны, формулированное выше условие лучистого равновесия дает

$$k\rho(I + I') = 2k\rho E.$$

Принимая его во внимание, складывая и вычитая уравнения переноса энергии, получаем

$$\frac{d(I + I')}{d\tau} = I - I'; \quad \frac{d(I - I')}{d\tau} = 0.$$

Интегрирование дает

$$I - I' = C; \quad I + I' = G\tau + C_1.$$

Постоянная C есть, очевидно, „чистый поток“ энергии в положительном направлении, то-есть наблюдаемый поток F , причем ясно, что

$$C = F = \sigma T_e^4,$$

где T_e^4 — эффективная температура наблюдаемого излучения, то-есть Солнца, σ — постоянная закона Стефана—Больцмана. Постоянную C_1 определим из условия на границе атмосферы. Здесь $\tau = 0$; кроме того $I' = 0$, ибо мы пренебрегаем, конечно, ничтожной энергией, получаемой Солнцем из мирового пространства. Наконец, ясно, что на границе атмосферы Солнца $I = F$.

Значит, пограничные условия таковы:

$$\text{при } \tau = 0, \quad I' = 0, \quad I = F.$$

Отсюда определяем произвольную постоянную $C_1 = F$. Разрешая полученные интегралы относительно I и I' , легко находим

$$I = F \left(1 + \frac{\tau}{2} \right) = \sigma T_e^4 \left(1 + \frac{\tau}{2} \right); \quad I' = \frac{1}{2} F\tau = \frac{\sigma}{2} T_e^4 \tau.$$

Отсюда мы можем найти значение E

$$E = \sigma T^4 = \frac{I + I'}{2} = \frac{\sigma T_e^4}{2} (1 + \tau),$$

где T — температура вещества, предполагая, что последнее излучает, как черное тело. Этот результат дает нам одно чрезвычайно важное соотношение. Пусть T_1 — температура на границе атмосферы, то-есть там, где $\tau = 0$. Мы легко получаем

$$T_1 = T_e \sqrt[4]{\frac{1}{2}} = 0,84 T_e.$$

Распределение температуры в функции оптической глубины выражается формулой

$$T^4 = \frac{T_e^4}{2} (1 + \tau).$$

Отсюда можно получить связь между T и P — полным давлением (то-есть суммой гидростатического и светового давления). Условие равновесия атмосферы дает:

$$dP = -g\rho dx = \frac{g}{k} d\tau.$$

Считая g и k постоянными и полагая, что $P = 0$, когда $\tau = 0$, найдем

$$P = \frac{g}{k} \tau.$$

Вставляя это значение τ в выражение для T^* , имеем

$$T^* = \frac{1}{2} T_s \left(1 + \frac{k}{g} P \right)$$

Для более глубоких слоев фотосферы τ существенно больше единицы. Поэтому приближенно

$$P \sim T^*.$$

Такова зависимость между P и T для атмосферы в лучистом равновесии. Мы воспользуемся ею дальше в теории солнечных пятен.

Милн в ряде замечательных работ обобщил теорию Шварцшильда на случай атмосферы в двух измерениях, то-есть, учитывая наклонность лучей к вертикали. Теория приводит к интегральному уравнению, решение которого Милном в свое время вызвало критику с математической стороны. Ныне после оживленной дискуссии это решение признано правильным. Для распределения температуры Милн получает:

$$T^* = \frac{T_s}{2} \left(1 + \frac{3}{2} \tau \right).$$

Кроме того, Милн сделал из теории лучистого равновесия следующий вывод. Если $I(0, \theta)$ — интенсивность солнечного излучения ($\tau = 0$) под углом к прямой, соединяющей наблюдателя с центром Солнца, а $I(0, 0)$ — таковая для центра видимого диска, то по теории лучистого равновесия для „серого“ материала должно быть

$$\frac{I(0, \theta)}{I(0, 0)} = \frac{2 + 3 \cos \theta}{5},$$

то-есть коэффициент „потемнения к краю“ должен быть $u = 2/5 = 0,6$, ибо мы видели на стр. 23, что наблюдаемое распределение полной интенсивности по диску Солнца может быть удовлетворительно представлено формулой

$$\frac{I(0, \theta)}{I(0, 0)} = 1 - u + u \cos \theta.$$

Коэффициент $u = 0,6$ хорошо представляет наблюдения, но еще лучше последние представляются коэффициентом $u = 0,54$. Это служит хорошей проверкой существования лучистого равновесия в солнечной атмосфере. Небольшое отклонение от теории могло бы быть объяснено наличием фраунгоферовых линий, поглощающих около 15% полного излучения Солнца. При помощи тщательного спектрофотометрического анализа Миннаэрт, действительно, нашел, что η — доля полной энергии Солнца, поглощенная фраунгоферовыми линиями (эта энергия, разумеется, излучается в других частотах), равна 0,15. К сожалению, гармонию теории с наблюдениями несколько нарушил ученик Миннаэрта Мильдерс, который нашел, что $\eta = 0,083$. При настоящем

состоянии теории и наблюдательных данных было бы трудно ожидать совершенного согласия между ними.

За год до появления статьи Шварцшильда английский физик Шустер (Schuster) дал решение другой задачи, которая в отличие от „проблемы Шварцшильда“ носит название „проблемы Шустера“. Последняя заключается в следующем.

Допустим, что слой газа, толщиной H , способный производить монохроматическое рассеяние энергии частоты ν , помещен перед яркой излучающей поверхностью с потоком энергии G_ν . Требуется определить интенсивность излучения в частоте ν по прохождении слоя, если оптическая его толщина известна. Пренебрегая собственным излучением слоя, находим уравнения переноса (для проблемы в одном измерении)

$$\frac{dI_\nu}{dx} = -s_\nu \rho I_\nu + \frac{1}{2} s_\nu \rho (I_\nu + I'_\nu),$$

$$\frac{dI'_\nu}{dx} = s_\nu \rho I'_\nu - \frac{1}{2} s_\nu \rho (I_\nu + I'_\nu)$$

где s_ν — коэффициент рассеяния на единицу массы. Вводя „оптическую глубину“ $\sigma_\nu = - \int_0^x s_\nu \rho dx$, преобразовываем наши уравнения

в виду

$$\frac{dI_\nu}{d\sigma_\nu} = I_\nu - \frac{1}{2} (I_\nu + I'_\nu),$$

$$\frac{dI'_\nu}{d\sigma_\nu} = -I'_\nu + \frac{1}{2} (I_\nu + I'_\nu).$$

Вычитая, находим $\frac{d(I'_\nu - I_\nu)}{d\sigma_\nu} = 0$, так что условие лучистого равновесия (постоянство потока) осуществляется автоматически. Отсюда $I_\nu - I'_\nu = C$. Сложение уравнений и интегрирование результата дает

$$I_\nu + I'_\nu = C_1 + C\sigma_\nu.$$

Условия на границах таковы:

Когда $x = -H$, то есть $\sigma_\nu = \sigma_1 = \int_0^H s_\nu \rho dx$, то $I_\nu = G_\nu$, то есть

вступающему в слой потоку. Далее, когда $\sigma_\nu = 0$, $I'_\nu = 0$, а I_ν равно искомому значению интенсивности I_ν^0 излучения, покидающего слой. Отсюда легко получаем

$$C = C_1 = \frac{G_\nu}{1 + \frac{\sigma_1}{2}}$$

и наконец

$$R = \frac{G}{1 + \frac{\sigma_1}{2}}.$$

Очевидно, эта формула выражает интенсивность спектральной линии в функции интенсивности соседнего непрерывного спектра. Более точное решение (принимая во внимание различный наклон лучей) дает

$$R = \frac{G}{1 + \frac{3}{2}\sigma_1}.$$

Несомненно „проблема Шварцшильда“, имеющая дело с веществом, поглощающим и излучающим, а не только рассеивающим в определенных частотах, более соответствует реальным условиям солнечной атмосферы. Зато „проблема Шустера“ дает нам интенсивность отдельной линии поглощения (R/G), хотя и при весьма идеализированных условиях.

Необходимо строго различать те условия, при которых решения проблем Шварцшильда и Шустера имеют физическое значение. Анализируя первую проблему, мы предполагали, что элемент объема газа излучает как черное тело, обладая коэффициентом поглощения, независящим от длины волны. Это может быть, конечно, только тогда, когда газ обладает достаточной плотностью для того, чтобы квантовое излучение в отдельных линиях было путем столкновений между „носителями“ излучения известным образом перераспределено по всему спектру. Столкновения не только „разряжают“ возбужденные атомы; они вместе с тем ведут к превращению выделенной квантовой энергии в энергию поступательного движения, поддерживая высокую температуру слоя и его температурное излучение. Идеальный случай этого рода и есть термодинамическое равновесие, столь хорошо изученное современной теорией излучения. Насколько близки атмосферные слои Солнца к термодинамическому равновесию? Совершенно очевидно, что в верхних весьма разреженных слоях (например, хромосфере) роль столкновений между атомами или между атомами и электронами настолько мала, что о приближении к термодинамическому равновесию здесь говорить не приходится. Зато в более глубоких слоях в фотосфере плотность уже настолько велика, что столкновения начинают играть решительную роль. Эту область Миля называет область „местного термодинамического равновесия“. По определению „вещество в данной точке находится в местном термодинамическом равновесии при температуре T , если излучение его таково, каким оно было бы в строго термодинамическом равновесии при температуре T , будучи заключенным в изотермическую оболочку при той же температуре“. В этой области условия проблемы Шварцшильда осуществляются, ибо, помимо всего

прочего, здесь имеет место лучистое равновесие для всего взятого в целом излучения.

Совсем иначе обстоит дело в более высоких слоях, напр., в хромосфере. Здесь роль столкновений ничтожна, и атомы имеют возможность совершать свои квантовые переходы беспрепятственно, селективно поглощая энергию соответствующих частот из общего потока энергии, излучаемого фотосферой, оставаясь совершенно прозрачными для всех остальных частот. Поглощенную в определенных частотах энергию атом излучает без изменения частоты. Таким образом здесь осуществляются (с известным приближением) условия задачи Шустера — монохроматическое равновесие в определенных частотах.

Итак, с современной точки зрения фотосфера есть область местного термодинамического равновесия, тогда как хромосфера есть область монохроматического лучистого равновесия. Обращающий слой, повидимому, представляет собой переходную зону¹.

Сообразно этим характеристикам обе указанные области должны отличаться друг от друга и в отношении действующих в них сил, если оставить в стороне силу тяжести, которой одинаково подчинены обе области. В фотосфере основную роль играет гидростатическое давление и общее световое давление. В более высоких слоях с их малой плотностью начинает преобладать селективное световое давление.

Теория лучистого равновесия, усовершенствованная и развитая Милном, позволяет вычислить для разных значений τ — оптической глубины в фотосфере — значения температуры T , общего светового давления p' и p — гидростатического давления. В нижеследующей таблице даны численные результаты, полученные Милном в 1929 г. Абсолютные значения линейной глубины h не имеют значения, ибо они зависят от неопределенной аддитивной произвольной постоянной.

Физическое состояние фотосферных слоев

Глубина в км h	Оптическая глубина τ	Световое давление p'	Гидроста- тическое давление p	Температура в градусах T	Плотность в г/см ³ ρ
11,9	0,009	1,405	6,72	4840	$3,36 \times 10^{-10}$
21,4	0,103	1,600	23,2	5000	$11,2 \times 10^{-10}$
31,1	0,582	2,595	64,5	5650	$27,7 \times 10^{-10}$
40,7	1,650	4,81	139,6	6590	$51,0 \times 10^{-10}$
47,7	2,854	7,30	222	7310	$73,3 \times 10^{-10}$
59,8	6,03	13,91	444	8540	126×10^{-10}
67,0	8,57	19,17	625	9300	613×10^{-10}

¹ Эта картина нуждается в критическом дополнении. Повидимому, уже достаточно близко от поверхности Солнца начинают играть роль характерные для туманностей циклические переходы, дающие преобладание излучению над поглощением в нерезонансных линиях. Эти циклические переходы ограничивают область монохроматического лучистого равновесия в таких интенсивных нерезонансных линиях, как, напр., H_{α} .

Эта таблица наглядно показывает все уменьшающуюся роль общего светового давления с глубиной. Хотя абсолютные значения h в таблице роли не играют, изменение ρ с h весьма замечательно. Слой, соответствующий $\tau = 0,009$ и слой $\tau = 6$ отстоят по вертикали всего на 48 км. Между тем мы едва ли в состоянии оптически проникнуть внутрь атмосферы глубже слоя $\tau = 4$ ибо $\tau = 4 = 0,008$, то-есть этот слой практически скрыт от нас непрозрачностью верхних слоев. Эти вычисления показывают, насколько непрозрачна фотосфера и объясняют, почему мы видим ее резко очерченной. Коэффициент поглощения фотосферного газа огромен. Если k — коэффициент поглощения на единицу массы, то оказывается, что для слоев

$$\begin{aligned}\tau = 0,009, k &= 75, \\ \tau = 8,57, k &= 367.\end{aligned}$$

Прежде чем оставить фотосферные слои, нам необходимо несколько остановиться на теоретическом законе распределения интенсивности в непрерывном спектре Солнца, выводимом из условия лучистого равновесия в смысле Шварцшильда. Фотосфера дает тот непрерывный спектр, на который накладываются фраунгоферовы линии. Этот непрерывный спектр есть результат сложения излучения различных фотосферных слоев, разной глубины, температуры, а, следовательно, и различного распределения интенсивности. Даже если отдельные слои и излучают согласно закону черного тела соответственно их эффективной температуре, не ясно, в какую кривую интенсивности сложатся эти частные кривые. Ответ на этот вопрос дается Милном на основании теории лучистого равновесия. Оказывается, что теоретическая кривая спектрального распределения для звезды эффективной температуры T , находящейся в лучистом равновесии, очень мало отличается от спектрального распределения излучения черного тела той же температуры. Первая лишь слегка смещена по отношению ко второй в направлении фиолетовой части спектра. Таким образом становится понятным, почему в первом (и довольно грубом) приближении Солнце излучает как черное тело.

Давление и ионизация в солнечной атмосфере

Как было упомянуто на стр. 55, первые попытки определения „эффекта давления“ в солнечном спектре, то-есть смещения линий, аналогичных смещениям в лабораторных источниках света, находящихся под большими давлениями, давали для давления в обрабатываемом слое Солнца величину порядка 5—7 атмосфер. Поэтому принималось без дальнейших доказательств, что на поверхности Солнца царят давления, в несколько раз превышающие привычное нам атмосферное давление. В настоящее время взгляды на этот вопрос радикально изменились. Теперь не подлежит никакому сомнению, что давление в солнечной атмосфере чрезвычайно мало. Росселл (Russell) в своей

работе, вышедшей в 1924 г., дал восемь доказательств в пользу этого положения. Мы остановимся только на наиболее несомненных в современных аргументах.

Сен Джон в поисках эффекта Эйнштейна произвел чрезвычайно точное исследование длин волн тех линий солнечного спектра, которые особенно чувствительны в лабораториях к изменению давления. Он приходит к заключению, что давление в обрабатываемом слое составляет ничтожную долю атмосферного.

Некоторые линии Sr, Ba и Ca, получаемые в лабораторных источниках света, при атмосферном давлении представляются весьма расплывчатыми. Они становятся резкими только тогда, когда источник помещается в вакууме. Между тем в солнечном спектре эти линии чрезвычайно резки, что указывает на очень малое давление в обрабатываемом слое — много меньше, чем 0,1 атмосферы.

Несомненно, лучший критерий величины давления дает ионизация элементов на поверхности Солнца — изучение нормального спектра Солнца с точки зрения ионизационной формулы. Приближенная формула ионизационного равновесия Шара (Saha), приводимая нами в приложении 3

$$\log \frac{x}{1-x} = -5048 \frac{I}{T} + \frac{5}{2} \log T - \log p_e - 6,5$$

дает связь между x отношением числа ионизированных атомов данного элемента к полному числу его атомов, при температуре T , ионизационном потенциале элемента I (в вольтах) и давлении электронов p_e (логарифмы везде десятичные). Для данного I и T она дает p_e (в атмосферах), если известно x .

Рассмотрим обратимую реакцию



то есть ионизацию кальция. Для этой реакции потенциал ионизации $I=6,09$ вольт. Пользуясь уравнением Шага, мы можем вычислить процент ионизированных атомов x при различных абсолютных температурах и давлениях. Мы получаем следующую таблицу.

Ионизация кальция в процентах

p_e (в атмосферах) \ T	10	1	10^{-1}	10^{-2}	10^{-4}	10^{-6}
2000					$1,4 \cdot 10^{-3}$	
3000					1	
4000				2,8	26	9
5000		2	6	20	90	93
6000	2	8	26	64	99	
7000	7	23	68	91		
8000	16	46	84	98		
10000	46	85	98			
12000	76	96				
14000	90					

← Полная ионизация

Известно, что линии Ca II (H и K) являются наиболее интенсивными линиями фраунгоферова спектра. С другой стороны, весьма заметна и линия нейтрального кальция Ca I 4227. Отсюда следует, что в обрабатываемом слое Ca I не совсем еще ионизирован, но, вероятно, здесь число атомов Ca II значительно больше числа атомов Ca I. Наша таблица в таком случае показывает, что давление электронов в обрабатываемом слое должно быть меньше 0,01 атмосферы; в действительности оно значительно ниже.

Интенсивности различных линий нейтральных атомов („дуговые линии“) и сравнение их с интенсивностями линий ионизированных атомов („искровые“ линии) дают возможность определения p_e в обрабатываемом слое по формуле Шага на основании знания температуры Солнца. Это приводит к величинам порядка $10^{-5} - 10^{-4}$ атмосфер в зависимости от изучаемых линий и высоты их эффективных уровней. Гидростатическое давление будет, конечно, больше p_e , ибо оно складывается из давления нейтральных атомов, ионов и электронов. Пусть p_1 есть давление нейтральных и ионизированных атомов, а p — гидростатическое давление. Очевидно

$$p = p_1 + p_e.$$

Если далее N — число атомов в единице объема, а n_e — число свободных электронов, то закон идеального газа дает

$$\frac{p_1 + p_e}{p_e} = \frac{p}{p_e} = \frac{N + n_e}{n_e}.$$

Для вычисления p по p_e надо знать среднюю ионизацию на Солнце, а это требует знания его химического состава. При низких температурах почти все свободные электроны являются следствием ионизации металлов, при более высоких температурах, когда начинается ионизация водорода, столь обильного в звездах, основным источником свободных электронов является последний. В обрабатываемом слое оба источника свободных электронов (металлы и водород) одинаково обильны. Росселл рассчитывает, что среднее x для обрабатываемого слоя Солнца примерно 0,02. Это довольно незначительная ионизация по сравнению, например, с таковой горячих звезд как Вега, для которой средний x равен 0,70 (ионизация 70%). Если вычисления Росселла правильны, гидростатическое давление в обрабатываемом слое Солнца должно быть раз в 50 больше электронного давления.

Росселл подверг ионизацию в атмосфере Солнца специальному исследованию. Особенно поучительным оказалось сравнение фраунгоферова спектра со спектром пятен. В пятнах, как мы знаем, температура значительно ниже, чем в невозмущенных местах обрабатываемого слоя. На основании формулы Шага мы имеем основание предполагать, что ионизация в пятнах будет ниже нормальной (мы можем отвлечься от небольшого понижения давления в пятнах). Нижеследующая таблица дает про-

цент нейтральных атомов при $T = 6000^\circ$ (обращающий слой) и 4000° (температура пятна взята черезчур низкой).

Ионизация щелочных атомов в обращающем слое и в пятнах

Элементы	I в воль- тах	Проц. нейтральных атомов для		Максимальная ин- тенсивность линии	
		4000°	6000°	Солнце	Пятна
Li	5,37	66,9	1,9	нет	5
Na	5,11	48,9	1,1	30	90
K	4,32	8,8	0,2	6	15
Rb	4,16	5,7	0,2	нет	1
Sc	3,81	2,2	0,1	нет	?

Мы видим, что в согласии с теорией линии нейтральных атомов щелочных элементов значительно усилены в пятнах. Весьма интересен рубидий (Rb). Теория показывает, что в обращающем слое Rb совершенно ионизирован; наоборот, есть некоторая вероятность найти RbI в спектрах пятен. Специальное исследование, сделанное после этого предсказания теории, действительно привело к открытию слабой линии RbI в пятнах и линии RbII в нормальном спектре Солнца. Таким образом указанное на стр. 55 усиление линий „дуги“ в спектре пятен нашло свое теоретическое объяснение. Большая работа Мисс Моор о спектрах пятен (1932 г.) завершила исследования Росселла в этой области и привела в стройную систему наши знания об атомных линиях в спектрах пятен. Давление в пятнах, вычисленное на основании ионизационной формулы, оказалось несколько меньше давления в обращающем слое. По Мисс Моор p_e для пятна равна $0,60 \pm 0,10$ той же величины для нормального обращающего слоя.

Так как для водорода $I = 13,5$ вольт, то в солнечной атмосфере он очень мало ионизирован. Действительно, даже при $p_e = 10^{-3}$ ат. и $T = 7000^\circ$ оказывается ионизированным всего 1% атомов водорода. Некоторую, еще не разъясненную аномалию обнаруживает барий (BaI). Хотя его ионизационный потенциал (5,19 вольт) почти в точности равен таковому для NaI (5,11), он оказывается почти совершенно ионизированным в обращающем слое, тогда как NaI, образует хорошо известный и весьма интенсивный желтый дублет D_1 и D_2 . Таблица ионизационных потенциалов приложена в конце этой книги (стр. 184).

Следует отметить, что повышение интенсивности „искровых“ линий в хромосфере и повижение таковой для „дуговых“ линий хорошо согласуется с теорией ионизации, ибо при почти одной и той же температуре, что и обращающий слой, хромосфера гораздо разреженнее последнего.

Как мы увидим ниже, наблюдаемый контур линии поглощения позволяет на основании классической теории излучения найти число атомов, которыми данная линия производится. После этого можно на основании ионизационной формулы определить T , то-есть температуру обращающего слоя или вернее того излу-

чения, которое производит ионизацию. Такое исследование, представляющее собой по существу обращение обычного применения формулы Шага, было сделано Ф. Д. Вулли (Wooley) в Англии на основании наблюдения контуров Н и К во фраунгоферовом спектре. Вулли получает $T=6310^\circ$, что находится в полном согласии с другими определениями эффективной температуры Солнца.

Формула ионизации в том виде, в каком она изложена на предыдущих страницах, разумеется, весьма груба и должна быть рассматриваема как первое приближение. Более точная формула (на основании статистической механики) была выведена Фаулером и Милном. Последнему принадлежит весьма глубокий анализ всей проблемы.

Контурь фраунгоферовых линий. Число атомов, производящих линии

Вид контуров фраунгоферовых линий и астрофизическое их значение очень долго не привлекали к себе внимания астрономов, несмотря на то, что ими еще двадцать пять лет тому назад (Н и К) занимался Шварцшильд, который интуитивно чувствовал их значение. В дальнейшем все внимание исследователей было направлено на приложение квантовой физики к астрофизическим явлениям, причем эти приложения давали очень мало основ для какой-либо, хотя бы самой грубой теории контуров. В 1928 г. немецкий физик Унсельд (Unsold) с успехом приложил к фраунгоферову спектру старую, довольно забытую классическую формулу, которая неожиданно открыла перед нами истинный „Сезам“ информации о солнечной атмосфере. Работа Унсельда открыла новую главу астрофизики, за ней последовало несколько десятков теоретических и наблюдательных работ.

Для того, чтобы понять, что произошло, мы должны начать немного издалека. Рассмотрим осциллятор, который, как известно, состоит из отрицательного электрона, связанного квази упругими силами так, что он может совершить около своего положения равновесия колебания с частотой ν_0 . На основании классической теории этот осциллятор при излучении испытывает затухание, теряя свою энергию, вследствие чего его излучение не может оставаться монохроматическим. Подобный осциллятор излучает линию малой, но конечной ширины. Эта ширина носит название „естественной“, она равна $0,6 \cdot 10^{-4}$ А, не зависит от λ и остается той же для всех спектральных линий. Если на осциллятор падает радиация частоты ν , он начинает совершать вынужденные колебания, причем энергия внешнего излучения идет на поддержание колебания осциллятора, которые в противном случае быстро бы затухли. Классическая теория, развитая Фойгтом (Voigt) еще в 1912 г., показывает, каким образом это поглощение распределяется между различными частотами ν в функции разности $\nu - \nu_0$, где ν_0 есть собственная частота осциллятора, со-

ответствующая середине линии. Формула Фойгта в несколько упрощенном для применения виде такова:

$$s_r = \frac{2\pi e^4 \lambda_0^2 f}{3m^2 c^4 (\lambda - \lambda_0)^2},$$

где s_r — коэффициент поглощения (правильнее — рассеяния), рассчитанный на один поглощающий атом, e и m — заряд и масса электрона, c — скорость света, λ и λ_0 — длины волн в данном месте линии и в ее центре, f — некоторый коэффициент, различный для различных линий, численное значение которого в важнейших случаях известно. Важно отметить, что эта формула применима лишь к резонансным линиям (строго говоря, ее нельзя применять к Бальмеровым линиям). Напомним также, что формула Фойгта относится к поглощению, являющемуся следствием „лучистого затухания“ (radiation damping).

Все вышесказанное относится к неподвижным атомам. В действительности, атомы обладают температурным движением по закону Максвелла сообразно температуре газа T . Вследствие этого излучение каждого атома должно давать свою линию, которая смещена по принципу Допплера, вследствие индивидуальной скорости атома. Сложение всех этих элементарных линий дает общую линию поглощения, ширина которой $\Delta\lambda$ пропорциональна

$\sqrt{\frac{T}{M}}$, где M — масса атома. Это расширение линий носит назва-

ние „Допплера“, в противоположность вышеописанному расширению вследствие лучистого затухания. В действительности в атмосфере Солнца имеют место оба эффекта. Можно, однако, показать, что термический эффект Допплера, будет влиять главным образом на центр линии, тогда как лучистое затухание определяет собой форму внешних частей линии — ее „крылья“. Эффект лучистого затухания можно также определить как эффект „обилия“ атомов, производящих данную резонансную линию.

Для приложения формулы Фойгта к контурам солнечных линий Унсельд пользуется „идеализацией Шустера“. Как мы видели, этот приближенный метод исследования солнечной атмосферы основывается на предположении, что над фотосферой, излучающей как черное тело, находится атмосфера, которая рассеивает свет фотосферы только в определенных частотах, находясь в состоянии монохроматического лучистого равновесия. При этом, как мы знаем, относительная интенсивность линии в данной длине волны есть

$$I(\nu) = \frac{I_0}{G_\nu} = \frac{1}{1 + \frac{3}{2} \sigma_1} = \frac{1}{1 + \frac{3}{2} \int_0^H s_\nu \rho dx},$$

где s_ν — коэффициент рассеяния, определяемый формулой Фойгта — Унсельда, ρ — атомная плотность, которую мы считаем однородной, а H — высота атмосферы.

Далее имеем:

$$\int_0^N s_p dx = s_p M \cdot N,$$

где M — масса атома, а N ни что иное, как полное число атомов в столбе атмосферы с основанием 1 см^2 , производящих данную линию поглощения.

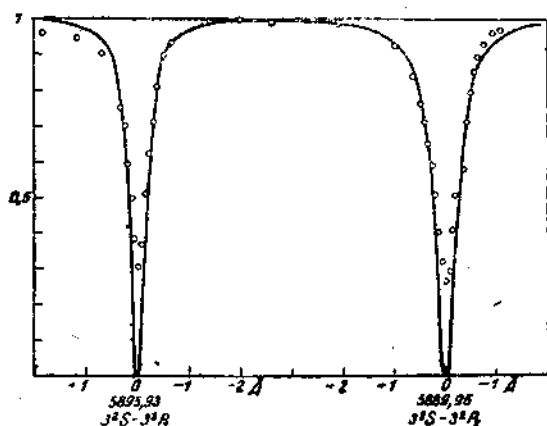


Рис. 32. Теоретические и наблюдаемые контуры натриевого дублета D_1 и D_2 в солнечном спектре (Унсельд). Кругами изображены наблюдаемые интенсивности

Пользуясь этим методом, Унсельд был в состоянии, на основании потсдамских наблюдений, найти N для ряда элементов на Солнце. Вот его результаты:

Число атомов, производящих линии в спектре Солнца

Элемент	$N \cdot 10^{-16}$	Элемент	$N \cdot 10^{-16}$
Na I	0,026	Sr II	0,021
Al I	0,070	Ca I	0,034
Ca II	23,3	Sr I	0,0001

Отсюда видим, что число атомов Ca I составляет несколько больше $0,1\%$ числа атомов Ca II. Это показывает, что давление в обрабатываемом слое должно быть значительно ниже 10^{-3} .

Так как масса Ca атома равна $68 \cdot 10^{-24}$, то масса всего Ca II, производящего интенсивные линии H и K, порядка 10^{-3} г. Это показывает, насколько разрежена солнечная атмосфера. Масса столба ее с основанием в 1 см^2 наверно меньше 1 г — она порядка 10^{-3} . Эта ничтожная масса производит столь большой

Комбинируя этот результат с формулой Фойгта, мы получим окончательное выражение для распределения интенсивности в линии поглощения, определяемое одним только неизвестным N . Итак, изучение контура линии спектрофотометрическим путем приводит к определению N — числа атомов, производящих данную линию.

Теоретические и наблюдаемые контуры линий D_1 и D_2 натрия показаны на рис. 32.

эффект фраунгоферовых линий только вследствие огромного поглощения для длин волн, соответствующих линиям спектра (расчитывая на атом).

Классическая формула рассеяния, приведенная выше, дает $s_r = \infty$ для $\lambda = \lambda_0$, иначе говоря, в центре линии поглощения интенсивность равна нулю. Наблюдения все же показывают, что решительно все линии солнечного спектра (равно как и звездных спектров) имеют центральные интенсивности заметно отличные от нуля. Правда, известную часть наблюдаемой центральной интенсивности следует отнести за счет употреблявшихся спектрографов, которые всегда дают некоторый рассеянный свет, накладывающийся на фраунгоферовы линии и являющийся следствием рассеяния света в призмах или на штрихах дифракционных решеток. Употребление монохроматоров, в основном сводящихся ко второй щели, не допускающей рассеянного света, конечно, уменьшает наблюдаемую центральную интенсивность, никогда, впрочем, не доводя ее до исчезновения.

Нижеследующая таблица, заимствованная из работы Теккерера (Thackeray) в английском Кембридже, дает значения центральных интенсивностей фраунгоферовых линий r — с монохроматором и r_0 — без монохроматора. За единицу принята интенсивность непрерывного спектра по соседству с линией

	K	H _{α}	H _{β}	Ca I 4227
r	0,077	0,154	0,152	0,036
r_0	0,113	0,282	0,225	0,087

Чем же объяснить это расхождение теории с наблюдениями в случае, например, такой резонансной линии как K? Вначале сам Унзельд предполагал, что центральная интенсивность вносится атомными столкновениями. Это объяснение, однако, было вскоре отвергнуто. Ввиду малой плотности обрабатываемого слоя столкновения могут дать центральную интенсивность порядка 0,01, тогда как наблюдаемый эффект, как мы видели, достигает 0,1. Вулли полагает, что центральная интенсивность фраунгоферовых линий обусловливается нарушением монохроматического равновесия вследствие наличия циклических переходов, характерных для туманностей. Благодаря последним линия испытывает самообращение, вернее — начинающееся самообращение. Гипотеза Вулли заслуживает большого внимания.

Состав солнечной атмосферы

В числе других факторов интенсивность данной линии в фраунгоферовом спектре зависит еще и от относительного количества атомов соответствующего элемента в атмосфере Солнца. Определение относительного количества, или, как говорят, сбилиа (abundance) различных элементов в атмосфере Солнца представляет собой, конечно, одну из основных задач современной астрофизики. Возможность подобных определений покоится на

применении метода Унсельда к линиям различных элементов в целях определения N — числа атомов, производящих линию. Зная N и условия ионизации, можно затем определить абсолютное количество атомов элемента во всех состояниях ионизации. Этот результат, разумеется, будет весьма неточен, однако, он может обеспечить определение относительных значений, то-есть „обилия“ различных элементов в солнечной атмосфере.

Очень важную попытку в этом направлении сделал Росселл в 1929 г. Для этого он „калибровал“ ролендовскую шкалу интенсивностей путем сравнения ролендовских интенсивностей отдельных линий мультиплетов с их теоретическими интенсивностями. Это непосредственно давало „калибрационную кривую“ для перевода ролендовских оценок в истинные относительные интенсивности.

Результаты Росселла таковы. Шесть металлических элементов (Na, Mg, Si, K, Ca и Fe) составляют 95%, массы солнечной атмосферы. Общее число металлических атомов над квадратным сантиметром поверхности Солнца равно $8 \cdot 10^{20}$. Относительное обилие некоторых металлов в целях иллюстрации дано ниже.

Обилие металлов по весу

(Единица = 100 мг на 1 м²)

Fe — 1000	K — 250	La — 0,008
Ca — 200	Zn — 5	Eu — 0,004
Mg — 1500	Sr — 0,15	Pb — 0,003
Na — 400	Ag — 0,001	
Si — 600	Ba — 0,25	

Соединения представлены в солнечной атмосфере лишь в небольших количествах, наиболее обилен из них циан (CN), „обилие“ которого в вышеуказанных единицах равно только 0,04.

Исключительно обилен по объему водород. Солнечная атмосфера содержит (по объему) 60% водорода, 2% гелия, 2% кислорода, 1% металлов, составляющих 95% по весу, и, наконец, 0,8% свободных электронов. Результирующее давление у основания обращающего слоя оказалось равным $5 \cdot 10^{-2}$ ат. Вообще говоря, „обилие“ различных элементов в солнечной атмосфере довольно близко к таковому в земной коре. Грубо говоря, химические составы солнечной атмосферы и Земли довольно близки друг к другу, если оставить в стороне водород, который на Солнце гораздо обильнее, чем в земной коре. Повидимому, последняя потеряла свой водород еще в то время, когда она обладала достаточно высокой температурой.

Динамика солнечных пятен

Ряд весьма важных вопросов, относящихся к солнечным пятнам (происхождение, периодичность и т. д.), остается в настоящее время совершенно невыясненным; перспективы на будущее также не весьма блестящи. Единственно, о чем мы

можем говорить — это о динамике пятен, оставляя в стороне основной вопрос, — причины их образования.

Видимое понижение температуры в области пятен сравнительно с температурой фотосферы (соответственно 5000 и 6000°) указывает на то, что в пятне происходит превращение энергии, излучаемой более низкими слоями Солнца. Эта энергия должна превратиться в кинетическую и потенциальную энергию газа, проявляющуюся в различных движениях внутри пятна. Самым простым объяснением этого была бы гипотеза превращения данной энергии в энергию вращательного движения вихря-пятна. Аналогия с земными торнадосами и смерчами объяснила бы нам понижение температуры в тени и полутени, так как вихревое движение вызывает понижение давления, то-есть расширение газа (которое в первом приближении можно считать адиабатным) с последующим падением температуры. Наблюдения, однако, показывают (явление Эвершеда), что траектории частиц в пятне отнюдь не представляют собой плоских концентрических окружностей. Вытекание газа из пятна со скоростью порядка 2 км в сек. свидетельствует о сильном восходящем движении газов в пятне, вследствие чего траектории частиц в пятне превращаются в спиральные.

Интересно отметить, что старые схемы солнечных пятен уделяют особенное внимание вращательному движению. Открытие эффекта Эвершеда обнаружило существование на поверхности пятна компонента скорости, перпендикулярного к оси пятна, свидетельствующего о вытекании газа из пятна, что может быть лишь в случае наличия восходящих движений внутри пятна. С течением времени этому вертикальному (конвекционному) компоненту скорости стали придавать большее значение, чем компоненту, являющемуся следствием вращения. Действительно, спектроскопически вращение пятен наблюдалось лишь в редких случаях. Так же редко наблюдалось вращение и визуальным путем. Кемпфф (Kempff) в Потсдаме специально исследовал пятна (1891 — 1893 гг.) вытянутой формы с целью обнаружить вращение их больших осей. Из 638 пятен только 13 показали вращение. Для разных пятен угловое суточное вращение было различно — от 7 до 35°. В среднем оно было 15°, то-есть период оборота был около 24 дней. Все эти данные, а также и некоторые теоретические рассуждения приводят к выводу о том, что конвекционные движения в пятнах имеют гораздо большее значение, чем движения вращательные.

Пятно представляет собой весьма сложное термо- и гидродинамическое явление, которое следует рассматривать с точки зрения общей циркуляции газа в возмущенной области. Восходящий в пятне охлажденный газ вытекает в фотосферу (явление Эвершеда) и движется в последней вдоль соответствующей поверхности уровня до тех пор, пока он не примет обычной для фотосферы температуры. Однако, так как пятно представляет собой достаточно прочное образование, должно существо-

вать непрерывное поступление газа у основания пятна, которое поддерживает его жизнь, как механического и термодинамического явления. Рассматривая вопрос гидродинамически, нетрудно прийти к выводу о необходимости существования местных циркуляционных движений, связанных с пятном. А именно, вытекший из пятна газ, приняв температуру фотосферы, должен начать опускаться в невозмущенной пятнами области, а затем, двигаясь горизонтально, втекать в пятно на уровне его основания. Применяя гидродинамический принцип (уравнение непрерывности), нетрудно показать, что нисходящее движение в невозмущенной области должно совершаться со значительно меньшей скоростью, чем восходящее движение в пятне.

Основной вопрос заключается в том, как изменяется состояние газа в пятне во время его восхождения. На первых шагах является естественной гипотеза о том, что газ, восходя, расширяется настолько быстро, что не успевает обменяться теплом с окружающими его фотосферными слоями. Эта гипотеза *адиабатного* расширения газа кажется естественной при условии, что можно пренебречь нагреванием газа пятна излучением нижележащих слоев, а также возможным выделением энергии вследствие рекомбинационных явлений в его верхних частях, связанных между прочим с образованием молекулярных соединений. Допуская, что расширение в пятне действительно адиабатно, можно поставить следующую задачу: зная T_1 , P_1 и T'_1 — температуру и давление в фотосфере и температуру пятна (на уровне фотосферы), определить T_0 и P_0 — температуру и давление у основания пятна (которое должно быть равным по определению „основания пятна“ соответствующим величинам для нормальных слоев Солнца на том же уровне). Имеются различные решения этой задачи. Наиболее простое принадлежит Росселлу. Оно сводится к следующему.

Для фотосферы на основании теории лучистого равновесия (стр. 98) мы можем принять $T \sim P^{1/4}$. Для пятна, на основании гипотезы об адиабатном расширении газа $T \sim P^{\frac{k-1}{k}}$, где k — отношение теплоемкостей при постоянном давлении и постоянном объеме. Вследствие этого мы имеем для фотосферы

$$\frac{T_1}{T_0} = \left(\frac{P_1}{P_0} \right)^{1/4},$$

а для пятна

$$\frac{T'_1}{T_0} = \left(\frac{P'_1}{P_0} \right)^{\frac{k-1}{k}},$$

где P'_1 есть давление в пятне на уровне фотосферы. Разумеется, вследствие расширения газа в пятне должно быть $P'_1 < P_1$. Однако, более точные вычисления показывают, что падение давления в пятне по сравнению с фотосферой вообще мало; мы примем поэтому $P'_1 = P_1$ как первое приближение. Заменяя

таким образом P'_1 через P_1 и комбинируя два вышеприведенных уравнения, легко получаем:

$$\frac{T'_1}{T_1} = \left(\frac{P'}{P_0} \right)^{\frac{3k-4}{4k}} = \left(\frac{T_1}{T_0} \right)^{\frac{3k-4}{k}}.$$

Отсюда, зная из наблюдений отношение $T'_1 : T_1$, то-есть эффективных температур пятна и фотосферы, можно найти T_0 , а затем P_0 , то-есть температуру и давление того слоя Солнца, в котором зарождается пятно. Решение зависит от принятого значения k , которое должно быть между $5/3$ (одноатомный газ) и $3/2$ (двуатомный газ). В итоге получаем

k	T_0	P_0
$5/3$	12 000°	16 P_1
$3/2$	20 000°	130 P_1

если принять $T_1 = 6000^\circ$, а $T'_1 = 4000^\circ$.

Так как давление в фотосфере возрастает с глубиной чрезвычайно быстро, давление в 16 P_1 или 130 P_1 достигается на небольших глубинах — порядка ста километров. Это показывает, что, если основная предпосылка об адиабатном расширении пятна правильна, пятно должно быть весьма „мелким“ образованием, зарождаясь очень неглубоко под видимой поверхностью фотосферы. Весь вопрос в том, насколько правильна основная предпосылка об адиабатном расширении. В 1930 г. Мили указал на то, что наличие излучения нижних слоев фотосферы существенно меняет положение не в пользу адиабатной гипотезы и нашел, что световое давление в пятне играет немаловажную роль.

В 1932—1933 гг. этот вопрос был подвергнут радикальной ревизии в двух работах: Н. А. Козырева (Пулково) и Миннаэрта и Вандерса (Wanders) в Голландии.

Рассматривая уравнение сохранения энергии для движущихся в пятне газовых масс, Козырев показывает, что происходящий процесс не может быть адиабатным именно благодаря переносу тепла излучением. Принимая, что область пятна находится в состоянии лучистого равновесия, Козырев находит, что основание пятна значительно глубже, чем думали раньше; эта глубина — порядка 5000 км.

Миннаэрт и Вандерс приходят к подобному же результату совершенно иным путем. Они детально анализируют те следствия адиабатной теории пятен, которые могут быть проверены наблюдениями. Для понимания дальнейшего необходимо найти зависимость между температурой и оптической глубиной, как для адиабатной области, так и для области, находящейся в лучистом равновесии. Обозначим для обеих областей соответствующие величины через T' , τ' , T и τ . Мы знаем, что для адиабатной области

$$T' \sim P'^{\frac{k-1}{k}},$$

кроме того, если принять постоянный коэффициент поглощения и пренебречь изменением силы тяжести g (стр. 97)

$$P \sim \tau,$$

откуда для адиабатной области

$$T' = C\tau'^{\frac{k-1}{k}},$$

где C — постоянно. Для области лучистого равновесия зависимость между T и τ уже была найдена на стр. 98 в виде:

$$T = \frac{T_0}{2^{1/4}} \left(1 + \frac{3}{2} \tau \right)^{1/4}.$$

Рассмотрим элемент газа, излучающего как черное тело по закону Планка в направлении, составляющем угол θ с соответствующим ему радиусом Солнца, и находящегося на оптической глубине τ' под поверхностью фотосферы. Очевидно, излучение этого газового элемента, дойдя до наблюдателя, испытает поглощение в отношении $e^{-\tau' \sec \theta}$ к единице.

Предположим далее, что этот элемент находится внутри пятна. Легко понять, что полная интенсивность пятна для длины волны λ , находящегося на угловом расстоянии θ от центра Солнца, будет

$$I_{\lambda}(\theta) = \frac{C_1}{\lambda^5} \int_0^{\tau'_0} \frac{e^{-\tau' \sec \theta} \sec \theta d\tau'}{e^{C_2/\lambda T} - 1},$$

где $C_1 = \text{const}$, а τ'_0 — оптическая глубина основания пятна (мы предполагаем, что газ пятна излучает как черное тело и пользуемся выражением закона излучения Планка). Совершенно аналогично для участка фотосферы, прилегающей к пятну, мы получаем

$$I_{\lambda}(\theta) = \frac{C_1}{\lambda^5} \int_0^{\infty} \frac{e^{-\tau \sec \theta} \sec \theta d\tau}{e^{C_2/\lambda T} - 1},$$

ибо для фотосферы $\tau_0 = \infty$. Вставляя в $I_{\lambda}(\theta)$ и $I_{\lambda}(\theta)$ выражения для T' и T в функции τ' и τ , мы путем численного интегрирования можем найти как закон $\frac{I'_{\lambda}(\theta)}{I_{\lambda}(\theta)}$, то-есть относительное распределение интенсивности в пятне для центра Солнца, так и $I'(\theta)$, то-есть закон изменения, напр., фотографической яркости пятен в функции их расстояния θ от центра Солнца.

Сравнение результатов этих вычислений с данными наблюдений приводит к чрезвычайно интересным результатам. Оказывается, что если пятно является „адиабатной“ областью, его интенсивность должна существенно зависеть от угла θ , а именно — контраст между пятном и фотосферой должен быстро

возрастать от центра солнечного диска к его краю. Наблюдения, сделанные на Маунт Вилсон, однако, показали, что контраст „пятно — фотосфера“ остается практически неизменным по солнечному диску. Еще более серьезное разногласие между теорией и наблюдением относится к кривой $I_{\lambda}(\theta)/I(\theta)$, дающей относительное распределение энергии в пятне и фотосфере в функции длины волны λ . Оказывается, что выведенная из наблюдений Петита и Никольсона кривая $I_{\lambda}(\theta)/I(\theta)$ весьма отличается от теоретической, основанной на предположении об адиабатном характере пятен. А именно, если совместить обе кривые для $\lambda = 500 \text{ м}\mu$, то — есть в зелено-синей части, то окажется, что пятно излучает в инфракрасных лучах в несколько раз больше, чем это разрешается „адиабатной“ гипотезой.

Совсем другие результаты получают Миннаэрт и Вандерс, исходя из предположения, что пятно, так же как и фотосфера, находится в состоянии лучистого равновесия, но при более низкой температуре, чем последняя. В этом случае $I'(\theta)/I(\theta)$ практически не зависит от θ , то — есть контраст „пятно — фотосфера“ одинаков по всему диску Солнца. Мало того, в этом случае кривая распределения интенсивности $I_{\lambda}(\theta)/I(\theta)$ достаточно хорошо представляет наблюдения Петита и Никольсона. Все эти обстоятельства заставляют думать, что газ пятен находится не в адиабатном, но в лучистом равновесии; последний же результат непосредственно приводит к заключению о том, что пятно зарождается довольно глубоко под поверхностью фотосферы.

Мы оставляем „адиабатную“ гипотезу с известным сожалением, ибо адиабатное охлаждение восходящих газов представляет собой, повидимому, единственный достаточно мощный процесс, который в состоянии поддержать пониженную температуру в пятне. Поэтому Миннаэрт и Вандерс предполагают, что начальное охлаждение пятна происходит настолько глубоко под его видимой поверхностью, что лежащие над этими низкими слоями газы, составляющие тень и полутень пятна, практически находятся в состоянии лучистого равновесия при более низкой температуре, чем фотосфера.

Гипотеза вихревой структуры пятен, как известно, явилась той нитью, которая привела Хейла к открытию явления Зеемана в пятнах, то — есть магнитных полей. Можно было бы надеяться, что более точная теория пятен объяснит эти магнитные поля и в количественном отношении. Эти надежды, к сожалению, не оправдались. Если отнести возникновение магнитных полей в пятнах за счет вращательного движения свободных зарядов (электронов или положительных ионов), можно, на основании известной величины напряжения магнитной силы в пятнах, вычислить общий электростатический заряд пятна. Последний оказывается весьма большим. Если бы он существовал в действительности, вблизи пятен и в них самих можно было бы ожидать весьма большого Штарк-эффекта (расщепление спектральных

линий на компоненты в электрическом поле). На деле подобных эффектов не наблюдается. Это показывает, что гипотеза Хейла не может объяснить магнетизма пятен.

Гораздо естественнее объяснение, данное в 1919 г. Ларморов (Larmor). Знаменитый английский физик основывается на явлении втекания газа в область пятна у основания последнего и вытекания его у поверхности. Если горизонтальное втекание газа у основания пятна происходит в области вертикального магнитного поля Солнца, то должен возникнуть электрический ток вокруг оси пятна. Магнитный эффект этого тока должен состоять в усилении общего магнитного поля внутри пятна на подобие известного эффекта в динамо. Гипотеза Лармора была недавно подвергнута критике Каулингом (Cowling), который предлагает рассматривать магнитное поле в пятнах, как возмущения общего магнитного поля Солнца. В общем вопрос этот еще весьма далек от своего решения.

Основной вопрос всей физики Солнца — это проблема его периодичности. К сожалению, до настоящего времени все попытки теоретически объяснить периодичность солнечных пятен неизменно терпели неудачу. Любопытно отметить, что старые теории Солнца начинались как раз с объяснения этого загадочного явления. В настоящее время, наоборот, последнее мыслится как завершение всей физики Солнца, от которого мы еще весьма далеки. Современные теоретики поэтому все свое внимание сосредоточили на выяснении термодинамической и гидродинамической природы пятен, оставляя будущему объяснение их периодичности.

Теория хромосферы

Хромосфера ставит перед нами ряд чрезвычайно интересных и трудных проблем. Основная трудность ее объяснения была формулирована достаточно давно и заключается в следующем. Как мы знаем, исследование спектра „вспышки“ показывает, что на высоте 14 000 км над краем Солнца количество атомов Ca II еще достаточно велико для того, чтобы производить интенсивные линии H и K. С другой стороны, ввиду малой плотности хромосферы на таких сравнительно небольших высотах, к атомам Ca II всегда может быть применен закон идеального изотермического газа. Если, следовательно, мы предположим, что хромосфера находится в гидростатическом равновесии, то на высоте h над поверхностью Солнца плотность Ca II атомов выразится известной формулой гидростатики

$$\rho = \rho_0 e^{-mgz/kT} = \rho_0 e^{-\beta z},$$

где ρ_0 — плотность Ca II на поверхности $z=0$ (фотосферы), m — масса Ca II атома, g — ускорение тяжести, T и k — температура и постоянная Больцманна. Еще раз напоминаю, что эта формула предполагает изотермическое равновесие, которое в

хромосфере несомненно приблизительно осуществляется. На основании сказанного выше $T = T_{\odot} = 5000^{\circ}$ (в круглых числах), далее $m = 68 \cdot 10^{-24}$, $g = 2,7 \cdot 10^4$, $k = 1,4 \cdot 10^{-16}$, то-есть $\beta = 26 \cdot 10^{-7}$. Значит на высоте 10000 км $= 10^9$ см плотность Ca II атомов в e^{-2600} раз меньше, чем на уровне фотосферы. Даже учитывая уменьшение эффективного атомного веса вследствие ионизации (то-есть принимая $m = 34 \cdot 10^{-24}$), мы все же найдем, что указанное отношение равно e^{-1300} . Другими словами, практически, на высоте 10000 км вовсе не будет Ca II атомов.

Учитывая этот вывод и результаты наблюдений, мы можем, следовательно, сказать, что кальциевая хромосфера не находится в простом гидростатическом равновесии, но что она поддерживается против силы тяжести какой-то силой, направленной снизу вверх. В 1920 г., основываясь на успехах квантовой физики, Шага (Saha) указал на то, что искомая сила есть селективное световое давление на Ca II атомы, вызванное поглощением ими резонансных линий H и K. Эта гипотеза была воплощена в форму математической теории Милном в ряде классических статей (1924—1928 гг). Теория Милна сводится к следующему.

Когда атом Ca II поглощает линию K ($\lambda = 3933 \text{ \AA}$) в потоке излучения, идущем от фотосферы, он получает на основании формулы Эйнштейна (приложение ж) приращение количества движения

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda} = 1,67 \cdot 10^{-22}, \text{ деля на } m = 68 \cdot 10^{-24}, \text{ мы видим, что после}$$

каждого акта поглощения соответствующей кванты атом получает приращение скорости $2,54 \text{ см. сек}^{-1}$. С другой стороны, для Солнца $g = 2,7 \cdot 10^4 \text{ см. сек}^{-2}$, что дает приращение скорости и направление сверху вниз равное $\frac{1}{4} \text{ км в секунду}$ в течение каждой секунды. Следовательно, для того, чтобы атом Ca II был в равновесии необходимо, чтобы он совершал $1,06 \cdot 10^4$ поглощений в секунду, что является вполне допустимым с точки зрения физики атома. Конечно, все эти поглощенные кванты будут атомом излучены. Однако, так как излучение направлено во все стороны, сообщаемые им изменения скорости будут равновероятны для всех направлений и оставят атом неподвижным. Только „стимулированные“ излучения имеют определенное направление — именно направление поглощенного потока энергии. По принципу „отдачи“ они, конечно, будут давать атому обратные приращения скорости.

Рассмотрим вопрос подробнее, считая, что дублет H и K слиты в одну линию (скажем K), так что атом совершает переходы от состояния 1 в состояние 2 с поглощением энергии $h\nu$, соответствующей линии K. Пусть n_1 и n_2 — числа атомов в первом и втором квантовом состоянии в единице объема, $I(\nu)$ — интенсивность возбуждающего излучения.

Если $B_{12} I(\nu)$ есть вероятность перехода $1 \rightarrow 2$ с поглощением кванты $h\nu$, то общее число поглощений единицы объема атомов в секунду будет $n_1 B_{12} I(\nu)$. При каждом поглощении кванты,

направленной под углом θ к вертикали, атом получит импульс вверх равный $\frac{h\nu}{c} \cos \theta$. Считая что $I(\nu)$ не зависит от θ и взяв среднее значение $\cos \theta$ по полусфере, то-есть

$$\overline{\cos \theta} = \frac{\int_0^{\pi/2} \cos \theta \sin \theta d\theta}{\int_0^{\pi/2} \sin \theta d\theta} = \frac{1}{2}.$$

найдем, что полный импульс вверх будет равен $\frac{1}{2} n_1 B_{12} I(\nu) \frac{h\nu}{c}$.

При этом мы пренебрегаем обратным импульсом вследствие стимулированного излучения, который вообще будет мал. В единицу времени импульс вниз, вследствие силы тяжести, равен $mg(n_1 + n_2)$. Пренебрегая газовым давлением и предполагая полное равновесие между селективным световым давлением и тяжестью, получим

$$\frac{1}{2} n_1 B_{12} I(\nu) \frac{h\nu}{c} = mg(n_1 + n_2). \quad (1)$$

С другой стороны, $I(\nu)$ равно „остаточной“ интенсивности линии в хромосфере на изучаемом уровне. Обозначая ее через $rI(\nu)$, где $I(\nu)$ — интенсивность излучения фотосферы, имеем

$$I(\nu) = r \frac{2\pi h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}, \text{ где } r < 1, \quad (2)$$

предполагая, что излучение фотосферы близ линии выражается законом Планка.

Далее, вспоминая соотношение Эйнштейна (прилож. д), имеем:

$$A_{21} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^2} B_{12} = \frac{1}{\tau} \quad (3)$$

где A_{21} — вероятность самопроизвольного перехода $2 \rightarrow 1$ с излучением кванты $h\nu$, а τ — продолжительность существования атома во втором квантовом состоянии — „средняя жизнь атома“. Из (2) и (3) получаем

$$B_{12} I(\nu) = \frac{1}{2\tau} \frac{r}{\frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}}, \quad (4)$$

а из (4) и (1), пренебрегая n_2 сравнительно с n_1 (формула Больцмана) и единицей сравнительно с $e^{\frac{h\nu}{kT}}$, имеем

$$mg\tau = \frac{1}{4} \frac{h\nu}{c} r e^{\frac{h\nu}{kT}}.$$

Для $T = 6000^\circ$ и $\lambda = 3950$ (средняя λ для H и K), $\frac{h\nu}{kT} = 6,0$.

Вставляя числовые значения m , g , ν , c , а также наблюдаемую остаточную интенсивность линии К в солнечном спектре — $r = 0,11$ — Милн получает:

$$\tau = 0,6 \cdot 10^{-8} \text{ сек и } A_{21} = 1,7 \cdot 10^8.$$

На самом деле, если учесть различные веса состояний 1 и 2 (именно $g_1/g_2 = 1/2$) и двойственность второго квантового состояния (дающего начало двум линиям — Н и К), A_{21} будет несколько меньше, а именно по Милну:

$$A_{21} = 0,8 \cdot 10^8.$$

Этот результат (в смысле порядка величины) вполне согласуется с соответствующими коэффициентами вероятности для водорода, определенных лабораторным путем Вином. Милн рассматривает поэтому свой результат как астрофизическое определение „средней жизни Са атома“ в возбужденном состоянии, доказывающее правильность предположения о том, что кальциевая хромосфера действительно, поддерживается селективным световым давлением.

Вышеизложенное следует рассматривать лишь как введение к полной теории хромосферы Милна, развитой им в последующих статьях. Эта теория была общепринятой в течение ряда лет и считалась одним из наивысших достижений теоретической астрофизики. В настоящее время против нее выдвинут ряд серьезных возражений (которых мы коснемся дальше) после которых она едва ли может найти много сторонников. Несмотря на все это, теория Милна, представляющая собой прекрасный образец законченной астрофизической теории, повидимому так или иначе останется исходным пунктом других, более совершенных и более отвечающих наблюдениям теорий. Все это заставляет нас изложить теорию хромосферы Милна с той полнотой, которую она заслуживает, помня, что она имеет далеко не только один исторический интерес.

Выведем закон плотности в кальциевой хромосфере, предполагая, что на ее верхней границе (то-есть на бесконечности) световое давление „поддерживает“ $1-\mu$ -ую часть ее веса. Если $\mu = 0$, то хромосфера „вполне поддерживается“ световым давлением. Как и раньше принимаем, что обе линии Н и К заменены одной линией и пренебрегаем различием „весов“ g_1 и g_2 . Для изотермического идеального газа (Ca II) гидростатическое давление $p = kT (n_1 + n_2)$, сила тяжести $= mg (n_1 + n_2)$. Принимаем, что хромосфера находится в монохроматическом лучистом равновесии для частоты ν , тогда поток энергии этой частоты (проекция интенсивности на внешнюю нормаль) $F_\nu = \text{const}$ для всей хромосферы, то-есть для всех высот x над уровнем фотосферы. Если α — атомный коэффициент поглощения, то импульс вверх, вследствие поглощения, равен $\frac{F_\nu \alpha n_1}{c}$. Стимулирован-

ным излучением мы пренебрегать теперь не будем. Так как по формуле Эйнштейна (прилож. д) коэффициент вероятности для последних $B_{21} I(\nu) = B_{12} I(\nu)$ и так как $a = B_{12} h\nu$ (см. прилож. е), то импульс вниз вследствие стимулированного излучения равен

$$\frac{F_2 a n_2}{c}.$$

Собирая все члены, мы можем написать следующее уравнение равновесия хромосферы (пренебрегая ее кривизной):

$$kT \frac{d}{dx} (n_1 + n_2) = -mg(n_1 + n_2) + \frac{F_2 a}{c} (n_1 - n_2), \quad (5)$$

где n_2 для точности мы уже не пренебрегаем. По условию на верхней границе ($\lim x = \infty$)

$$\frac{F_2 a}{c} = mg(1 - \mu) \frac{s + 1}{s - 1},$$

где $s = \lim \frac{n_1}{n_2}$ при $\lim x = \infty$.

Введем вместо x „оптическую глубину“ y формулой

$$dy = -a(n_1 - n_2) dx.$$

На границе ($x = \infty, y = 0$) $\frac{n_2}{n_1 - n_2} = \frac{1}{s - 1}$, на оптической же глубине y можно положить $\frac{n_2}{n_1 - n_2} = f(y)$. Эта $f(y)$ стремится к $\frac{1}{s - 1}$, когда $x \rightarrow \infty$ и $y \rightarrow 0$.

В первом приближении всегда можно принять линейный закон:

$$\frac{n_2}{n_1 - n_2} = \frac{1 + \gamma y}{s - 1}$$

где γ — постоянная. Далее $s = \lim \frac{n_1}{n_2}$ весьма велико. В термодинамическом равновесии при температуре T по формуле Больцманна $\frac{n_1}{n_2}$ порядка $e^{\frac{h\nu}{kT}} = e^{6.06}$ при принятых значениях T и ν .

Разумеется, хромосфера не находится в термодинамическом равновесии, однако отклонения от него здесь не могут быть очень велики. В силу этого $\frac{1}{s}$ мало и может быть пренебрегаемо сравнительно с единицей. При этих условиях

$$\frac{F}{c} = mg(1 - \mu), \quad \frac{n_1 + n_2}{n_1 - n_2} = 1 + \frac{2\gamma y}{s}.$$

Преобразуя уравнение (5) к переменному y , имеем

$$\alpha k T \frac{d}{dy} (n_1 + n_2) = mg \left(\frac{2\gamma y}{s} + \right),$$

что дает после интегрирования

$$n_1 + n_2 = \frac{mg}{\alpha k T} \left(\frac{\gamma y^2}{s} + \mu y \right). \quad (6)$$

Постоянная интегрирования равна нулю, ибо когда $x \rightarrow \infty$, $y \rightarrow 0$ и $n_1 + n_2 \rightarrow 0$.

Рассмотрим случай, когда $\mu = 0$. Он, очевидно, соответствует хромосфере, „вполне поддерживаемой световым давлением“.

Исключая из (6) $n_1 + n_2$ при условии $\mu = 0$ и уравнения $dy = -\alpha(n_1 - n_2)dx$, легко получаем

$$dx = -\frac{kT}{mg} \left(\frac{s}{\gamma y^2} + \frac{2}{y} \right) dy,$$

что дает после интегрирования

$$x - x_0 = \frac{kT}{mg} \left(\frac{s}{\gamma y} - 2 \log y \right), \quad (7)$$

где x_0 — постоянная интегрирования. Второй член в скобках мал сравнительно с первым и может быть пренебрегаем. После этого исключение y из (6) и (7) дает искомый закон распределения плотности с высотой

$$n_1 + n_2 = \frac{kT}{\alpha mg} (x - x_0)^{-2}. \quad (8)$$

Таким образом в хромосфере, „вполне поддерживаемой световым давлением“, плотность убывает с высотой весьма медленно. Милн находит, что постоянная $x_0 = 3600$ км и вычисляет, что от $x_0 = 3600$ км до 14 000 км плотность Ca II уменьшается в отношении 23:1.

Иначе обстоит дело в хромосфере, лишь „частично поддерживаемой световым давлением“. Рассмотрим случай μ не очень малого так, чтобы можно было пренебрегать y/s сравнительно с μ . В этом случае

$$dx = -\left(1 + \frac{2\gamma y}{s} \right) \frac{kT}{mg\mu y} dy.$$

Интегрирование дает

$$x - x_0 = -\frac{kT}{mg} \left(\frac{1}{\mu} \log y + \frac{2\gamma y}{s\mu} \right). \quad (9)$$

Отбрасывая второй член в скобках и исключая y из (9) и (6), находим закон распределения плотности в этом случае

$$n_1 + n_2 = \frac{\mu mg}{\alpha k T} e^{-\frac{mg\mu}{kT}(x-x_0)}, \quad (9')$$

то-есть экспоненциальный закон. Разница между этим законом и законом, соответствующим случаю обычного гидростатического равновесия — в наличии множителя μ , который всегда меньше единицы. Значит плотность Са II хромосферы, „частично поддерживаемой световым давлением“, падает все-таки медленнее, чем в случае хромосферы, находящейся в, обычном гидростатическом равновесии.

На основании всего вышесказанного Милн приходит к заключению, что Са II хромосфера на ее верхней границе ($x = \infty$) вполне поддерживается селективным световым давлением. Милн усовершенствовал свою теорию, принимая во внимание двойственность второго квантового уровня Са II, наличие других уровней в атоме и все же пришел качественно к тем же результатам. Теория Милна была обобщена на случай шаровой хромосферы Тэйлором.

Нетрудно показать, что хромосфера Милна, как целое, не обладает устойчивостью. Если поток энергии к линии К, идущей от фотосферы, уменьшается (например, над областью пятен), равновесие нарушается и соответствующая часть хромосферы низвергается. Это как будто объясняет нисхождение газов над областями пятен, открытое Сек Джоном. То же самое будет над нормальными областями фотосферы с местным нарушением равновесия. Низвергаемые атомы хромосферы будут поглощены обращаемым слоем и когда местное нарушение равновесия закончится, хромосфера снова начнет образовываться. Обратное, если в данной области фотосферы произойдет аномальное усиление излучения в линии К, равновесие хромосферы нарушится и атомы Са II начнут изгоняться из Солнца вовсе. Однако, нижние слои взлетающих вверх атомов, производя поглощение в линии К, будут действовать как непрозрачный экран. Увеличение поглощения снизу вновь установит равновесие в верхних слоях Са II атомов и хромосфера начнет снова образовываться. Таким образом теория Милна указывает на то, что хромосфера может время от времени падать вниз или взлетать вверх.

Для критического суждения о теории Милна следует вернуться к формулам (8) и (9'), в которые входит атомный коэффициент поглощения — α . Так как α есть средний коэффициент поглощения для линии, то его значение определяется из условия

$$\alpha \Delta\nu = \int_0^{\infty} \alpha_{\nu} d\nu,$$

где $\Delta\nu$ — „ширина“ линии. Вследствие этого в формулах (8) и (9') в числитель войдет $\Delta\nu$, которую Милн принимал соответствующей $\Delta\lambda = 1\text{Å}$. Умножая (8) или (9') на mdx и интегрируя от $x=0$ до $x=\infty$, можно получить N — число атомов Са II, находящихся над единицей поверхности фотосферы, тогда как само (8) и (9') дадут давление у основания хромосферы. Таким образом для случая хромосферы, „вполне поддерживаемой“ све-

товым давлением, Милн получает $N = 1,5 \cdot 10^{14}$ и давление $5 \cdot 10^{-16}$ атмосфер.

В 1931 г. американский астроном Д. Мензел (D. Menzel) произвел критическое исследование теории Милна и пришел к весьма неутешительным для нее результатам. Во-первых, коэффициент вероятности A_{21} , вычисленный на основании квантовой механики Цвааном (Zwaan), оказался равным $1,55 \cdot 10^8$, то-есть вдвое больше принятой Милном величины. Во-вторых, Мензел (в согласии с работой Унзельда) показал, что $\Delta\nu$ у К примерно в 30 раз меньше принятого Милном значения. Окончательная ревизия теории Милна приводит Мензела к заключению, что парциальное давление S_a у основания „вполне поддерживаемой хромосферы“ должно быть около $5 \cdot 10^{-16}$ атмосфер. Это соответствует абсурдно малому градиенту плотности в самой атмосфере: плотность на высоте 14 000 км была бы лишь в три раза меньше, чем у ее основания. При этих условиях интенсивность Н и К у основания хромосферы была бы по крайней мере в 10 раз меньше наблюдаемой интенсивности. К сожалению, эти же самые возражения могут быть противопоставлены и теории S_{aII} хромосферы, „частично поддерживаемой“ световым давлением.

Теория Милна не будучи в состоянии объяснить кальциевой хромосферы, оказывается совершенно бессильной перед лицом гораздо более трудных проблем водородной и гелиевой хромосферы. Обратимся к водородной хромосфере и начнем с того, что дают наблюдения.

Во время затмения 29 июня 1927 г. Паннекук и Миннаэрт с большой точностью исследовали интенсивность хромосферной H_γ на разных высотах над краем Солнца. Они нашли, что 1 см² хромосферы на высоте z см над краем Солнца излучает в секунду на единицу телесного угла

$$6,2 \cdot 10^{-5} e^{-1127y/a} \text{ эргов,}$$

где a — солнечный радиус в см. Наличие экспоненциального множителя показывает, что внутри хорды хромосферы соответствующей лучу зрения практически все излучение доставляется той частью, которая ближе всего находится к краю Солнца. При этих условиях, полагая $\eta = y/a$, легко показать, что если можно пренебрегать самопоглощением и если атомная плотность на высоте z над поверхностью Солнца (то-есть количество атомов водорода в пятом квантовом состоянии, производящих H_γ) выражается формулой $n_5 = Be^{-\mu z}$, где z выражено в частях a , то видимая интенсивность излучения выражается формулой

$$I = Ae^{-\mu z}. \text{ В самом деле, если } \xi = \frac{z}{a} \text{ — расстояние в колонне газа,}$$

измеряемое от ближайшей к краю точки, то, как видно из рис. 33,

$$z = \sqrt{(1+\eta)^2 + \xi^2} - 1 = \eta + \frac{\xi^2}{2},$$

пренебрегая η^2 по малости и степенями ξ^2 , так как в нижеследующем интеграле имеют значение на основании сказанного выше только малые значения ξ . Пренебрегая самопоглощением в колонне газа (в первом приближении это сделать можно), мы найдем, что наблюдаемая интенсивность, соответствующая лучу OP , пропорциональна N_s — числу атомов во всей колонне. Если n_s^0 есть атомная плотность на поверхности Солнца, то

$$N_s = 2n_s^0 a \int_0^\infty e^{-pz} dz = 2n_s^0 a e^{-p\eta} \int_0^\infty e^{-\frac{p\xi^2}{2}} d\xi = n_s^0 a \sqrt{\frac{2\pi}{p}} e^{-p\eta},$$

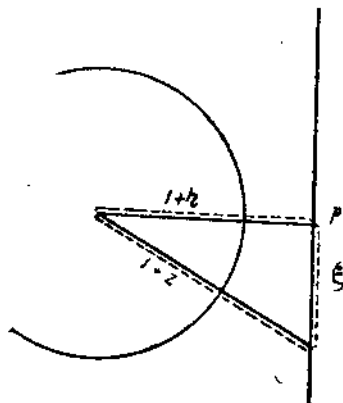


Рис. 33. К теории водородной хромосферы

что и требовалось доказать,

Так как эта теорема может быть обращена, то она показывает (на основании данных Паннекука — Миннаэрта), что число атомов водорода в пятом квантовом состоянии на высоте z см над поверхностью видимой фотосферы пропорционально e^{-1127z} . Другими словами, мы получили ту же формулу закона плотности, как и для случая изотермической атмосферы в гидростатическом равновесии, то-есть $e^{-\frac{mgz}{kT}}$. Остается вычислить коэффициент при z , полагая m — массе водородного атома $= 1,7 \cdot 10^{-24}$.

Подставляя, как раньше $T = T_e 2^{-14} = 5000^\circ$ (в круглых числах), $g = 2,7 \cdot 10^4$, $K = 1,4 \cdot 10^{16}$, мы находим, что в гидростатическом равновесии для водородной хромосферы $p = 4590$, тогда как наблюдения дают $= 1127$, то-есть в четыре раза меньше.

Таким образом здесь, как и в случае кальциевой хромосферы, наблюдения обнаруживают существование каких-то сил, действующих против силы тяжести и придающих хромосфере меньший градиент плотности, чем это требуется на основании упрощенной гидростатической теории. Однако, в вопросах водородной и гелиевой хромосферы мы встречаемся с особенными трудностями. Резонансные линии Ca II (H и K) расположены в фиолетовой части спектра — в области, где солнечная радиация еще достаточно интенсивна для того, чтобы было возможно говорить о значении светового давления на Ca II атомы. Наоборот, резонансная линия водорода, первая линия Лаймановой серии (L_α) имеет длину волны $122 \text{ м}\mu$ — она лежит в области спектра, где солнечное излучение совершенно ничтожно (потенциал возбуж-

дения L_α около 11 вольт). Между тем именно L_α должна давать ту радиацию, которая поддерживала бы водородные атомы, ибо на Солнце подавляющее число атомов H должно находиться именно в первом квантовом состоянии. Простое вычисление показывает, что это давление должно равняться $3,04 \cdot 10^{-21} n_1$ дин на см², где n_1 — число водородных атомов в первом квантовом состоянии в см³. Между тем сила тяжести для всех n водородных атомов (во всех квантовых состояниях) равна

$$45,5 \cdot 10^{-21} n \text{ дин на см}^2.$$

Так как $n > n_1$, то световое давление не может уравновесить даже $1/10$ силы тяжести для водородной атмосферы.

Указанная трудность не может быть устранена наличием ионизации части H атомов, понижающей средний атомный вес m и уменьшающей p в экспоненциальной формуле. Даже при полной ионизации водорода в хромосфере (вещь абсурдная) m , а, следовательно, и теоретическая p , уменьшается только в 2 раза. Еще большие трудности возникают в отношении гелиевой хромосферы, которая достигает высоты 7000 км над уровнем фотосферы в то время, как потенциал возбуждения наиболее важных линий гелия — свыше 20 вольт.

Первая попытка понять природу водородной хромосферы была сделана Мак Кри (Mc Crea). Он считает, что расширение водородной хромосферы есть следствие внутренних движений в ней. Эти движения хаотичны, беспорядочны или, как говорят — турбулентны (пример турбулентности — грануляция). По мнению Мак Кри, вычисляя гидростатическое давление, мы должны считать не только с индивидуальными скоростями атомов (чисто температурное движение), но и с групповыми, беспорядочными их скоростями (турбулентное движение), лишь бы размеры групп были достаточно малы. При значительном турбулентном движении T в гидростатической формуле относится именно к распределению скоростей турбулентности, которое принимается Максвелловым. При этих условиях T может быть в 4 раза больше $T = 5000^\circ$, принятого выше, что вполне объяснило бы малое значение p в определенном из наблюдений экспоненциальном законе изменения плотности водородной хромосферы.

Не подлежит сомнению, что турбулентные движения играют большую роль в механике солнечной атмосферы. Можно показать, что в условиях последней всякое относительное перемещение масс имеет тенденцию превратиться в турбулентное, то-есть беспорядочное движение. Наглядным примером последних могут служить быстрые перемены грануляции, рассмотренные нами в начале этой книги. Доказательством существования турбулентных движений в хромосфере может служить аномальная ширина хромосферных линий кальция, водорода и гелия. Так, по Унсельду ширина Ca II линий соответствует средней скорости движения атомов в 15 км в сек., причем характер контуров H и K исключает возможность того, что ширина этих линий является

следствием других причин сверх наложения эффектов движущихся атомов (Доплеров контур).

Между тем легко рассчитать, что средняя термическая скорость C_a атомов при температуре хромосферы равна около 1,7 км. Подобное же аномальное расширение хромосферных линий имеет место и в случае водорода и гелия. Это расширение обычно объясняется существованием турбулентных движений в хромосфере, дающих распределение скоростей, напоминающее термическое распределение, но со значительно большей средней скоростью.

„Турбулентная“ теория хромосферы Мак Кри исходит таким образом из достаточно ясных механических явлений. Однако, у нее есть основной и фатальный порок, заключающийся в неправильном обобщении понятия „температура“. На самом деле температура газа T (входящая в выражение экспоненциального закона плотности) определяется средней кинетической энергией отдельных атомов, независимо от того, движется ли газ в целом или он разделяется на столько струй, как в случае турбулентного движения. Другими словами, кинетическая энергия турбулентного движения (в противоположность энергии атомного движения) не дает „температурного“ эффекта, оставляя T , входящее в экспоненциальную формулу, неизменным.

Теория Мак Кри при всех своих недостатках имеет то преимущество, что она порывает с гипотезой статической хромосферы и рассматривает последнюю как явление динамическое. Действительно, основным недостатком теории Милна при всем ее изяществе является предположение о равновесии кальциевой хромосферы как целого. Это предположение само по себе мало вероятно по отношению к столь сложному образованию, как солнечная хромосфера. Именно поэтому из соображений устойчивости Милн и пришел к идее спорадически „обрушивающейся“ и возобновляющейся хромосферы. Тем не менее уже достаточно поверхностное наблюдение убеждает нас в том, что статическая теория хромосферы не годится даже в первом приближении. Сложная структура хромосферы с характерными „зазубринами“ на ее верхней границе, непрерывные изменения ее высоты, трудность отделить от хромосферы низкие протуберанцы — все это сулит статической теории мало хорошего и, наоборот, весьма благоприятно представлениям о хромосфере, как о динамическом явлении.

Интересная попытка в этом направлении была сделана недавно проф. Е. Перепелкиным в Пулкове. Он рассматривает хромосферу, как своеобразное накопление протуберанцев различной высоты и яркости; число их настолько велико, что отдельные протуберанцы перестают быть видимы, и вся хромосфера приобретает вид „горящей прерии“.

Не касаясь вопроса о тех силах, которые действуют в хромосфере, Перепелкин получает теоретический закон распределения яркости хромосферы в функции высоты над краем Солнца, для

чего надо знать $\varphi(H) dH$ — вероятность существования протуберанца с высотой между H и $H + dH$. Если задаться экспоненциальным законом $\varphi(H) \sim e^{-aH}$, то можно определить постоянную a из микрометрических измерений высоты хромосферы. В результате для закона распределения яркости водородной хромосферы Перепелкин получает опять таки экспоненциальный закон с параметром, мало отличающимся от определенного из наблюдений Паннекуком и Минаэртом (см. выше), что является весьма утешительным результатом для основной гипотезы, которая к тому же может объяснить и наблюдаемую ширину водородных линий хромосферы.

Работа Перепелкина дает новое представление о хромосфере и указывает хорошие основания для суждения о его правильности, однако, она ничего не говорит о тех силах, которые действуют в хромосфере, то-есть не объясняет последнюю как механическое явление. Подобные теории для динамической хромосферы были даны Чандрасекаром (1933 г.) и Росселандом (1932 г.).

Чандрасекар (Chandrasekhar) исходит из следующих соображений. Анализ спектрогелиограмм показывает, что относительная остаточная интенсивность (излагая теорию Милна, мы обозначали ее r) в линиях кальция и водорода не распределена равномерно по солнечному диску — от точки к точке она испытывает колебания, достигающие 100% и больше. Между тем именно этой остаточной интенсивностью r и определяется поток радиации в хромосфере, производящий селективное давление. Поэтому, Чандрасекар предполагает, что поток радиации в линиях Ca II и H имеет как бы „волнистое“ строение на поверхности Солнца. Далее он считает, что средний поток радиации как раз равен тому идеальному потоку, который дает по Милну „полную поддержку“ хромосферы. В тех областях, где поток меньше среднего, атомы ускоряются вниз, в местах максимума потока они ускоряются вверх. Все дело в установлении длины волны λ периодичности (в пространстве) потока энергии; если эта величина известна, движение атомов в хромосфере может быть изучено с достаточной полнотой и сравнено с наблюдениями. Анализ показывает, что (в зависимости от начальных условий движения) атомы могут описывать как периодические, так и непериодические орбиты. Последние соответствуют извержению атомов в бесконечность, то-есть протуберанцам. Наоборот, периодические орбиты соответствуют атомам, составляющим наблюдаемую хромосферу. Принимая (достаточно произвольно) $\lambda = 20\,000$ км, Чандрасекар определяет среднюю наблюдаемую скорость атомов и находит ее равной 17 км в сек. в согласии с определением Унсольда.

Теория Чандрасекара имеет много недостатков, в рассмотрение которых мы не будем здесь входить. Ее основное достоинство — в пионерском характере исследования. Однако, следует обратить внимание на то, что Чандрасекар все еще находится

в идейном плену у Милна, все еще вращается в круге его гипотез о роли светового давления и только расширяет их, рассматривая колебания около Милновской формы равновесия. Всем этим представлениям (быть может имеющим значение для теории кальциевой хромосферы) можно, однако, противопоставить вышеуказанное элементарное возражение: как объяснить роль светового давления для водорода и гелия, резонансные линии которых лежат в далекой ультрафиолетовой области спектра? Единственным ответом на этот вопрос явилось бы предположение о существовании на Солнце отдельных, достаточно малых, но густо „рассыпанных“ областей весьма высокой температуры. Эти области, которые Чандрасекар представляет в виде „гребней“ волн, могли бы дать недостающий импульс водороду и гелию и возбудить в хромосфере даже линию λ 4686 ионизированного гелия с ее огромным потенциалом возбуждения. Перед лицом неопределенности всей проблемы можно было бы согласиться с возможностью подобного объяснения, даже закрыв глаза на некоторые несообразности, которые из него вытекают. Но можно избрать и другой, более оригинальный путь. Можно предположить, что недостающий импульс доставляется хромосферным атомам не аномальным избытком энергичных квант, но корпускулярным излучением Солнца. Существование последнего есть несомненный факт, доказываемый, как увидим дальше, рядом геофизических явлений: полярными сияниями, возмущением магнитного поля Земли и т. д. Поэтому, представляется заманчивым положить в основу теории хромосферы и короны именно корпускулярное излучение Солнца. Этот путь был выбран известным норвежским теоретиком С. Росселандом (Rosseland) в одной из его блестящих статей.

Теория Росселанда имеет в виду объяснить как хромосферу, так и корону, а также особенности протуберанцев. В этой главе мы остановимся только на хромосфере. Росселанд предполагает, что фотосфера непрерывно излучает потоки весьма быстрых электронов. В состоянии электростатического равновесия эти извержения отрицательных частиц, давая положительный заряд оболочке Солнца, должны привести к компенсирующему оттоку от Солнца положительных ионов.

Все зависит от того, какова ионизация атмосферы (хромосферы) и насколько быстро происходит извержение электронов снизу. Если в основном хромосфера состоит из нейтральных атомов, все механическое действие потока электронов будет заключаться в том, что им будет увлекаться вверх небольшое количество положительных ионов, которые, сталкиваясь с нейтральными атомами, будут давать им импульс, направленный вверх. В результате хромосфера несколько расширится по сравнению со своим нормальным состоянием. Если хромосфера состоит из ионизированных атомов, она целиком будет охвачена электростатическим полем. Если потеря электронов будет настолько быстра, что она не сможет компенсироваться „испарением“ с поверхности

положительных ионов, хромосфера должна расширяться до тех пор, пока она не придет в состояние, допускающее отток положительных ионов, как раз компенсирующий потерю электронов.

Не имея возможности излагать теорию Росселанда во всей ее полноте, мы ограничимся рассмотрением простейшего случая. Будем пренебрегать кривизной слоев, то - есть займемся плоской задачей. По условию нейтральный газ расширившись остается в гидростатическом равновесии, так что все динамические явления ограничиваются потоками весьма быстрых электронов. Пусть число нейтральных атомов в единице объема — n , масса атома — m , а давление — P . Импульс единицы объема газа, направленный вверх и являющийся следствием столкновений с движущимися снизу частицами, равен cn , где c — постоянная. Положим ее равной βgm , где g — сила тяжести, β — новая постоянная. Гидростатическое уравнение для нейтрального газа имеет вид

$$\frac{dP}{dz} = nmg - \beta gnm.$$

И так как по основной теореме кинетической теории

$$P = nkT,$$

легко находим после интегрирования

$$n = C e^{-\frac{mg}{kT}(1-\beta)z}.$$

то - есть экспоненциальный закон изотермической хромосферы с уменьшенным градиентом плотности. По аналогии с теорией Милна такую хромосферу можно назвать „частично поддерживаемой электрическим полем“. Вышеприведенный пример, конечно, чрезвычайно элементарен. На самом деле теория Росселанда весьма богата возможностями. Усложняя проблему (напр., беря c переменным), можно получить ряд законов распределения плотности в хромосфере. Так, например, если $c \sim P$, получается закон $n \sim (z - z_0)^{-2}$, то - есть хромосфера, „вполне поддерживаемая электрическим полем“ и т. д. Основной интерес и так сказать доказательность теории Росселанда состоит в объединенном толковании всей солнечной атмосферы, включая сюда корону и протуберанцы. Мы вернемся к этому в последующем изложении. Недостаток теории заключается в невыясненности ее основного постулата, как и почему происходят извержения корпускул на Солнце? Если мы примем факт извержений как данное, не требующее дальнейших объяснений, теория Росселанда вполне удовлетворит тем требованиям, которые к ней могут быть предъявлены.

Есть основания думать, что гелиевая хромосфера доставит возможность решить вопрос о том „поддерживаются“ ли хромосферные слои избытком ультрафиолетовой радиации, или соответствующий импульс и возбуждение даются потоком корпускул.

Как мы уже говорили, пулковские наблюдения (Перепелкин и Мельников) подтверждают результат Минзэрта о том, что хромосферная линия D_2 достигает максимума интенсивности лишь на некотором расстоянии от края Солнца. Этот результат является совершенно необъяснимым, если добавочное возбуждение гелия получается за счет избытка ультрафиолетового излучения. С другой стороны, его легче объяснить наличием добавочной корпускулярной радиации Солнца, энергия которой вначале больше 21 вольт, требуемых для возбуждения D_2 , и достигает этой величины на известной высоте после ряда столкновений с частицами нижних слоев хромосферы.

Происхождение протуберанцев

Основной и все еще нерешенной задачей теории протуберанцев является выяснение природы тех сил, которые вызывают появление протуберанцев, создавая ускорения и поддерживая эти образования далеко над поверхностью Солнца. Нетрудно доказать, что протуберанец не может возникнуть как следствие простого теплового изменения газа фотосферы — его расширения. Допустим, что единица массы газа на поверхности Солнца, вначале неподвижная, начинает адиабатически расширяться, восходя вверх и приобретая вследствие этого все большую и большую скорость. Вычислим ту предельную скорость V , которую приобретает при этом единица массы, расширяясь от объема v_0 до объема ∞ . Если давление газа есть P , а начальное давление есть P_0 , имеем по закону адиабатического расширения

$$Pv^\gamma = P_0 v_0^\gamma \quad \left(\gamma = \frac{c_p}{c_v} \right).$$

Закон идеального газа дает, с другой стороны,

$$P_0 = \frac{k}{m} T_0 v_0^{-1},$$

где m — масса атома в граммах. Работа расширения единицы массы до стадии бесконечного рассеяния есть

$$\int_{v_0}^{\infty} P dv = \frac{k}{m} T_0 v_0^{\gamma-1} \int_{v_0}^{\infty} v^{-\gamma} dv = \frac{k}{m} \cdot \frac{T_0}{\gamma-1}.$$

Пренебрегая отрицательной работой силы тяжести, найдем верхний предел приобретенной скорости V .

$$\text{Интеграл живых сил дает } \frac{1}{2} V^2 = \frac{k}{m} \cdot \frac{T_0}{\gamma-1},$$

ибо начальная скорость газа по условию равна нулю. Подставляя $T_0 = 6000^\circ$, $\gamma = \frac{5}{3}$, а также значение постоянной Больцманна и массы атома, найдем C_a и H соответственно.

$$V = 2 \cdot 10^5 \text{ см.сек}^{-1} = 2 \text{ км.сек}^{-1} \text{ и } V = 13 \cdot 10^5 \text{ см.сек}^{-1} = 13 \text{ км.сек}^{-1}.$$

Это, разумеется, верхние пределы для приобретенных окончательно скоростей, ибо мы не принимали во внимание отрицательной работы силы тяжести во время восхождения газа, несколько уменьшающей V . Мы видим таким образом, что простое расширение газа не в состоянии дать тех огромных скоростей, которые наблюдаются в протуберанцах. Для возникновения и поддержания последних требуется наличие сил специального характера. Эти силы обычно связывают с селективным световым давлением фотосферного излучения.

В духе тех соображений, которые лежат в основе теории хромосферы Милна и Чандрасекара, мы могли бы рассуждать примерно так. Если над невозмущенными областями Солнца Ca II атомы поддерживаются в равновесии остаточной интенсивностью линий H и K, то над возмущенными областями, где эта интенсивность уменьшается или увеличивается, должно начаться движение атомов Ca II. Мы знаем, что уменьшение интенсивности линий H и K над пятнами вызывает падение газа, втекание последнего в пятна. Наоборот, над теми областями, где вследствие чисто местного повышения температуры фотосферы (факелы) остаточные интенсивности H и K увеличиваются, должно наблюдаться истечение газа, извержение протуберанцев с большими скоростями, если изменение температуры происходит внезапно. Новое состояние равновесия будет достигнуто только тогда когда изверженные атомы образуют достаточно толстый экран понижающий интенсивности H и K. Вычисление показывает, что таким образом атомы Ca II, действительно, могут приобрести огромные скорости.

К сожалению, дальнейший анализ показывает, что гипотеза светового давления наталкивается на значительное затруднение. Дело в том, что величина селективного светового давления должна быть, конечно, различна для атомов Ca II и водорода. Другими словами, формы протуберанцев в лучах Ca II и H должны быть различны. Между тем наблюдение показывает (см. стр. 82), что форма протуберанцев в общем одинакова для водорода и кальция. Это обстоятельство представляет серьезное затруднение для теории селективного светового давления, как основной силы, обуславливающей движение протуберанцев. Еще большее затруднение представляет прерывистое изменение скоростей протуберанцев, если подвергаемые сомнению наблюдения Петита (см. стр. 82) подтвердятся.

Указанную трудность можно было бы обойти следующим образом (Е. Я. Перепелкин). Благодаря огромному преобладанию водорода сравнительно с кальцием или металлами в протуберанцах, здесь основным „поставщиком“ свободных электронов при давлении, скажем, 10^{-8} ат. должен явиться именно водород (в противоположность обращающему слою). С другой стороны, известно, что в условиях солнечной атмосферы кальций должен

почти целиком находиться в одно- и двуионизированном состоянии, то-есть в виде атомов Ca II Ca III. При увеличении количества свободных электронов (n_e) будет облегчена рекомбинация типа $\text{Ca III} + e \rightarrow \text{Ca II}$; то-есть увеличится относительное число Ca II атомов, производящих линии H и K. Предположим на минуту, что благодаря различию в действии светового давления на атомы кальция и водорода, истинная форма протуберанцев, составленных из этих двух сортов атомов, различна. Ясно, что в тех местах, где имеется водородный протуберанец, то-есть там, где число захватов электронов ионами водорода, производящих Бальмеровы линии, увеличено, будет увеличено и n_e , а значит и число Ca II атомов, производящих линии H и K. Если кальциевый протуберанец по своему протяжению не меньше протуберанца водородного, его излучение в линиях H и K будет повышено именно там, где водородный протуберанец, излучающий Бальмерову серию, будет ярче. Указанное условие в общем можно принять, если учесть то обстоятельство, что в обстановке солнечной атмосферы селективное световое давление на атомы кальция несомненно выше такового для атомов водорода. Если правильно все вышесказанное, Ca II и H протуберанцы будут в общем (отвлекаясь от деталей структуры) иметь одну и ту же форму, хотя истинные их формы могут быть различны.

Эти соображения до известной степени очищают почву для гипотезы селективного светового давления, аномально увеличенного, напр., над факелами. Развивая эту гипотезу, важно отметить, что для создания высоких наблюдаемых скоростей эруптивных протуберанцев вовсе не требуется чрезмерных местных повышений температур. По Пайку (Pike) для этого достаточно появления факела площадью порядка $200\,000 \text{ км}^2$ и излучающего как черное тело при температуре 7500° . Подобные вычисления делались не раз, приводя к одинаковым результатам.

По Росселанду, протуберанцы имеют совершенно иное происхождение. Верный своей схеме хромосферы, „поддерживаемой“ вследствие существования непрерывного потока заряженных частиц из фотосферных областей, Росселанд рассматривает отдельный достаточно интенсивный корпускулярный „луч“. Подобный луч „захватил“ бы атомы H и Ca, лежащие на его пути, и поднял бы их на большую высоту. Двигаясь дальше, этот корпускулярный луч дал бы начало корональным лучам (см. ниже). То обстоятельство, что протуберанцы часто наблюдаются именно у основания корональных лучей, говорит в пользу гипотезы Росселанда. Последняя могла бы также быть согласованной и с прерывистым изменением скоростей протуберанцев (если правильны наблюдения Петита), совершенно необъяснимым с точки зрения гипотезы светового давления. Заметим, что корпускулярные лучи, дающие начало протуберанцам, являются, по Росселанду, следствием мощных извержений в слоях Солнца, лежащих под фотосферой.

Природа короны

Физические явления, происходящие в хромосфере и протуберанцах, в настоящее время представляются достаточно ясными. Основная трудность в этой области, как мы видели, заключается в решении вопроса о природе сил, вызывающих существование и поддерживающих жизнь этих образований. Несколько иначе обстоит дело с короной. В этой области нам неясно даже, что именно, какие элементарные частицы являются „носителями“ излучения короны. Другими словами, мы не знаем, в чем заключается природа короны, из чего она составлена, не говоря уже о природе тех сил, которые поддерживают ее существование.

Существование ярких линий в спектре короны, несмотря на все неудачи их идентификации, показывает, что корона отчасти состоит из газа. Гораздо труднее объяснить непрерывный спектр короны с наложенными на него фраунгоферовыми линиями. Едва ли можно сомневаться в том, что этот спектр есть не что иное, как результат отражения короной нормального излучения Солнца, так сказать, нормального спектра последнего. Помимо всего прочего, доказательством этого является поляризация короны, о которой говорилось выше. Это отражение может быть произведено различными элементарными частицами: электронами, связанными в атомах и молекулах, свободными, электронами и, наконец, твердыми частицами, имеющими характер космической пыли и могущими достигать размеров среднего метеора.

Еще в 1906 г. Шварцшильд высказал предположение о том, что непрерывный спектр короны обусловлен рассеянием фотосферного света свободными электронами. При подобного рода рассеянии (так называемое Томпсоново рассеяние), если оставить в стороне область чрезвычайно коротких волн, распределение интенсивности в рассеянном пучке света остается таким же, каким оно было в пучке первоначальном. Наоборот, рассеяние электронами, связанными в атомах и молекулах (Релеево рассеяние), обратно пропорционально четвертой степени λ , вследствие чего при этом процессе особенно сильно рассеиваются короткие волны и распределение интенсивности в спектре отраженном существенно отличается от первоначального. Опять таки при отражении частицами достаточно крупной пыли (поперечники которых больше соответствующей длины волны) перераспределения энергии в спектре не происходит. Таким образом довольно простые наблюдения позволяют нам сразу решить, производится ли непрерывный спектр короны связанными электронами или нет. Если бы последнее имело место, распределение интенсивности в спектре короны заметно и в определенном отношении отличалось бы от распределения интенсивности в спектре самого Солнца. С другой стороны, как показывает теория, в этом случае поляризация короны зависела бы от длины

волны. На самом деле, как мы видели, этих эффектов не существует (результаты потсдамской экспедиции на Суматру в 1929 г., результаты французской экспедиции в США в 1932 г.). Эти результаты сразу ограничивают поле возможных гипотез, ибо остается рассмотреть только свободные электроны и космическую пыль. Следует, впрочем, с самого начала оговориться, что здесь вовсе не имеется в виду облако свободных электронов, в котором отсутствовали бы положительные ионы. Такое облако благодаря электростатическому отталкиванию вообще не могло бы существовать. Речь идет о смеси свободных электронов и положительных ионов, которая или является в массе своей (как говорят „макроскопически“) электрически нейтральной или несет небольшой заряд (вероятно, положительного знака).

Есть очень простые аргументы в пользу того, что рассеяние солнечного света во внутренней короне производится свободными электронами. Во-первых, в этой области температура должна быть настолько высока, что космическая пыль или проливающие в нее метеоры должны были бы обратиться в газообразное состояние. Другой аргумент основан на том, что спектр внутренней короны не обнаруживает фраунгоферовых линий, которые появляются на расстоянии 5'–6' от солнечного края сначала как слабые линии, все растущие в своей интенсивности по мере удаления во внешние части короны. Это обстоятельство можно хорошо объяснить опять таки только гипотезой о роли свободных электронов. Идея заключается в следующем.

Известно, что масса электрона в две тысячи раз меньше массы наиболее легкого атома — водорода. Между тем, как мы уже знаем, термическая скорость в смеси обратно пропорциональна квадратному корню из массы. Для свободного электрона эта скорость должна быть в 45 раз больше, чем для водорода; при температуре 6000° она равна 450 км. Так как термические скорости вызывают „Доплерово“ расширение линий, то на основании простых расчетов можно видеть, что в рассеянном электронами непрерывном спектре Солнца фраунгоферовы линии должны „замыться“, стать весьма широкими и плоскими, а затем и вовсе исчезнуть для наблюдателя. Спектрофотометрия небольших, чуть заметных выемок в спектре внутренней короны на местах нормальных фраунгоферовых линий позволяет в дальнейшем оценить термическую скорость электронов.

Весьма важные сведения о короне доставляет теория поляризации и ее сравнение с наблюдениями. Теорией поляризации короны занимался еще в 1879 г. Шустер, когда еще собственно никаких наблюдений над этим явлением не существовало. Современная теория поляризации короны была разработана Миннаертом (1930 г.). Наиболее существенный ее интерес заключается в возможности вычислить n_e — число свободных электронов в 1 см³ на разных расстояниях от Солнца. Это достигается путем сравнения теоретических формул с наблюдениями. Так как газовая смесь, составляющая корону, должна быть электрически

нейтральна, то плотность короны на данном расстоянии от края Солнца равна $\rho = n_e M$, где M —средняя масса атома. Помня избыток (по числу атомов) водорода на Солнце, можно принять, что $M = 3,3 \cdot 10^{-24}$ г, (то-есть атомный вес равен 2). Нижеследующая таблица составлена на основании данных Миннарта.

Количество электронов в единице объема и плотность короны на разных расстояниях от края Солнца

Расстояние от края	n_e	ρ (в граммах на см ³)
1'	$4,00 \cdot 10^7$	$1,3 \cdot 10^{-16}$
2'	$5,31 \cdot 10^7$	$1,8 \cdot 10^{-16}$
4'	$4,69 \cdot 10^7$	$1,5 \cdot 10^{-16}$
6'	$2,21 \cdot 10^7$	$7,3 \cdot 10^{-17}$
12'	$0,40 \cdot 10^7$	$1,3 \cdot 10^{-17}$
15'	$0,18 \cdot 10^7$	$0,6 \cdot 10^{-17}$

Оставляя в стороне небольшой максимум плотности на расстоянии 2' как вероятно нереальный, мы видим, что плотность внутренней короны (до 4' от Солнца) порядка 10^{-16} г на см³. Эта плотность лишь в 100 раз меньше плотности туманностей. Правильность вычисления плотности для внешней короны зависит от того, правильно ли наше предположение о том, что отражающими частицами и во внешней короне являются свободные электроны.

Последнее предположение, однако, встречается с серьезной трудностью. Как показал Гротриан (Grotrian), на основании материала затмения 1923 г., ширина фраунгоферовых линий во внешней короне не отличается от ширины нормальных фраунгоферовых линий. Правда, линии в короне, как и следовало ожидать, мельче линий нормального спектра Солнца. Все же ширина „отраженной“ линии такая же, как и у линии „отражаемой“. Это обстоятельство никак нельзя объяснить слишком большим падением температуры свободных электронов во внешней короне, ибо последняя едва ли меньше 2000°.

На основании вышесказанного Гротриан развивает нижеследующие довольно радикальные взгляды на природу внешней короны. Он считает, что спектр короны состоит из двух наложенных друг на друга и независимых спектров. Один из них принадлежит свободным электронам, рассеивающим солнечный свет и „замывающим“ фраунгоферовы линии. Другой спектр образуется простым отражением солнечного света какими-то частицами без „замывания“ фраунгоферовых линий. Во внутренней короне преобладает первый спектр, во внешней—второй. Какие же частицы являются „носителями“ второго спектра? Ответ как будто ясен сам собой—это твердые частицы, космическая пыль, метеоры, окружающие Солнце и имеющие, конечно,

малые термические скорости. На первый взгляд гипотеза Гротриана представляется вполне естественной. Наличие зодиакального света, который понимается нами как следствие рассеяния солнечного света космической пылью, окружающей Солнце, необходимость существования около Солнца многочисленных продуктов распада комет и т. д.—все это делает вполне естественным предположение о том, что Солнце как бы плавает в облаке космической пыли. Есть здесь только одно „но“, которое лишает гипотезу Гротриана ее привлекательности. Возможно ли существование космической пыли, то-есть твердых частиц на столь малых расстояниях от Солнца? Как могут существовать они здесь, не переходя в газообразное состояние? На этот вопрос гипотеза Гротриана не дает удовлетворительного ответа. Нам остается ждать результатов наблюдения затмения 19 июня 1936 г., которые дадут возможность проверить действительно ли ширина фраунгоферовых линий в спектре внешней короны остается такой же, как и в нормальном спектре Солнца.

Теория короны в обычном смысле этого слова имеет своим предметом решение вопроса о природе сил, поддерживающих ее существование, как перманентного образования и вызывающих появление характерных корональных „лучей“.

Первые теории короны были ни чем иным, как расширением кометных теорий, объяснявших форму и направление кометных хвостов отталкивательными силами Солнца, накладывающимися на его притяжение. Так Ф. А. Бредихин рассматривал лучи, как орбиты частиц, движущихся с некоторыми начальными скоростями в поле тяготения и отталкивания Солнца. Эти орбиты должны быть или эллипсами, или параболами, или, наконец, гиперболами. Зная их, можно определить отношение отталкивательных сил Солнца к его притяжению. Бредихин на самом деле исследовал отдельные корональные лучи и нашел, что указанное выше отношение лежит в пределах от 0,5 до 2,2.

Современные теории короны исходят из естественного предположения об электромагнитной или электрической природе последней. Подобно тому, как Бредихин перенес на корону свою теорию образования кометных хвостов, так теория полярных сияний была распространена ее автором, норвежским физиком Штермером (Störmer) на корональные явления. Как известно, полярные сияния образуются как следствие проникновения в земную атмосферу потоков заряженных корпускул, излучаемых Солнцем. Заряженная частица, вступая в область магнитного поля Земли, движется в последнем по очень сложному пути (траектории), зависящем от величины и направления ее начальной скорости. Теория Штермера позволяет вычислить эти траектории при помощи достаточно сложных алгебраических и числовых вычислений. Распространяя эту свою теорию на корону, Штермер исходил из существования открытого незадолго до этого Хейлом общего магнитного поля Солнца. Заряженные частицы (ионы или электроны), извергнутые Солнцем со скоро-

стью недостаточной для их удаления „в бесконечность“, должны двигаться во внешнем магнитном поле Солнца по весьма сложным путям, поддающимся определению, если начальная скорость частиц задана.

Теория Штермера была не так давно применена Кольшюттером и Паленом (Köhlschütter — Pahlen) к объяснению тех структурных форм, которые обнаруживались на фотографиях короны затмения 1923 г. Указанные авторы произвели подробные измерения и вычисления, относящиеся к пяти корональным лучам, и на основании их нашли значение основной постоянной K^2 , которая дается теорией Штермера, как определяющая своей величиной форму траекторий, то-есть вид коронального луча. Эта постоянная равна

$$K^2 = \frac{eM}{mcv}$$

где M — магнитный момент Солнца, e и m — заряд и масса частиц, c — скорость света и v — скорость частиц. Кольшюттер и Пален нашли из анализа корональных лучей затмения 1923 г., что K^2 лежит в пределах $3 \cdot 10^{22}$ и $1 \cdot 10^{23}$, а это дает для v значение порядка 10^{15} (если частицы — электроны) и 10^{18} (если частицы протоны). Данные Хейла и величина радиуса Солнца позволяют найти M , которое оказывается равным $3 \cdot 10^{28}$ см²/г^{1/2} сек.⁻¹, а это приводит к нелепому результату: v — порядка 10^{18} км/сек., то-есть в 10^8 раз больше скорости света.

Работа Кольшюттера и Палена является своеобразным „приведением к абсурду“ корональной теории Штермера. С чисто астрофизической точки зрения это не должно нас очень удивлять. Как мы знаем, магнитное поле Солнца быстро уменьшается с высотой. По Чепману (Charman) это „ограничение“ магнитного поля Солнца таково, что в области короны его эффект, вероятно, очень мал.

На смену электромагнитной теории Штермера пришла электрическая теория Росселанда, в основном изложенная нами в предыдущих главах. Здесь приходится только сделать некоторые добавления к тому, что было сказано об этом выше. По Росселанду, корональные лучи и самую корону производят отнюдь не первичные электроны, которые, по его гипотезе, оставляют Солнце со скоростью, близкой к скорости света. Корональные формы производятся вторичными потоками положительных ионов, вызванных первичными потоками (см. главу о теории хромосферы). По Росселанду, лучи являются следствиями иррегулярного распределения на солнечной поверхности температуры, ионизации и т. д., а главное — центров излучения первичных частиц. Их кривизна объясняется тем, что они принимают участие во вращении Солнца и, следовательно, несколько „закручиваются“, так как линейная скорость вращения не слишком мала сравнительно со скоростью истечения частиц. Росселанд приводит в качестве добавочного аргумента в пользу своей те-

ории короны известие (см. стр. 85) наблюдение Моором скоростей в короне, направленных от Солнца. Потеря вещества Солнцем, достаточная для того, чтобы объяснить корональные явления, не оказывается чрезмерной. По Росселанду Солнце теряет примерно 10% своей массы в течение 10^9 лет.

Теория Росселанда, дающая цельную картину явлений в хромосфере, короне и протуберанцах, обладает многими преимуществами, помимо своей оригинальности. Однако, она еще находится в довольно неразвитом состоянии, не позволяющем сделать совершенно определенные заключения из сравнения теории с наблюдениями.

VI. Солнце как звезда

Место Солнца среди звезд

Желая найти во вселенной объекты подобные Солнцу, мы должны выйти далеко за пределы солнечной системы и искать аналогий нашему центральному светилу в мире звезд. Что звезды по своим размерам и природе аналогичны Солнцу стало ясно, как только астрономия получила правильное представление о звездных расстояниях. Вначале это было только предположение, которое обратилось в уверенность с тех пор, как впервые (сто лет тому назад) были определены первые параллаксы „неподвижных“ звезд. Успехи спектрального анализа позволили окончательно фиксировать место, занимаемое Солнцем в звездном мире.

Сравнивая интенсивности различных источников света, находящихся на неодинаковых расстояниях и предполагая космическое пространство достаточно прозрачным, мы, разумеется, должны воспользоваться основным в фотометрии законом об ослаблении наблюдаемой интенсивности обратно пропорционально квадрату расстояния. Для этого выгодно ввести некоторое определенное, так сказать, „стандартное“ расстояние и к нему путем вычисления относить наблюдаемые интенсивности. В астрономии за такое расстояние принимают десять парсеков (термин введен недавно скончавшимся английским астрономом Тэрнером). Парсек — это расстояние, которое соответствует годичному параллаксу в $1''$. Другими словами, с этого расстояния радиус орбиты Земли виден под углом $1''$. Зная величину радиуса земной орбиты в сантиметрах и решая треугольник „Земля—Солнце—Звезда“ легко найдем, что парсек $= 3 \cdot 10^{18}$ см или $2 \cdot 10^5$ средних расстояний Земли от Солнца. Будем называть „абсолютной“ звездную величину объекта, видимого с расстояния в 10 парсеков.

Пусть m — видимая звездная величина объекта, наблюдаемого фотометрически с расстояния r парсеков, пусть M — его абсолютная звездная величина. Применяя закон обратной

пропорциональности квадрату расстояния и на основании общего определения звездной величины, нетрудно вывести формулу¹

$$M = m + 5 - 5 \log r,$$

которая дает абсолютную фотометрическую величину M коль скоро известны видимая величина m и расстояние r . По этой формуле и вычисляются абсолютные величины звезд, расстояния которых известны. На основании данных стр. 15 имеем для Солнца $m = -26,7$, с другой стороны, в данном случае по определению парсека $r = 1:2 \cdot 10^6 = 5 \cdot 10^{-6}$. Отсюда получаем для абсолютной фотометрической величины Солнца

$$M_{\odot} = +4^{\text{м}}.8.$$

Наблюдения показывают, что абсолютные величины отдельных звезд могут значительно отличаться друг от друга, располагаясь между -7 и $+15$. Звезды, соответствующие значениям M между -7 и -2 , называются звездами высокой светимости. Наоборот звездам, с абсолютными значениями M от $+6$ до $+15$ присвоено название „звезд низкой светимости“. Как видим, вычисленное значение $M_{\odot}$ для Солнца помещает его в среднюю группу, так сказать, нормальных звезд, на самый ее край — около звезд низкой светимости. Весьма близко подходит к Солнцу главная звезда в двойной системе α Центавра; ее абсолютная величина $M = +4^{\text{м}}.7$. Особенно интересные результаты получаются, если от абсолютных величин перейти к отношению интенсивностей. Если $I_{\star}$ интенсивность звезды (то-есть общее количество излучаемого ею света в абсолютных единицах), а $I_{\odot}$ — соответствующая величина для Солнца, то по определению звездной величины

$$M_{\odot} - M_{\star} = 2,5 \log \frac{I_{\star}}{I_{\odot}}.$$

Таким образом можно, напр., рассчитать, что одна из звезд высокой светимости — Антарес (в созвездии Скорпиона) излучает в 1600 раз больше света, чем Солнце ($M = -3^{\text{м}}.2$). Наоборот, слабый спутник Прокциона ($M = +15^{\text{м}}.5$) излучает света в $5 \cdot 10^{-5}$ раз меньше, чем Солнце.

Эффективные температуры звезд могут быть определены изучением распределения интенсивности в их спектрах. После этого непосредственное применение закона Планка дает эффективную температуру, если только наблюдения не обнаружат существенных отклонений от Планкова распределения интен-

¹ Эта формула справедлива только в прозрачном пространстве. На самом деле наблюдения обнаруживают некоторое небольшое поглощение звездного света космической средой, находящейся в междузвездном пространстве. Поглощение для визуальной области спектра достигает всего 0,3 на расстояние тысячи парсеков. Разумеется, применяя вышеуказанную формулу к далеким звездам, надо ввести поправку за космическое поглощение, уменьшив m на величину αr , где α — поглощение в звездных величинах на 1 парсек.

сивности в спектре (это бывает сравнительно редко). Накопленный наблюдательный материал показывает, что и в отношении своей температуры Солнце не представляет собой какого-либо исключения. Эффективные температуры звезд расположены в интервале от $100\,000^\circ$ (ядра планетных туманностей) до 2000° (красные звезды). Солнце является опять таки промежуточной желтой звездой, одной из многих звезд с эффективной температурой в 6000° .

Приблизительно такие же сведения мы получаем и на основании наблюдений спектров звезд. В подавляющем большинстве случаев они представляют собой, подобно солнечному, спектры поглощения, то-есть непрерывные спектры, пересеченные рядом темных линий. Однако, благодаря различию в условиях ионизации и возбуждения, эти спектры весьма отличаются друг от друга. Спектры бело-голубых звезд (с их высокими эффективными температурами) свидетельствуют о высокой ионизации и возбуждении: здесь преобладают линии атомов He, O и N в высоких степенях ионизации, имеется H, но линии металлов отсутствуют. Это — так называемые типы O и B. Следующим является тип A. Это — белые звезды. Ионизация и возбуждение здесь меньше, чем у предыдущих типов. Линии H достигают максимального развития, появляются линии атомов металлов на различных степенях ионизации, появляется Ca II, наоборот, He отсутствует. Далее идет класс F, к которому принадлежат желтоватые звезды; Ca II усиливается (линии H и K), усиливаются многочисленные линии металлов, водород ослабляется. После этого в порядке убывания ионизации следуют желтые звезды — тип G. Это — „солнечные звезды“; их спектры во всем аналогичны спектру Солнца.

Спектры звезд, более холодных, чем Солнце, типа K (красноватые) и M (красные) обнаруживают в их атмосферах значительно меньшее возбуждение. Увеличивается число линий с низкими потенциалами ионизации и возбуждения. Становятся обильными молекулярные полосы соединений, характерные для более низких температур.

На основании наших сведений о Солнце мы можем следующим образом классифицировать спектры отдельных его частей: Хромосфера (и факелы?) — F.

Интегральный спектр Солнца — G.

Пятна — K.

Наши сведения о звездных массах пока еще очень ограничены. Известно очень немного весьма массивных звезд, массы которых — порядка 50 масс Солнца. С другой стороны, звезды низкой светимости достаточно малы — их массы порядка 0,1 массы Солнца. Повидимому, Солнце — звезда с относительно малой массой; со статистической же точки зрения масса Солнца близка к массе средней звезды нашей звездной системы.

Исследования последних 15 лет обнаружили, что в пределах классов G—M имеется большая неоднородность в абсолютных

Внутреннее строение Солнца

Стремясь проникнуть в природу слоев Солнца, лежащих за блестящей поверхностью фотосферы, мы вступаем в область весьма шатких гипотез. Эти слои недоступны нашему наблюдению; нашими „бурильными машинами“ могут быть только общие законы механики и физики — особенно физики атома. То обстоятельство, что мы применяем эти законы к условиям, в которых их действие никогда не было наблюдаемо (другими словами, экстраполируем их), не представляет основной трудности. В этом случае мы пользуемся лишь наиболее общими законами физики и механики, против экстраполирования которых едва ли имеются серьезные возражения. Трудность заключается в том, что эта операция не может быть произведена однозначно и что имеющихся в нашем распоряжении законов недостаточно для того, чтобы уверенно получить хотя бы основные характеристики внутреннего строения Солнца.

Еще сравнительно недавно, всего лишь десять лет тому назад, казалось, что мы, действительно, имеем как-будто ту „бурильную машину“, о которой речь была выше. Однако, новые исследования критического характера значительно изменили положение. В тот момент, когда я пишу эти строки, в изучаемой области астрофизики царит большая неопределенность. Для того, чтобы представить современное положение вопроса, нужна специальная книга. Имея в виду невозможность углубления в сущность рассматриваемой проблемы, мы ограничимся в этой книге лишь несколькими замечаниями.

Два факта представляются совершенно несомненными: слои Солнца, примыкающие к фотосфере, и некоторая часть более глубоких слоев находятся в газообразном состоянии (идеальный газ). Несомненно также, что температура внутренних слоев Солнца возрастает по мере удаления от поверхности к центру. Последнее обстоятельство является простым следствием увеличения веса лежащих сверху слоев Солнца. В состоянии равновесия (в каком, конечно, находится Солнце) сила тяжести должна уравниваться направленным „снизу вверх“ давлением вещества Солнца (градиентом газового и светового давления). Вследствие этого полное давление должно возрастать по мере проникновения вглубь Солнца. А это значит, что должна возрастать и температура. Рассматривая верхние слои Солнца, нетрудно убедиться при помощи простых расчетов, что они должны находиться в газообразном состоянии. Весь вопрос в том, будет ли применим закон идеального газа (Бойль-Мариотта) вплоть до самого центра Солнца или, идя вглубь, мы, наконец, встретимся со слоями, к которым он неприменим.

Если стать на первую точку зрения, не представляет большого труда построить весьма цельную теорию солнечных недр, позволяющую вычислить температуру, плотность и давление любого слоя Солнца на заданном расстоянии от центра. Эта

задача была выполнена Эддингтоном. Если же предположить (и для этого также имеются основания), что на некотором расстоянии от поверхности Солнца закон идеального газа перестает быть действительным, мы получим совершенно другие результаты, смысл которых будет зависеть от принятых (по существу произвольно) условий.

Основываясь на предположении применимости закона газового состояния ко всему Солнцу в целом, Эддингтон дал полную характеристику внутреннего строения Солнца. Весьма большое значение в теории Эддингтона играет общее световое давление. Как известно из физики (см. приложение е), последнее пропорционально T^4 , где T — абсолютная температура. С другой стороны, газовое давление, то есть давление, являющееся следствием кинетической энергии газовых частиц, пропорционально T . Понятно поэтому, что при очень высоких температурах световое давление может стать сравнимым или даже равным газовому давлению. В действительности дело обстоит несколько сложнее. В поддержании механического равновесия играют роль не сами давления, но их „градиенты“, то есть производные по расстоянию r . И световое и газовое давления внутри Солнца действуют в направлении прямо противоположном силе тяжести. Основным для теории Эддингтона является предположение о постоянстве отношения светового давления и давления газового, которое обозначим буквой λ . Оказывается, что в недрах гигантских звезд λ значительно больше, чем в недрах карликов. А именно, для Капеллы $\lambda = 0,4$, тогда как для Солнца $\lambda = 0,05$. При этих предположениях Эддингтон находит следующие характеристики внутреннего строения Солнца.

$$T_c \text{ (центральная температура)} = 40\,000\,000^\circ$$

$$\rho_c \text{ (центральная плотность)} = 76,5$$

(последняя отнесена к плотности воды в стандартных условиях).

Как было сказано выше, в настоящее время теория Эддингтона подверглась серьезной критике. Указывалось на то, что ее основные предположения (газовое состояние Солнца в целом и постоянство λ) являются совершенно произвольными. В ряде блестящих статей, вышедших в 1930-1931 гг., Мили доказывает, что модель Солнца, предложенная Эддингтоном, неустойчива, что для обеспечения устойчивости Солнца необходимо предположить гораздо более высокие температуры и плотности в его недрах. Мили стремится показать, что на некотором достаточно большом расстоянии от поверхности Солнца его вещество перестает удовлетворять простому закону идеального газа, что оно находится в состоянии „вырожденного“ газа, характеризующегося специальными свойствами. Итоги трехлетней дискуссии, однако, показали полную механическую и физическую возможность существования Солнца, целиком находящегося в состоя-

нии идеального газа. Вопрос в его нынешнем положении представляется еще весьма неясным.

Об источниках солнечной энергии

Солнечная постоянная (в эргах на секунду) равна, как известно, $1,35 \cdot 10^6$. Умножая эту величину на $4\pi r^2$, где r — среднее расстояние Земли от Солнца, мы найдем общее количество энергии, излучаемой Солнцем в 1 секунду. Оно оказывается равным $38 \cdot 10^{32}$ эргов в секунду. Масса Солнца равна $2 \cdot 10^{33}$ г. Следовательно, каждый грамм солнечной массы излучает в секунду около 2 эргов, или $6 \cdot 10^{17}$ эргов в год (то-есть 1,5 калории, ибо калория равна $4 \cdot 10^7$ эргов).

С другой стороны, геологи вычисляют что Земля, как планета, существует по крайней мере 10^9 лет и что в течение этого времени Солнце излучало энергию примерно так же, как и в наше время. Простая арифметика показывает, что каждый грамм массы Солнца излучил за это время по крайней мере $1,5 \cdot 10^9$ калорий. Спрашивается, откуда взялась и берется эта энергия? Перед нами одна из величайших проблем, которые когда-либо ставились природой перед человеком. Эта проблема еще весьма далека от своего решения. По существу, мы только теперь добились ее правильной постановки — ее решение есть дело грядущих поколений.

Было бы нелепо думать, что источником солнечной энергии являются химические реакции: 1 кг лучшего угля, сгорающего в кислороде, освобождает 8000 кал. Нетрудно рассчитать, что кусок угля массой равный массе Солнца сгорел бы в течение 5600 лет. Более энергичные реакции (напр., соединение водорода с кислородом) повысили бы несколько теоретический „возраст Солнца“, оставив порядок его без изменения.

Первая, действительно научная, гипотеза об источниках солнечной энергии была предложена в 1854 г. Гельмгольцем и развит Кельвином (В. Томпсоном). По своему существу она сводится к применению принципа сохранения энергии. Допустим (как все заставляет думать), что в прежнее время Солнце было менее плотно, чем теперь, что его радиус был много больше нынешнего и что его эволюция сводится к прогрессивному сжатию от стадии большого расширения к его нынешним размерам. Когда Солнце сжимается, радиус его слоев уменьшается. „Падая“ к центру Солнца в направлении результирующей силы притяжения, они производят положительную механическую работу. Но последняя не может „пропадать“ — она переходит в тепло, то-есть кинетическую энергию отдельных частиц и в лучистую энергию, излучаемую Солнцем. Гельмгольц показал, что тепла, освобождающегося при сжатии Солнца, достаточно для того, чтобы поддержать излучение последнего в течение миллионов лет. В самом деле, вычислим работу, произведенную Солнцем от стадии его бесконечного расширения до его нынешнего состояния (радиус $= R_{\odot}$).

Рассмотрим однородную сферу плотности ρ и будем менять ее радиус r . Пусть m — масса сферы. Массы элементарного поверхностного слоя толщиной dr есть, очевидно,

$$dm = 4\pi r^2 \rho dr.$$

Когда эта масса падает с бесконечности на поверхность сферы радиуса r , то, как известно из механики, ее потенциал увеличивается от нуля до значения $\frac{k^2 dm}{r}$ (k^2 — постоянная тяготения).

При этом производится положительная работа

$$dW = \frac{k^2 m dm}{r} = \frac{16}{3} k^2 \pi^2 \rho^2 r^4 dr.$$

Полная работа, произведенная всей массой Солнца M при сжатии от стадии бесконечного расширения до нынешнего состояния, очевидно, равна

$$W = k^2 \int_0^R \frac{16}{3} \pi^2 \rho^2 r^4 dr = \frac{3}{5} k^2 \frac{M^2}{R}.$$

Вычисляя, находим, что на 1 г солнечной массы приходится энергии $\frac{3}{5} \frac{k^2 M}{R}$ эргов, то-есть $1,1 \cdot 10^{15}$ эргов. Этой энергии при нынешней интенсивности излучения Солнца хватило бы, очевидно, только на 20 млн. лет ($2 \cdot 10^7$ лет). Мы предполагали Солнце однородным. В действительности, его плотность должна довольно быстро возрастать по направлению к центру. Однако, как показывает вычисление, это обстоятельство не изменяет порядка полученных результатов.

Мы видим таким образом, что „теория сжатия“ Гельмгольца — Кельвина не может удовлетворить даже геологов. Еще менее привлекательна она для астрономов, которые на основании аналогии со звездами предполагают, что „возраст“ Солнца значительно выше. Это диктуется рядом астрономических фактов говорящих за то, что звездная эволюция является процессом, исключительно медленным. В свое время Джинс (Jeans) предложил для „возраста звезд“ (а стало быть и Солнца) очень высокое значение — 10^{18} лет. Эта „шкала Джинса“, пришедшая на смену вышеуказанной и весьма тесной „шкале Кельвина“, была принята астрономами в течение довольно долгого времени. В настоящее время имеются серьезные основания думать, что „шкала Джинса“ чересчур широка. Есть факты, говорящие в пользу шкалы порядка 10^9 — 10^{10} лет. Как бы то ни было „шкалу Кельвина“ пришлось отвергнуть, как слишком узкую. Вследствие этого была, конечно, оставлена и теория сжатия, как недостаточная для объяснения астрономических фактов, несмотря на ее общую правильность. Пришлось обратиться к поискам гораздо более мощных источников энергии. Последние по своей мощности могли быть только внутри атомов. Другими

словами, солнечная энергия есть принципиально энергия внутри-
атомная.

Первым гипотетическим источником энергии, к которому обратилась мысль физиков и астрономов, была радиоактивность, то-есть распад сложных атомов с выделением лучистой и корпускулярной энергии (α, β, γ -лучи).

Один грамм радия во время своего распада освобождает около $1,4 \cdot 10^{17}$ эргов. Для урана эта энергия равна $2,2 \cdot 10^{17}$ эргов. Таким образом, если бы Солнце состояло из чистого радия, превращения последнего обеспечили бы „возраст Солнца“ в $2 \cdot 10^9$ лет; для урана соответствующий возраст был бы еще больше. Здесь имеется, однако, одно весьма серьезное затруднение. Радий излучает энергию слишком быстро, его средний возраст равен всего 2800 лет. Уран оказывается более приемлемым. Однако, здесь мы встречаемся с противоположной крайностью — средняя продолжительность жизни урана слишком велика, больше 10^{10} лет. Другими словами „урановое Солнце“ не могло бы излучать так интенсивно, как Солнце действительное. Другие радиоактивные превращения слишком слабы для того, чтобы дать желаемый эффект. С другой стороны, оказывается невозможным подобрать такую смесь радия с ураном, которая дала бы нужное излучение в течение желаемого промежутка времени. Мы должны таким образом обратиться к источникам энергии, неизвестным у нас на Земле. При этом необходимо принять во внимание следующее. Солнце есть звезда, источники его энергии должны быть принципиально те же, что и у звезд; с другой стороны, наблюдения показывают, что Солнце, сравнительно со звездами, выделяет энергию довольно скупо.

Нижеследующая таблица дает величину выделения энергии на единицу массы для различных звезд.

Звезда	Спектр	Выделение энергии (эргов на грамм в секунду)	Масса (масса Солнца принята за единицу)
H.D. 1337 A ¹	O8	75 000	36
V Puppis A.	B1	1 100	19
Капелла A.	G0	48	4
Солнце	G0	2	1
α Центавра B.	K6	0,9	1
α Эридаана C	M5	0,07	0,2

Первые три звезды таблицы — гигантские звезды. Они излучают на грамм массы значительно интенсивнее, чем Солнце. Последние две звезды — красные „карлики“, излучающие меньше, чем Солнце. Приведенная таблица показывает, что выделе-

¹ H. D. — так называемый „Генри Дрепер Каталог“. Буквы A, B, C указывают на номера компонентов в сложных системах. Индексы 0, 1, 5, 6 у обозначения спектральных классов соответствуют десятичному подразделению последних.

ние энергии на грамм массы весьма различно для различных звезд. Источники энергии, следовательно, должны быть такими, чтобы обеспечить огромное выделение последней у „гигантов“ и малое у „карликов“. Вопрос, стоящий перед нами, таким образом осложняется все больше и больше.

В свое время большой популярностью пользовалась гипотеза „полного превращения материи в излучение“ (идея восходит к Лармору—1900 г.) или, как ее весьма неудачно назвали, гипотеза „уничтожения материи“¹.

Допустим, что чрезвычайно быстрый электрон сталкивается с протоном так, что происходит полная нейтрализация положительного заряда протона ($+e$) и отрицательного заряда электрона ($-e$). При этом обе сталкивающиеся частицы, природа которых чисто электромагнитного характера, перестают существовать, превращаясь целиком в энергию.

Как показал в свое время Эйнштейн, масса Δm эквивалентна энергии ΔE частоты ν согласно соотношения

$$\Delta mc^2 = \Delta E = h\nu, \quad \text{§}$$

где c —скорость света, а $h = 6,6 \cdot 10^{-27}$ — постоянная Планка.

Применяя это соотношение к случаю перехода массы протона и электрона в энергию ($\Delta m = 1,7 \cdot 10^{-24}$ г), легко найдем, что в одном таком элементарном акте освободится $1,5 \cdot 10^{-3}$ эргов и будет выделена кванта длиной волны 0,000013 А (частота ее ν будет значительно больше соответствующей величины для наиболее „жестких“ γ лучей, наблюдающихся в наших лабораториях при радиоактивных распадах). Нечего и говорить, что подобные процессы с излишком компенсировали бы желаемое излучение звезды в течение огромнейших промежутков времени. При этом, конечно, происходило бы уменьшение массы звезды. Напр., Капелла (масса = 4 массам Солнца), эволюционируя, могла бы дойти до массы равной массе нашего Солнца, „потеряв“ три массы Солнца, то-есть $6 \cdot 10^{33}$ г; при этом потребовалось бы $4 \cdot 10^{31}$ гибельных для протонов столкновений, при которых выделилось бы $6 \cdot 10^{34}$ эргов. Этот результат почти бесконечно расширяет космическую шкалу времени, по сравнению с весьма узкой шкалой Кельвина—Гельмгольца. Мало того, так как количество столкновений возрастает с температурой и давлением, мы имели бы здесь механизм, зависящий от внешних условий и обеспечивающий до известной степени устойчивость звезды.

Против разбираемой гипотезы можно выставить весьма серьезные возражения. Легко понять, что для совместного „самоубийства“ протона и электрона требуется, чтобы последний обладал огромной кинетической энергией, чтобы его скорость

¹ Во избежание недоразумений заметим, что с философской точки зрения и атомы и световые кванты одинаково материальны, являясь лишь разными проявлениями одного и того же материального носителя. В связи с этим см. определение материи, даваемое Лениным („Материализм и эмпириокритицизм“, стр. 271).

была близка к скорости света. Капелла излучает около 48 эргов в секунду на грамм массы. Если мы предположим, что излучение определяется столкновением чрезвычайно быстрых электронов с протонами, надо чтобы на 1 г массы в секунду приходилось свыше 10 000 таких столкновений. Однако, по теории Эддингтона, можно рассчитать, что число свободных электронов на грамм массы в центре Капеллы равно 10^{24} . Принимая температуру $9 \cdot 10^6$, мы можем рассчитать, что в центре Капеллы едва ли найдется даже один свободный электрон со скоростью большей 0,8 скорости света. Для того, чтобы указанный механизм произвел должный эффект необходимы несравненно более высокие температуры.

Еще более серьезные возражения с чисто физической стороны. Не говоря уже о том, что гипотеза взаимного уничтожения протона и электрона противоречит основным принципам механики (этого можно было бы избежать предположив тройные столкновения), современная физика ядра не знает подобных процессов, и оставляет мало надежд на их будущее обоснование. Замечательная попытка Дирака такого обоснования на базе квантовой механики, как известно, закончилась неудачей. Вместо подобных превращений современная физика ядра знает превращения кванты высокой частоты в „пары“ (позитрон и электрон) и, разумеется, обратный процесс в поле сил массивных атомных ядер. В настоящее время едва ли найдется серьезный физик, который стал бы защищать разбираемую нами гипотезу, в особенности в ее первоначальной форме.

Повидимому, наиболее возможным атомным процессом, обеспечивающим достаточно мощные источники энергии звезд и Солнца, является синтез элементов, то-есть процесс, обратный радиоактивному распаду.

Рассмотрим, напр., образование гелия из водорода. Масса свободного водородного ядра — протона, как известно, равна 1,008 (если за единицу принять массу водородного атома). Ядро атома гелия составлено, как известно, из четырех протонов и двух электронов (или из двух нейтронов и двух протонов), откуда электростатический заряд ядра $+2e$. Так как масса электронов ничтожно мала, атомный вес гелия должен равняться 4,032, на самом деле он равен 4,000. Таким образом, при образовании атома гелия „пропадает“ 0,032 массы протона. Разумеется, все происходящее объясняется уменьшением взаимной электростатической энергии протонов сравнительно с таковой на бесконечном расстоянии. Это уменьшение энергии и измеряется как „потеря“ массы. На самом деле „потерянная“ масса излучается в виде энергии частоты ν на основании известного соотношения Эйнштейна $\Delta E = h\nu = \Delta mc^2$. Так как $\Delta m = 0,032 m_p$, где m_p — масса протона (равная $1,7 \cdot 10^{-24}$ г), то-есть $\Delta m = 5,4 \cdot 10^{-26}$ г, то $\Delta E = 0,00005$ эргов. При этом излучается кванта частоты $\nu = 7 \cdot 10^{21}$, то-есть $\lambda = 0,0004$ А.

Указанный процесс дает источник энергии чрезвычайной мощ-

ности. Один грамм водорода содержит $6 \cdot 10^{23}$ протонов. Если бы все они превратились в гелий, при этом выделилось бы около $8 \cdot 10^{18}$ эргов энергии (высшие превращения элементов, вообще говоря, дают мало энергии). Нетрудно считать, что этот источник энергии может обеспечить излучение Солнца в течение 10^2 лет, что и требуется.

Гипотеза синтеза гелия, предложенная в 1919 г. Перренем, была значительно расширена в 1931 г. д'Аткинсоном (d'Atkinson). Последний рассмотрел всю цепь синтеза, начиная от сравнительно простого гелия и кончая тяжелыми радиоактивными элементами, которые, будучи неустойчивы, распадаются на первичные элементы. Основная трудность заключается в вопросе, каким образом синтезируется гелий. В самом деле, для синтеза гелия требуется, по крайней мере, четверное столкновение, которое может происходить лишь весьма редко (надо вспомнить, что в 1931 г. не было известно промежуточных форм между водородом и гелием). В настоящее время указанная трудность может быть обойдена. Как мы знаем, существует устойчивая ядерная форма, состоящая из двух протонов и одного электрона (или нейтрона и протона). Это — „тяжелый водород“ или дейтерий. Очевидно, ядро гелия может быть образовано из двух ядер дейтерия (дейтронов). Это — двойное столкновение, вероятность которого отнюдь не бесконечно мала. Гипотеза „синтеза элементов“ в настоящее время является наиболее вероятной.

Заканчивая эту главу, следует отметить следующее обстоятельство. Какова бы ни была природа внутренних источников энергии, освобождающиеся в недрах звезд кванты должны быть чрезвычайно высокой частоты. Между тем мы знаем, что кванты, оставляющие поверхность Солнца и звезд, вообще говоря, имеют относительно низкую частоту, соответствуя эффективной температуре в несколько тысяч (самое большое — десятков тысяч) градусов.

Таким образом, благодаря каким-то процессам освобожденные в недрах Солнца кванты энергии „смягчаются“, достигая его поверхности. В настоящее время природа этих процессов вполне ясна. Сталкиваясь со свободными или связанными электронами, кванты высокой частоты по закону неупругого удара, теряют свою энергию, передавая ее электронам. Тем самым понижается их частота, пока в результате очень многих столкновений излучение не дойдет до поверхности звезды или Солнца в виде „черного“ (равновесного) излучения относительно низкой температуры.

ЧАСТЬ ВТОРАЯ

СОЛНЦЕ И ЗЕМЛЯ

Если оставить в стороне радиоактивные процессы, весь запас энергии на поверхности Земли прямо или косвенно имеет своим единственным источником Солнце и его излучение¹. Всякое изменение солнечной радиации, связанное с изменением расстояния до центрального светила или внутренними перемещениями в Солнце, должно, поэтому, оказывать влияние на процессы, происходящие на поверхности Земли. Лучшим примером подобных влияний являются всевозможные суточные и годовые циклы, связанные с относительными движениями Земли. Вполне естественно, что при более близком знакомстве с Солнцем и обнаружении цикла солнечной деятельности, явилась мысль искать среди земных явлений отзвуков тех мощных циклических процессов, которые происходят на Солнце. Следствием этого стремления явились многочисленные попытки обнаружить корреляционные зависимости между ходом Вольфовых чисел и земными явлениями. Особенно много этих попыток было сделано в прошлом веке. Сначала искали зависимости между метеорологическими элементами и количеством солнечных пятен. Мало-по-малу исследовательские аппетиты увеличивались и распространялись на область биологических и даже социальных явлений. Были исследователи, которые пытались связать с циклическостью солнечной деятельности такие явления, как размножение домашних животных, цены на хлеб на важнейших биржах и даже революции XIX и XX веков. Все эти дикие фантазии сильно скомпрометировали идею о влиянии цикла солнечной деятельности на Землю. Только теперь вопрос начинает ставиться на действительно научную почву. В частности, открытие изменений солнечной постоянной открывает перед исследователем новые перспективы и ставит проблему „Солнце — Земля“ на новую почву².

¹ По Траверсу внутренняя теплота Земли может поднимать температуру ее поверхности не больше, чем на $0,1^\circ$. Тепло, получаемое нами от звезд, настолько ничтожно, что только в последнее время его удалось обнаружить при помощи специальных инструментов. Остается космическая проникающая радиация высокой частоты, роль которой в энергетическом балансе земной атмосферы еще мало изучена.

² В виде курьеза (в истории науки „курьезы“ иногда оказывались ценным прояснением в существо вопроса) укажем на недавнюю работу немецких

Имея огромное практическое значение, стоящая перед нами проблема весьма сложна и с трудом поддается реальному изучению. Земная атмосфера, реагируя на солнечные влияния, вместе с тем, путем многократных и сложных превращений энергии, уменьшает явственность этих влияний, являясь как бы своеобразным предохранителем для Земли. Это обстоятельство весьма затрудняет изучение вопроса и требует значительного накопления точного материала, разрабатываемого статистическими методами.

Переходя к трезвому изучению проблемы „Земля — Солнце“, мы в первую очередь должны рассмотреть те явления, в сфере которых солнечные влияния особенно заметны и несомненны — мир электромагнитных явлений.

Солнечная деятельность и земной магнетизм

Как известно, магнитная стрелка, характеризующая собой магнитное поле Земли в месте наблюдения, не остается неподвижной, но подвержена различного рода колебаниям. Особенно ясно суточное колебание магнитной стрелки, повторяющееся изо дня в день с большой регулярностью. В наших широтах северный конец стрелки достигает своего крайнего восточного положения в восемь часов утра. После этого стрелка движется в противоположную сторону, причем северный конец стрелки достигает своего крайнего западного положения около двух часов пополудни. Затем начинается медленное обратное движение стрелки, причем ночью стрелка остается почти неподвижной. Эта суточная вариация земного магнетизма повторяется изо дня в день, однако, ее амплитуда меняется в течение года таким образом, что она максимальна летом и минимальна зимой. Помимо этих регулярных суточных и годовых колебаний, которые, несомненно, связаны с Солнцем (а именно, с правильно повторяющимися изменениями видимой радиации Солнца), наблюдаются и иррегулярные, быстро проходящие колебания стрелки, которые имеют несомненный характер возмущений земного магнитного поля.

Еще в 50-х годах прошлого века Р. Вольф в Швейцарии, Готье во Франции, Ламонт в Германии и, наконец, Себин в Англии почти одновременно заметили, что эти возмущения, рассматриваемые как статистическое явление, периодичны и что период их — между 10 и 11 годами. Сравнивая среднюю суточную амплитуду магнитной стрелки в Мюнхене с числом групп солнечных пятен, Себин сразу же констатировал теснейшую кор-

ррелейции Трауте и Дюлля (Traute—Düll), появившуюся в 1934 г. в руководящем немецком медицинском журнале „Virchow's Archiv“. Авторы находят весьма тесную корреляцию между состоянием человеческого здоровья и солнечными извержениями, проявляющуюся между прочим в 27-дневной периодичности смертности. Опираясь очень большим статистическим материалом, они дают ряд весьма интересных заключений. По их мнению, найденная ими корреляция физически объясняется прямым влиянием на здоровье проникающих в нижние слои атмосферы солнечных корпускуляр.

реляцию между изменениями этих величин. В виде иллюстрации приведем эту историческую таблицу Себина.

Год	Суточные колебания магнитной стрелки в Мюнхене	Число групп солнечных пятен, по Швабе
1843	7'.2	34
1844	6'.6	52
1845	8'.1	114
1846	8'.8	157
1847	9'.6	257
1848	11'.2	330
1849	10'.6	238
1850	10'.4	186
1851	8'.7	151
1852	9'.0	125
1853	8'.6	91

Со времен Себина тесная корреляция между амплитудой суточного колебания стрелки и числами Вольфа исследовалась неоднократно; все эти исследования подтверждали эту корреляцию, одинаковость ритмов земного магнетизма и солнечной деятельности.

Новейшие работы в этой области обнаружили, что максимум кривой магнитной деятельности заметно запаздывает по отношению к максимуму кривой чисел Вольфа — обстоятельство, имеющее большое значение для теории явления. Далее оказалось, что иногда для довольно больших интервалов времени корреляция между обоими рядами явлений практически прекращается (так было в 1928—1930 гг.). Наконец, была обнаружена (материал 1906—1931 гг.) 27-дневная цикличность магнитной деятельности, несомненно связанная с периодом вращения Солнца.

Еще более интересные результаты дает изучение внезапных и больших возмущений земного магнетизма — так называемых магнитных бурь. Еще в прошлом веке было отмечено, что магнитным бурям и связанным с ними полярным сияниям почти всегда соответствуют прохождения через центральный меридиан Солнца значительных групп, или просто крупных пятен. Выяснилось, однако, что момент максимума возмущения магнитного поля Земли не совпадает с моментом прохождения пятен через центральный меридиан, но отстает от него на 1-2 дня. Так как свету нужно всего несколько минут для того, чтобы пройти расстояние Солнце—Земля и так как пятна отнюдь не являются областями с повышенной ультрафиолетовой радиацией, то на основании этого, естественно было сделать вывод о том, что магнитные возмущения вызываются корпускулярной радиацией

Солнца, то-есть извержениями потоков заряженных частиц—ионов или электронов, вернее, и тех и других.

Сказанное выше можно иллюстрировать следующими результатами исследования магнитных бурь (1875—1927 гг.) по данным Гринвичской обсерватории, сделанного Гревсом и Ньютоном (Greaves—Newton) в 1928 г.

Средняя площадь крупных пятен во время начала магнитных бурь
(1875—1927 гг.)

Интенсивность магнитной бури	Пятна около центра ($\pm 53^\circ$ от центрального меридиана)	Пятна около края Солнца (от 53° до 79° к востоку или западу от централь- ного меридиана)
	Относительные площади, исправленные за перспективное искажение	
„Спокойные“ дни	1,0	1,0
$< 120 \gamma$	1,1	1,1
120—150 γ	1,1	1,0
150—180 γ	1,3	1,3
180—210 γ	1,6	1,8
$> 210 \gamma$	1,9	1,1
Большие бури	2,8	1,5
Очень большие бури	4,6	1,1
$(\gamma = 10^{-5} \text{ гаусса})$		

Отсюда ясно, что чем интенсивнее буря, тем больше тенденция крупных пятен находиться около центрального меридиана во время начала бури. Для пятен около края подобной тенденции нет.

Связь количества бурь с циклом солнечной деятельности совершенно несомненна. Прилагаемая диаграмма (рис. 35) дает результаты Гревса и Ньютона для более крупных бурь (изменение магнитного склонения $\geq 30'$ и компонентов силы $\geq 150 \gamma$).

Чрезвычайно интересно исследование коротких периодов в распределении магнитных бурь. Если последние обуславливаются солнечными пятнами, мы вправе ожидать появления периода около 27 дней, то-есть периода вращений Солнца. Для бурь с напряжением $< 180 \gamma$ Гревс и Ньютон, действительно, находят совершенно явственный период в 27 дней, для более интенсивных бурь этой периодичности, однако, не замечается.

Тенденция к повторению бурь через 27 дней должна быть приписана действию агентов, связанных с ограниченными участками Солнца. Однако, оказывается необходимой дополнительной гипотеза о том, что возмущения солнечной поверхности, производящие очень сильные бури, вообще, не долговечны и не переживают одного периода оборота Солнца.

Л. Бауэр нашел, что внезапно возникающие магнитные бури не начинаются одновременно для всей Земли. Началу бури надо около 4 минут для того, чтобы „обежать“ всю Землю. Это довольно хорошо согласуется с идеей о том, что буря вызывается вступлением Земли в облако наэлектризованных частиц, летящих от Солнца радиально. При строгой радиальности движения облака буря должна начинаться в том месте, в котором по местному времени 6 часов утра (момент кульминации апекса движения Земли) и отсюда распространяться по Земле вплоть до того места, в котором по местному времени 6 часов вечера. В этом случае время распространения должно быть равно величине земного диаметра, деленной на орбитальную скорость

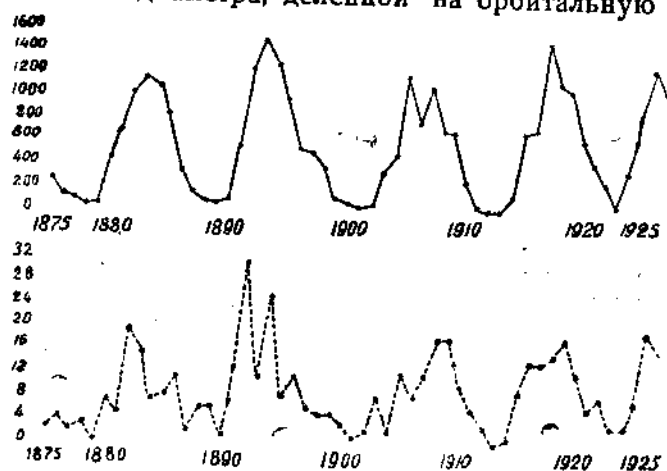


Рис. 35. Связь между пятнами и магнитными бурями на основании гринвичских наблюдений (1875 — 1927 гг.). Вверху — график площади пятен, внизу — интенсивность бурь

Земли, то-есть около $6\frac{1}{2}$ минутам. Так как индукционные влияния могут несколько уменьшить это время, то наблюдаемое время распространения бури оказывается достаточно близким к теоретическому.

Замечательна связь между магнитными бурями и кратковременными извержениями на Солнце. Под последними понимается внезапное и быстро проходящее появление ярких флоккулов или вообще весьма ярких образований в областях, возмущенных пятнами. Обычно подобные извержения сопутствуются магнитными бурями лишь необычайной интенсивности. Изобретение спектрогелиоскопа и возникновение плана опоясать этими инструментами земной шар по долготе, несомненно, обещают большой материал для суждения об этих извержениях, продолжающихся часто не более 10—15 минут и потому ускользающих от наблюдателей. Магнитная буря наступает не непосредственно после извержения. Исключая все случаи, когда время начала извержения не было точно известно, Хейл дает следующую сводку

данных об интервале времени между началами извержения и соответствующей магнитной бури.

Извержение	Промежутки времени в часах
1 сентября 1859 г.	17,5
15 июля 1892 г.	19,5
10 сентября 1908 г.	26
22 февраля 1926 г.	36
13 октября 1926 г.	31
В среднем	26

Среднее значение интервала—26 часов—в точности совпадает с полученным Маундером значением интервала между прохождением крупных пятен через центральный меридиан и началом бури.

Состояние магнитного поля Земли теснейшим образом связано с частотой и интенсивностью полярных сияний, зоны максимальных видимостей которых имеют своими центрами симметрии соответствующие магнитные полюса Земли. Известно, что кривая частоты полярных сияний в точности повторяет кривую магнитной деятельности Земли, а, следовательно, и кривую солнечных пятен. Особенно замечательна корреляция между магнитными бурями и полярными сияниями. Известно, что магнитные бури сопровождаются чрезвычайно интенсивными полярными сияниями, которые бывают в это время видимы даже в средних широтах¹. Не подлежит сомнению, что тот же солнечный агент, который возмущает магнитное поле Земли, ответствен и за полярные сияния.

Было бы чрезвычайно интересно найти корреляцию между вариациями земного магнетизма и какими-либо другими индексами солнечной деятельности, кроме количества и площади пятен. Как уже было сказано, проф. Е. Перепелкин в Пулкове считает таким чувствительным индексом среднее отношение (ρ) интенсивностей H_z и H в протуберанцах. Нижеследующая таблица дает весьма интересное сопоставление пулковских наблюдений ρ , результатов геомагнитных наблюдений в Слуцке и, наконец, Вольфовых чисел.

Период наблюдений	ρ (Пулково)	W_D — суточная амплитуда магнитного склонения в Слуцке за тот же период	Числа Вольфа (за тот же период)
1928, июль	0,58	18'6	98
1929, апрель—август	0,39	13'1	64
1930, май—август	0,42	14'7	28
1931	0,34	11'6	18
1933	0,26	11'2	3
1934, май—июль	0,23	10'6	12

¹ Нашим поморам это было давно известно. Ср. поговорку поморов „матка (компас) душит на пазорах“ (полярных сияниях).

Вычисление дает для коэффициента корреляции между r и W_D близкое к единице значение (0,98).

Слышимость радиосигналов, как известно, зависит от степени ионизации земной атмосферы и меняющихся высот „проводящих слоев“ Кенелли - Хевизайда, Апплтона и т. д. С другой стороны, ионизация нашей атмосферы зависит от ультрафиолетовой радиации Солнца и количества быстрых ионов и электронов, проникающих в атмосферу извне, то-есть от Солнца. Как мы видели, магнитные бури находятся в корреляционной зависимости с числом солнечных пятен, а так как первые так или иначе вызываются корпускулярной или ультрафиолетовой радиацией Солнца, то мы можем ожидать, что и слышимость радиосигналов является функцией количества солнечных пятен.

Наблюдательный материал по слышимости радиосигналов пока весьма ограничен, однако, он все же явственно подтверждает указанную выше зависимость. Стетсон (Stetson) в Кембридже (США) производил ежедневные наблюдения слышимости радиосигналов (от 9 до 10 час. пополудни) в течение ряда лет. Хотя эти наблюдения и не покрывали полного цикла солнечной деятельности, тем не менее они дали весьма недвусмысленный результат: оказалось, что слышимость была наилучшей в те дни, когда число солнечных пятен было наименьшим, и наоборот. Несмотря на всю свою ограниченность, эти наблюдения заставляют предполагать, что наличие солнечных пятен уменьшает слышимость радиосигналов и является вредным с точки зрения радиотехники. Крайне необходимо вести подобные наблюдения в течение долгих промежутков времени и в разных местах.

Природа электромагнитных влияний Солнца

Мы видели выше, что электромагнитные влияния Солнца охватывают очень сложную и разнообразную сферу явлений. Магнитное поле Земли, ионизация земной атмосферы, полярные сияния и даже изменение электрического потенциала — все это каким-то образом связывается воедино, словно в единый организм, необыкновенно чутко реагирующий на изменения солнечной деятельности. Мы имеем таким образом две серии пространственно весьма удаленных друг от друга явлений, находящиеся между собой в теснейшей корреляционной зависимости. Задача заключается в том, чтобы, основываясь на довольно скудных сведениях о природе явлений в обеих сериях, установить и теоретически объяснить природу связи между ними. Имея в виду всю неопределенность этой задачи, не приходится удивляться тому, что мы еще довольно далеки от ее бесспорного и однозначного решения.

Солнечная энергия может передаваться Земле лишь двумя путями: либо радиацией Солнца, либо излучаемыми им корпускулами, независимо от природы последних. Видимая нами область солнечного спектра, играющая столь важную роль в отно-

шении тепловых влияний Солнца, имеет весьма второстепенное значение в отношении передачи электромагнитных влияний последнего. Здесь может иметь значение, конечно, только ультра-

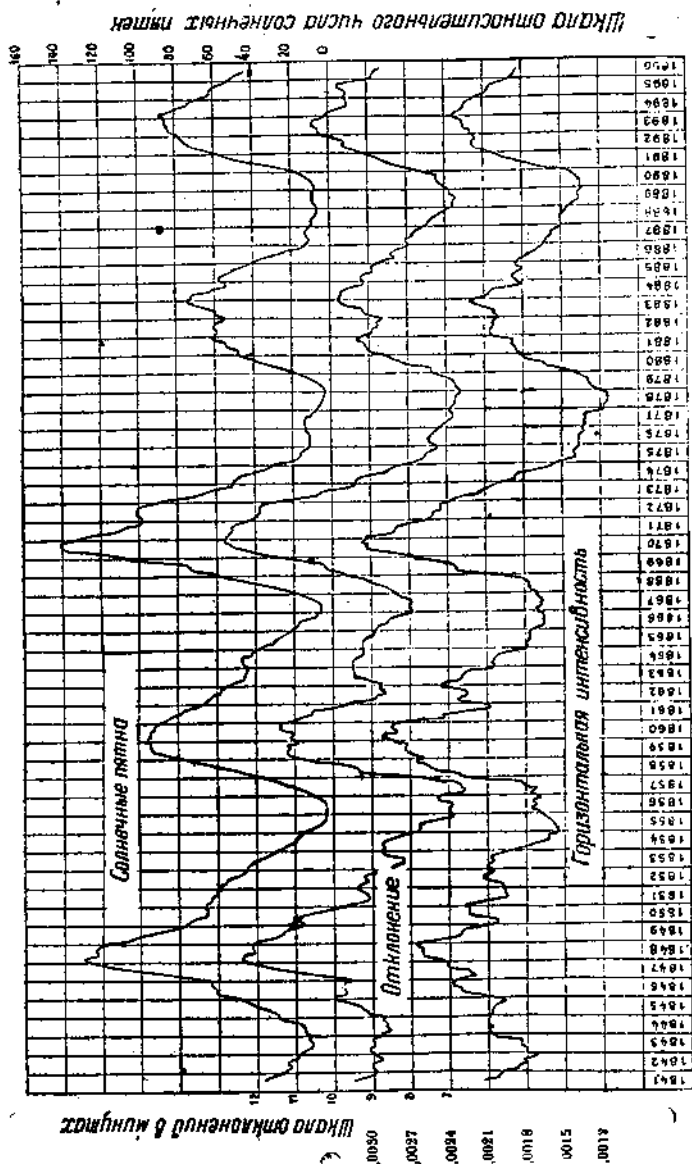


Рис. 36. Корреляция между Вольфовыми числами, склонением магнитной стрелки и интенсивностью горизонтального компонента магнитной силы (1841 — 1896 гг.)

фиолетовая часть солнечной радиации, которая, поглощаясь в земной атмосфере, производит ионизацию, то-есть расщепление зарядов, движение которых эквивалентно току. Другой возмож-

ный агент есть корпускулярная радиация Солнца. Допустим, что Солнце излучает поток заряженных частиц, пути которых в пространстве пересекаются Землей. Эти потоки, несущие с собой электрические заряды, будут передавать свою энергию Земле, вызывая в ней различные электромагнитные явления. Целый ряд аргументов говорит за то, что корпускулярная радиация Солнца, по крайней мере отчасти, ответственна за электромагнитные влияния последнего.

Эти аргументы можно резюмировать следующим образом:

1) Магнитные бури не начинаются одновременно по всей Земле. Время „распространения“ бури (см. стр. 154) говорит в пользу корпускулярного характера того солнечного агента, который ее вызывает.

2) Повторяемость магнитных бурь в течение 27-дневного периода, то-есть периода обращения Солнца вокруг оси, говорит за то, что солнечный агент, их вызывающий, распространяется в виде ограниченного пучка, следующего за солнечным вращением. Это, конечно, довольно веский аргумент в пользу корпускулярных влияний Солнца.

3) Между солнечными извержениями и вызванными ими магнитными бурями проходит больше 24 часов. Если бы возмущающим агентом была внезапно увеличивающаяся ультрафиолетовая радиация Солнца, благодаря весьма большой скорости света, этот промежуток не превзошел бы 498 секунд, то-есть того времени, которое нужно свету для того, чтобы пройти расстояние от Солнца до Земли. Наблюдаемые запаздывания магнитных бурь, хотя и не позволяют точно определить скорость распространения возмущения, однако, доказывают, что она несравненно меньше скорости света.

4) В медленных электромагнитных влияниях также несомненно участие солнечных корпускул. В самом деле, мы видели выше (стр. 152), что максимум вариации земного магнетизма запаздывает слегка по отношению к максимуму Вольфовых чисел. Бартельс (Bartels) объясняет это следующим образом. Причиной запаздывания является систематическое уменьшение гелиографической широты пятен от минимума к максимуму, благодаря чему к максимуму увеличивается вероятность того, что Земля (движущаяся в плоскости, близкой к плоскости солнечного экватора) попадет в поток корпускул, излучаемых областями пятен и вызывающих вариацию земного магнетизма.

Очевидно, кривая магнитной деятельности Земли явится результатом сложения двух кривых: одной — параллельной кривой Вольфовых чисел и другой, характеризующей собой возрастающий шанс встречи Земли с корпускулами по мере уменьшения их средних гелиографических широт. Объяснение запаздывания двух кривых ясно само собой.

5) Теоретический анализ ионизации в стратосфере заставляет предполагать, что по крайней мере отчасти эта ионизация вызывается корпускулярным излучением Солнца.

Мы видим, таким образом, что в нашем распоряжении имеется достаточно аргументов в пользу корпускулярных влияний Солнца. Однако, прежде чем перейти к их анализу, стоит немного остановиться на так называемой „ультрафиолетовой“ (*UV*) теории электромагнитных влияний Солнца, предложенной Гальбартом (Hulburt) и Мерисом (Maris) в 1929-1930 гг. Именно анализ этой гипотезы покажет нам всю важность корпускулярной теории и подготовит почву для ее понимания.

Авторы *UV* гипотезы принимают, что в „активных“ областях Солнца происходит внезапная (продолжительность, скажем, полчаса) вспышка ультрафиолетовой радиации, которая, поглощая земной атмосферой, увеличивает ионизацию последней. Образовавшиеся ионы образуют в магнитном поле Земли потоки, которые, будучи эквивалентны току, производят возмущение магнитного поля Земли. Эти ионы, поднявшись на достаточную высоту, увлекаются магнитным полем Земли к полюсам последней, производя полярные сияния.

UV-теория Гальбарта — Мериса подверглась очень суровой критике со стороны первого авторитета в этой области, английского астронома и геофизика Чепмана (Chapman). Последний указал на то, что магнитные силовые линии, пересекающие Землю в полярных областях, поднимаются в низких широтах очень высоко над земной поверхностью. Поэтому, для того, чтобы достичь полярных областей и образовать здесь полярное сияние, ионы в низких широтах должны подняться до высот 40 000 км (!) и больше. С другой стороны, на таких высотах плотность ничтожно мала.

Однако, если даже допустить вместе с *UV*-теорией, что ионы в низких широтах поднимаются со скоростью 10 км в секунду, что само по себе представляется крайне сомнительным, этим процессом невозможно объяснить полярные сияния. В самом деле наблюдения показывают, что высоты полярных сияний располагаются от 90 до 1000 км с максимумом частоты между 101 и 106 км. Для проникновения в столь низкие области атмосферы требуются частицы с очень большими скоростями, между тем гипотетические ионы Гальбарта и Мериса, имея малую скорость, никак не смогут проникнуть ниже 200 км над поверхностью Земли. Не меньшие трудности встречает *UV*-теория и в объяснении магнитных бурь. Обратимся, поэтому, к рассмотрению корпускулярной гипотезы.

Эта гипотеза была предложена впервые Гольдштейном в 1881 г. В 1896 г. Биркеланд (Birkeland) сделал свой знаменитый опыт, установивший, что магнитный полюс заставляет сходиться в точку поток катодных лучей (то-есть электронов). Этот опыт дал основание Штермеру (Störmer) установить новую, принятую теперь, теорию полярных сияний.

Рассматривая Землю, как равномерно намагниченную сферу, Штермер вычислил траектории наэлектризованных частиц, падающих к нам от Солнца и нашел, что они сходятся около

магнитных полюсов. Причиной полярных сияний, таким образом, являются отклоненные земным полем корпускулы. Самое свечение верхних слоев атмосферы во время полярных сияний объясняется возбуждением и ионизацией атомов и молекул О и N путем столкновения с энергичными корпускулами, вторгающимися в нашу атмосферу. Теория Штермера, не связывая себя предположением об одноименности заряда корпускул, объясняет связь полярных сияний с магнитными бурями и в настоящее время является общепринятой. Перейдем теперь к теории магнитных бурь — явлению несравненно более сложному, чем полярные сияния.

Вначале магнитные бури рассматривались как прямые проявления магнитного поля, образуемого электрическим током — движением проникающих в атмосферу солнечных корпускул, обладающих зарядами *одного и того же знака*. Такова была гипотеза Лоджа (Lodge), предложенная им в 1909 г. Она была подвергнута критике Шустером, который указал на то, что поток корпускул одного знака должен был бы разлететься вследствие взаимного электростатического отталкивания в течение его длинного пути от Солнца к Земле. Сам Шустер держался другой точки зрения. По его мнению, причиной магнитных вариаций являются токи ионов, движущихся в магнитном поле Земли. Корпускулярная радиация Солнца увеличивает ионизацию атмосферы и, следовательно, усиливает эти токи. Увеличение интенсивности этих токов дает дополнительный магнитный эффект, который и является причиной магнитных бурь и вариаций. Гипотеза Шустера, имеющая известную аналогию в модели динамо, явилась развитием старых идей Бальфур Стюарта. Впрочем, она никогда не была развита в форму стройной математической теории.

Современная (1931 г.) теория магнитных бурь принадлежит Чепману и Ферраро (Ferraro). На ней стоит остановиться несколько подробнее. Задача авторов теории — объяснить обе фазы нормальной магнитной бури, так называемую „первую фазу“, заключающуюся в быстром увеличении горизонтальной слагающей геомагнитного поля и „главной фазы“, в течение которой возмущение медленно уменьшается. Предполагается (в противоположность, напр., теории Лоджа), что поток солнечных корпускул в целом нейтрален, хотя и ионизирован. Предполагая, что продолжительность бури приблизительно равна тому времени, в течение которого Земля „пересекает“ поток корпускул, можно рассчитать, что его сечение на расстоянии равном расстоянию Земли от Солнца порядка 10 миллионов километров. Это соответствует угловым размерам на солнечной поверхности порядка 5—15°. Таковы должны быть, следовательно, угловые размеры солнечных областей, производящих извержения корпускул.

Когда нейтральное, но ионизированное облако корпускул приближается к Земле, магнитное поле последней „разделяет“ заряды в облаке и создает электрические токи на передней его поверхности. Эти токи (пока они продолжают) в свою очередь

производят дополнительное магнитное поле, которое, накладываясь на магнитное поле Земли, производит „первую фазу“ бури. Энергия дополнительного поля должна появиться за счет уменьшения кинетической энергии облака, вследствие чего последнее замедляет свое движение. Наибольшее замедление, естественно, происходит в точке *A* (рис. 37), вследствие чего в облаке образуется полая область *CAB*. Вычисление показывает, что вначале бури, когда интенсивность земного поля увеличивается на $3 \cdot 10^{-4}$ гаусса, точка *A* находится в расстоянии пяти земных радиусов от центра Земли *E*.

Между тем перемещение зарядов в передней области облака ведет к его „поляризации“, так что на поверхности *AC* концентрируются отрицательные заряды, а на *AB* — заряды положительные. Вследствие этого заряды у *B* и др. имеют тенденцию двигаться к противоположной стороне полости. Так возникает ток, который замыкает вокруг *E* кольцо на расстоянии нескольких радиусов от ее центра.

Это кольцо существует в течение нескольких дней, причем его основной эффект заключается в прогрессивном уменьшении возмущенного магнитного поля Земли, то-есть проявляется в „главной фазе“ бури. Теория Чепмана — Ферраро хорошо справляется с поставленной перед ней задачей. К сожалению, в одном пункте она наталкивается на значительные трудности. Именно, вытекающая из нее плотность облака корпускул оказывается слишком высокой — порядка 10^6 ионов на см^3 , то-есть примерно 10^{-15} — 10^{-16} грамм на см^3 . Это чересчур большая плотность, раз в десять большая плотности короны. Если принять во внимание эффект чисто геометрического расширения пучка на расстоянии Земли от Солнца сравнительно с его размерами на поверхности Солнца, станет ясна неприемлемость этого результата. Если оставить в стороне эту трудность, которую, быть может, удастся обойти, теория Чепмана — Ферраро довольно удовлетворительно справляется с поставленной ее авторами задачей.

Как мы видели, в настоящее время не приходится сомневаться в том, что причиной магнитных бурь, полярных сияний

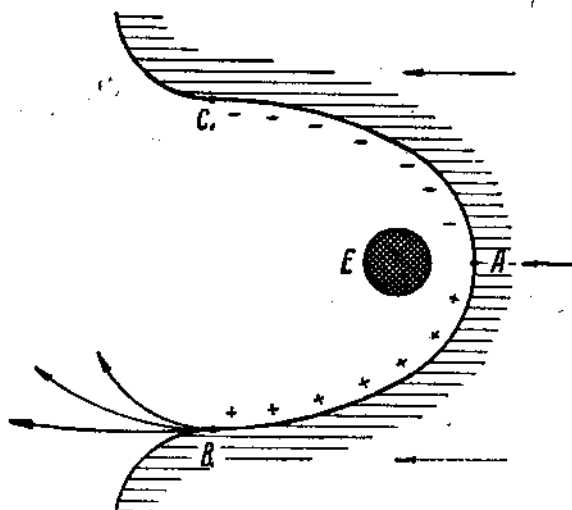


Рис. 37. К теории Чепмана—Ферраро

и отчасти долгопериодических колебаний земного магнетизма является корпускулярное излучение Солнца. Отсюда, однако, вовсе не следует, что электромагнитные влияния последнего этим и исчерпываются. Несомненно, что часть этих влияний следует отнести и за счет ультрафиолетовой радиации Солнца. Вероятно, часть долгопериодических вариаций земного магнетизма объясняется именно вариациями последней. К этому приводит также анализ вопроса об ионизации земной атмосферы.

Как известно, верхние слои нашей атмосферы находятся в состоянии довольно значительной ионизации. Это доказывается существованием слоев, обладающих большой электропроводностью и действующих наподобие зеркал, отражающих радиоволны. Физическая картина здесь такова. Увеличение числа свободных ионов уменьшает коэффициент преломления слоя и, если их число становится достаточно большим, происходит искривление, изгибание радиолуча и, наконец, полное его отражение. Так как показатель преломления зависит от длины волны (дисперсия радиоволны), то от последней будет зависеть, пройдет ли радиолуч через данный слой или будет от него отражен. Если f_c есть наименьшая (критическая) частота, при которой радиолуч еще проходит через слой, то для количества N ионов в единице объема теория дает значения между $N = 1,86 \cdot 10^{-8} f_c^2$ и $N = 1,24 \cdot 10^{-8} f_c^2$, в зависимости от величины некоторой постоянной, которая входит в формулу дисперсии. Существуют различные методы определения высоты проводящего слоя, отражающего радиоволны. Простейший из них состоит в приеме сигналов на некотором расстоянии от отправительной станции. Если обе станции настолько близки друг от друга, что на первой из них можно „принять“ волну, распространяющуюся вдоль земной поверхности, то точное определение времени запаздывания отраженной волны на основании геометрических соображений даст высоту отражающего (проводящего) слоя. Определение критической частоты f_c далее, позволяет найти N , то есть плотность ионов в нем, а, значит, и степень ионизации.

Работы Апплтона показали, что нормально в атмосфере существует по крайней мере три проводящих слоя — E , F_1 и F_2 (один из них был известен раньше под именем слоя Кеннели-Хевисайда), высоты которых, вообще говоря, не остаются постоянными. Слой E находится на высоте 100 — 120 км, F_1 — в среднем немного выше 185 км и F_2 — несколько ниже 250 км. Все три слоя обнаруживают суточные вариации, причем максимум ионизации в E и F_1 слоях приходится на полдень. То же самое относится к слою F_2 зимой. Летом же этот слой обнаруживает максимум ионизации около захода Солнца. Суточные вариации ионизации трех слоев показывают, что эта ионизация зависит от положения Солнца по отношению к зениту слоев. Однако, они ничего не говорят о том, каков тот агент, который производит ионизацию; есть ли это ультрафиолетовая радиация Солнца или потоки корпускул, им излучаемые.

Есть основания думать, что ионизация более высоких слоев атмосферы производится ультрафиолетовой радиацией Солнца, тогда как нижние слои ионизируются его корпускулярной радиацией. В самом деле, расчет (Чепман) показывает, что значительная часть ультрафиолетовой радиации Солнца не достигает низших слоев атмосферы, будучи поглощенной высшими слоями, причем поглощенная энергия тратится на ионизацию и диссоциацию. Атомный кислород ионизируется радиацией, для которой $\lambda < 900 \text{ \AA}$, тогда как для диссоциации озона этот предел, как мы знаем, есть $\lambda = 2900 \text{ \AA}$. Можно думать, что F_1 и F_2 слои ионизируются ультрафиолетовой радиацией Солнца ($\lambda < 900 \text{ \AA}$), тогда как более низкий E слой ионизируется весьма энергичными (вероятно, нейтральными) корпускулами — результатами солнечных извержений. Большие ряды радионаблюдений, произведенные Апплтоном и его сотрудниками в течение последнего полярного международного года, говорят за то, что нормальная ионизация проводящих слоев обусловлена ультрафиолетовой радиацией Солнца, тогда как быстрые и иррегулярные изменения в ней объясняются воздействием корпускулярных истечений Солнца.

В 1932 г. Чепман предложил весьма остроумный метод для решения вопроса о природе ионизирующего излучения Солнца. Дело идет о наблюдении за распространением радиоволн (определение степени ионизации проводящих слоев) во время полных солнечных затмений. Допустим на минуту, что ионизирующим агентом является ультрафиолетовая радиация Солнца. Тогда максимальный эффект затмения на ионизацию проводящего слоя над данным местом совпадает с моментом середины полного затмения для этого места (скорость распространения ультрафиолетовых лучей и видимых лучей практически одна и та же). Так как эффект затмения проявляется в уменьшенной ионизации, то в этом случае минимум последней должен произойти одновременно с серединой затмения. Теперь допустим, что ионизация обусловлена корпускулами, проникающими в нашу атмосферу со скоростями порядка 1000 км в секунду. В этом случае картина будет несколько иная. Скорость относительного движения Земли и Луны (то-есть скорость движения конуса солнечной тени) не бесконечно мала сравнительно со скоростью движения корпускул. Вследствие этого Земля вступит „в тень для корпускул“ или, как ее называют, в „корпускулярную тень“ раньше, чем она вступит в оптическую тень Луны. Другими словами, „корпускулярное затмение“ произойдет раньше „оптического“. Чепман вычисляет, что в этом случае во время затмения 31 августа 1932 г. минимум ионизации (минимум критической частоты f_c) должен был случиться на два часа раньше середины оптического затмения.

Метод Чепмана позволяет решить вопрос о природе ионизирующего агента на различных высотах. Понятно поэтому, что во время затмения 31 августа 1932 г. ряд экспедиций (в США) производили специальные радионаблюдения по схеме Чепмана.

Наблюдения Кирби и его сотрудников показали, что в E и F_1 слоях минимум ионизации наступил точно в момент максимальной фазы оптического затмения. Результаты их относительно F_2 слоя оказались неопределенные. Зато Александерсон для того же затмения нашел, что минимум ионизации в F_2 слое на-

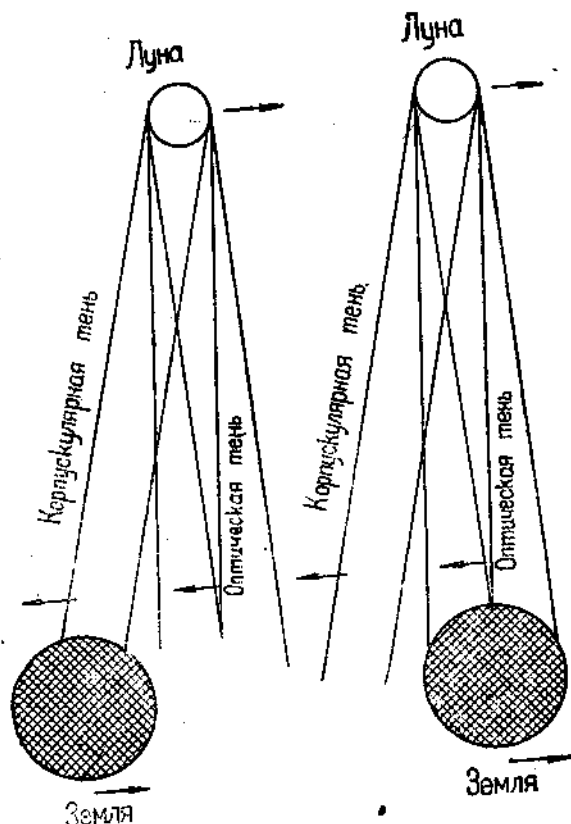


Рис. 38. Схема корпускулярного затмения

ступил за два часа до середины затмения. Если эти наблюдения правильны, то оказывается, что, вопреки ожиданиям (см. выше), ионизация в более низких слоях вызывается ультрафиолетовой радиацией Солнца, тогда как верхний слой ионизируется корпускулами. Надо думать, что наблюдения во время затмения 19 июня 1936 г. в СССР окончательно выяснят этот вопрос.

Механика и физика корпускулярных потоков

Первая математическая теория извержения Солнцем ионов была предложена в 1926 г. Милном. Основная мысль его заключается в следующем.

Рассмотрим группу атомов Са II, находящихся в солнечной хромосфере и допустим, что вследствие каких-либо причин они приобретают положительную скорость по отношению к Солнцу (восходящее движение). Это может быть, напр., следствием случайных столкновений с другими группами атомов, флуктуацией в направлении излучения квант и т. д. Будучи вначале неподвижным, т.-е. поглощая в центре линии, напр., К (частота ν_0), атом приобретает положительную скорость по отношению к Солнцу. Так как атом в состоянии поглощать лишь длину волны ν_0 и так как длины волн солнечного спектра будут для атома смещены в положительную сторону, то длине волны λ_0 , поглощаемой атомом, будет в солнечном спектре соответствовать длина $\lambda_0 - \Delta\lambda_0$. Другими словами, движущийся атом начнет поглощать энергию в области фиолетового крыла линии. Однако, здесь радиация Солнца больше, чем в середине, вследствие чего атом получает ускорение в направлении от Солнца. Этот процесс идет сам собой. Увеличивая свою скорость, атом поглощает во все более и более ярких частях крыла линии и получает все большее и большее ускорение. Так атом „выбирается“ из линии и начинает поглощать в частотах, соответствующих непрерывному спектру около линии. По мере удаления от Солнца ускорение, однако, уменьшается, так как световое давление уменьшается обратно пропорционально квадрату расстояния. Динамически ясно, что атом получит в итоге некоторую предельную скорость V_∞ , соответствующую бесконечному удалению от Солнца. Рассмотрим самый простой случай треугольного контура линии К. Пусть I_0 — остаточная интенсивность в центре линии, I_1 — интенсивность непрерывного спектра в окрестности линии, $2\Delta\lambda$ — ширина линии, а λ_0 — длина волны ее центра. Из чертежа видно, что интенсивность в какой-либо точке Р фиолетового крыла контура равна

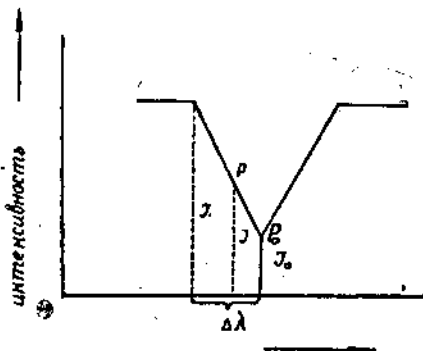


Рис. 39. Диаграмма к теории Милна

$$I - I_0 = (I_1 - I_0) \frac{\lambda_0 - \lambda}{\Delta\lambda}, \quad (1)$$

если λ — соответствующая длина волны в точке Р. По принципу Доплера атом в этой точке обладает отрицательной по отношению к наблюдателю на Земле лучевой скоростью

$$\frac{v}{c} = \frac{\lambda_0 - \lambda}{\lambda_0}. \quad (2)$$

Примем, что в точке P_0 — ускорение равно нулю, предполагая, что вначале атом был в равновесии. Значит $g = \alpha I_0$, где g — ускорение силы тяжести, а α — некоторая атомная постоянная. В точке P контура ускорение равно

$$\alpha I - g = \frac{g(I - I_0)}{I_0},$$

если атом находится недалеко от Солнца. На расстоянии r ускорение, очевидно, равно

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = g \frac{a^2}{r^2} \frac{I - I_0}{I_0},$$

где a — радиус Солнца.

Переходя к Лагранжевым обозначениям производных, полагая $v = r'$ и исключая λ и I с помощью формул (1) и (2), полагая $V = c \frac{\Delta \lambda}{\lambda_0}$, мы получаем окончательное дифференциальное уравнение движения в виде

$$r'' = \frac{I_1 - I_0}{I_0} \cdot \frac{a^2 g}{V} \cdot \frac{r'}{r^2}; \quad (3)$$

очевидно, V есть Допплерова скорость, соответствующая половине ширины линии $\Delta \lambda$. Интегрируя (3), полагая, что начальная скорость равна v_0 , мы находим

$$V - v_0 = \frac{I_1 - I_0}{I_0} \frac{ag}{V} \left(1 - \frac{a}{r} \right). \quad (4)$$

Пусть r_1 — есть расстояние от Солнца, на котором атом „достигает“ точки P контура, когда его скорость есть, очевидно, V , соответствуя половине ширины линии. Уравнение (4) дает

$$V - v_0 = \frac{I_1 - I_0}{I_0} \cdot \frac{ag}{V} \left(1 - \frac{a}{r_1} \right). \quad (5)$$

После r_1 атом получает ускорение по закону:

$$r'' = \frac{I_1 - I_0}{I_0} g \frac{a^2}{r^2},$$

ибо после этого интенсивность постоянна и равна I_1 . Интегрирование дает (постоянные интегрирования — r_1 и V):

$$\frac{1}{2}(v^2 - V^2) = \frac{I_1 - I_0}{I_0} ag \left(\frac{a}{r_1} - \frac{a}{r} \right). \quad (6)$$

Исключая r_1 из (5) и (6), находим

$$v^2 + V(V - 2v_0) = 2 \frac{I_1 - I_0}{I_0} ag \left(1 - \frac{a}{r} \right).$$

Предельная скорость V_{∞} (когда $r = \infty$), очевидно, равна

$$V_{\infty}^2 = -V^2 + 2 \frac{I_1 - I_0}{I_0} ag,$$

если пренебречь v_0 сравнительно с V . Милн принимает для вычисления $V = \frac{c \Delta \lambda}{\lambda_0}$, $\Delta \lambda = 8 \text{ \AA}$ и на основании спектрофотометрических данных $\frac{I_0}{I_1} = \frac{1}{9}$, после чего получает

$$V_{\infty} = 1630 \text{ км сек}^{-1}.$$

Такого же порядка будет V_{∞} и для других атомов (H, He, Fe и т. д.), которые находятся в хромосфере. На расстоянии, равном расстоянию Земли от Солнца скорость выброшенных Солнцем атомов будет весьма близка к V_{∞} .

Можно сказать, что подобное облако корпускул, извергнутое Солнцем, должно быть в целом электрически нейтральным, что гарантирует его целостность во время движения от рассеяния вследствие электростатических отталкивательных сил. Действие светового давления на свободные электроны совершенно ничтожно, так что непосредственно выбрасываться Солнцем будут положительные ионы и нейтральные атомы. Однако, вследствие электростатического притяжения, вылетающие из Солнца ионы должны "тянуть" за собой из хромосферы свободные электроны в равном числе. Таким образом облако будет электрически нейтрально, хотя и весьма ионизировано. Как показал Чепман, макроскопическое смещение положительных и отрицательных зарядов в облаке будет совершенно ничтожно.

Предельная скорость корпускул, вычисленная теоретически, должна удовлетворять двум требованиям. Она должна давать для времени движения облака от Солнца до Земли тот интервал, который соответствует разности времени начала магнитной бури и момента прохождения пятен (или вообще активных областей Солнца) через центральный меридиан. Во-вторых, она должна быть достаточно велика для того, чтобы корпускулы, несмотря на столкновения с молекулами воздуха, смогли бы проникнуть вплоть до нижней границы полярных сияний, то-есть до высоты 80—100 км над поверхностью Земли. Первому требованию теория Милна несомненно удовлетворяет. Нетрудно рассчитать, пользуясь формулами Милна, что нужно всего 15 минут для того, чтобы достигнуть расстояния $r = \frac{1}{3} a$, где скорость $v = \frac{1}{3} V_{\infty}$. Для большей части пути движение атома будет почти равномерным и для того, чтобы достигнуть Земли ему понадобится 1,11 дней, что находится в полном согласии с цитированными выше данными Маундера и Хейла. Несколько хуже обстоит дело с проникающей способностью ввергающихся в нашу атмосферу корпускул. Проницательная сила Ca II атома, обладающего скоростью 1600 км в секунду, соответствует столбу воз-

духа при нормальных условиях высотой в 0,15 см. Действительная проникающая сила корпускул, достигающих нижнего уровня полярных сияний, неизвестна. Однако, она во всяком случае больше 0,4 см при нормальных условиях.

Теория Милна, разумеется, только первое приближение. Помимо указанного выше дефекта, можно думать, что Милн получил слишком большой числовой результат для V_{∞} . Он принимает $\Delta\lambda=8 \text{ \AA}$, тогда как на самом деле эта величина вдвое больше¹. Этот недостаток теории можно устранить, принимая, что начальная скорость атома v_0 , не исчезающе мала, и другими усовершенствованиями теории. Можно сказать, резюмируя, что теория Милна дает неплохой исходный пункт для дальнейших исследований.

Колебания солнечной постоянной

Изменения солнечного излучения должны иметь огромное значение для метеорологических и биологических процессов на поверхности Земли. Вся важность их может быть иллюстрирована следующим простым вычислением. Постоянство средней температуры земной поверхности показывает, что имеется известное равновесие между потоками энергии, получаемой Землей от Солнца и излучаемой ею в мировое пространство (пренебрегая совершенно незначительным потоком энергии из недр Земли). За среднюю температуру земной поверхности мы примем 300° абс. и будем предполагать, что она излучает как черное тело. Вычислим, насколько градусов должна измениться эффективная температура Солнца для того, чтобы средняя температура земной поверхности изменилась на 4° . Обозначая эти температуры $T_{\odot}$ и T_1 , имеем по условию равновесия

$$AT_{\odot}^4 = BT_1^4,$$

где A и B — постоянные, значения которых нам не понадобятся. Дифференцируя логарифмически это равенство, легко находим

$$\Delta T_{\odot} = \Delta T_1 \cdot \frac{T_{\odot}}{T_1}.$$

Принимая $T_{\odot} = 6000^{\circ}$, $T_1 = 300^{\circ}$ и $\Delta T_1 = 4^{\circ}$, получаем

$$\Delta T_{\odot} = 80^{\circ}.$$

Таким образом, если бы эффективная температура Солнца понизилась на продолжительное время с 6000° до 5920° , то в

¹ Следует заметить, что в этом случае $\Delta\lambda$ относится к *действительной* ширине линии, как она наблюдается нами, а не той малой ширине, которая употребляется при вычислении теоретического коэффициента поглощения (см. главу о теории хромосфер).

новом состоянии термического равновесия средняя температура земной поверхности понизилась бы на 4° . Следствия этого были бы огромны. По Брюкнеру, продолжительное понижение средней температуры Земли на $3-4^{\circ}$ вызвало бы наступление новой ледниковой эпохи.

Хотя подобное систематическое изменение солнечного излучения исключается самим фактом постоянства средней температуры земной поверхности в течение многих десятков тысячелетий, периодические колебания его с астрофизической точки зрения представляются вполне возможными. Выше было указано, что пятнадцать лет тому назад Абботу удалось обнаружить колебания солнечной постоянной с максимальной амплитудой до 5,4%. В первое время метеорологи относились с излишним энтузиазмом к открытию Аббота и стали искать и находить различные корреляции между изменениями солнечной постоянной и ходом метеорологических элементов, полагая, что важнейшая и темнейшая задача долгопериодических предсказаний погоды близка к своему разрешению. В настоящее время этот энтузиазм уступил место излишнему скепсису.

Наибольшее доверие вызывает установленная Абботом корреляция, между годовичными средними значениями солнечной постоянной и пятнообразующей деятельностью Солнца. Коэффициент корреляции оказался равным

$$r = +0,627 \pm 0,124$$

(для наблюдений 1905 — 1917 гг.) в том смысле, что увеличение числа пятен соответствует повышению солнечной постоянной. Этот на первый взгляд парадоксальный результат может быть истолкован в том смысле, что вместе с увеличением числа пятен увеличивается излучение невозмущенных областей Солнца. Месячные средние значения солнечной постоянной подобной корреляции не обнаружили. Мало того, как показал Марвин (Marvin), эти месячные средние показывают ясный годичный ход в том смысле, что они минимальны в летнее время и максимальны зимой. Это может быть истолковано только влиянием неучтенных при экстраполяции болометрических наблюдений (к толщине атмосферы равной нулю) „помутнений“ в земной атмосфере. Последние являются установленным фактом. Достаточно указать на то, что „помутнение“, вызванное парами и газами во время извержения вулкана Катмай на Аляске в 1912 г., распространилось на всю земную атмосферу и понизило значение наблюдаемой солнечной постоянной вплоть до 1913 г. Аббот придавал большое значение открытым им короткопериодическим, иногда иррегулярным колебаниям солнечной постоянной.

Ряд исследователей, однако, обратил внимание на то, что с годами, по мере повышения точности методов наблюдения, амплитуда этих колебаний обнаружила явственное уменьшение. Так, напр., амплитуда суточных колебаний солнечной постоянной

равнялась 2,2% в 1912 г., 0,5% в 1919 и 0,4% в 1922 — 1924 гг. Эти исследователи таким образом объясняют первые результаты Аббота о короткопериодических колебаниях солнечной постоянной просто-напросто неточностью методов наблюдения.

В общем можно сказать, что хотя некоторые колебания солнечной постоянной, несомненно, являются реальными, большая (но еще невыясненная) часть их, вероятно, обуславливается „помутнением“ земной атмосферы, неподдающимся пока учету.

В последнее время большое внимание привлекли к себе работы Петита на Маунт Вилсон. Петит занялся исследованием колебаний солнечной радиации в ультрафиолетовой части спектра, регистрируя ежедневно путем термпары излучение около 310μ (через серебряную пленку) и около 500μ (через золотую пленку и зеленый фильтр). Он обнаружил весьма значительные колебания ультрафиолетового излучения Солнца, достигающие до 86% . Критическое исследование результатов Петита Бернгаймером (Bernheimer), однако, показали, что эти колебания обладают ясно выраженным годичным ходом и, вероятно, частью или целиком обусловлены „помутнениями“ в земной атмосфере. Чем бы ни были вызваны эти изменения, они должны иметь большое значение для растительного мира, не говоря уже о различных метеорологических элементах.

Резюмируя, мы видим, что пока еще рано делать определенные заключения о колебаниях солнечного излучения. Самый же факт изменений наблюдаемых значений солнечной постоянной несомненен и имеет большое значение для народнохозяйственной жизни. Это вполне оценено практичными американцами, которые тратят большие деньги на поддержание специальных станций (в Северной и Южной Америке, в Африке и Азии). У нас в СССР этому еще не уделено никакого внимания — факт, достойный большого сожаления.

Использование солнечной энергии

(Гелиотехника)

Основываясь на значении солнечной постоянной (по Абботу) нетрудно вычислить, что если бы земной атмосферы не существовало, каждый 1 см^2 земной поверхности получал бы от Солнца $1,35 \cdot 10^5 \cos z$ эргов в секунду (z — зенитное расстояние Солнца), что равно $0,135 \cos z$ ваттов на 1 см^2 . Так как поверхность обращенного к Солнцу земного полушария равна в круглых числах $2,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^2$, а среднее значение $\cos z$ по полусфере равно $\frac{1}{2}$, легко найти, что (без учета влияния атмосферы) Земля получает от Солнца в секунду $1,8 \cdot 10^{14}$ квт. Даже при весьма низкой расценке энергии — 2 коп. за квт-час, коммерческая стоимость солнечной энергии, падающей на Землю в течение секунды равнялась бы 1 миллиарду рублей. В действительности, вслед-

ствие поглощения атмосферой на долю земной поверхности приходится вместо $1,8 \cdot 10^{14}$ квт всего лишь $0,8 \cdot 10^{14}$ квт; из них на поверхность суши—только $1,7 \cdot 10^{13}$ квт. Лишь ничтожная часть этой мощности — $2,5 \cdot 10^{10}$ квт поглощается растениями.

Какую часть мощности, поглощенной растениями, использует человечество в свою пользу? Приблизительный подсчет дает следующие результаты¹. Из солнечной мощности, поглощенной растениями, человечество использует в виде:

	Квт
Пищи для себя и домашних животных	$1,6 \cdot 10^9$
Топлива	$2,0 \cdot 10^9$
Механической энергии	$6,0 \cdot 10^7$

Мы видим, таким образом, какое огромное количество солнечной мощности пропадает „даром“. Ведь только на долю СССР приходится $1,5 \cdot 10^{11}$ квт последней. Всякому, разумеется, понятно, что основной причиной этой потери является трудность собирания и сохранения солнечной энергии, а также ничтожный технический коэффициент полезного действия, достижимый в настоящее время.

В свете вышеприведенных цифр становится ясным, какое огромное значение имело бы техническое использование хотя бы части пропадающей „даром“ солнечной энергии. Немудрено поэтому, что еще в XVII веке находились энтузиасты, посвящавшие свою жизнь решению великой проблемы использования солнечной энергии, то-есть конструирования „солнечных машин“.

Построенные до сего времени „солнечные машины“ могут быть разделены на два типа. Первый основывается на идее „зажигательного“ зеркала или стекла (прототип—„машина“ Бюффона в 1747 г.), второй тип до известной степени варьирует идею оранжерейных ящиков (прототип—„горячий ящик“ Соссюра в Женеве, 1774 г.).

В машинах первого типа солнечная энергия собирается при помощи вогнутого зеркала (сферического, параболического и т. п.), в фокусе которого устанавливается „котел“, нагреваемый собранными солнечными лучами. По этому типу были построены машины француза Мушо, американская установка Ивеаса в Калифорнии и другие. Наибольший успех имела „машина“, установленная в Египте Шуманом. „Котел“ этой машины был окружен стеклянной оболочкой, которая, как известно, весьма непрозрачна для „тепловых“, то-есть инфракрасных лучей,

¹ Много интересных сведений по вопросам, разбираемым в этой главе, читатель найдет в статье проф. Б. П. Вейнберга „Использование солнечной энергии“. „Природа“, 1930 г. № 2.

благодаря чему сберегалась теплота и количество образующейся пара увеличивалось на 50%. Машина Шумана превращала в тепло около 40% падающих на ее зеркала солнечных лучей; технический коэффициент ее полезного действия был относительно велик — до 5 $\frac{1}{2}$ %,

Машины второго типа, основанные на идее оранжереи, то-есть в конечном счете на непрозрачности стеклянных покрышек для „тепловых“ лучей, представляют собой ящики, зачерненные внутри и изолированные снизу и с боков материалами, плохо проводящими тепло, а сверху покрытые стеклами. Подобными ящиками в примитивной, конечно, форме давно пользуются туземцы в жарких странах для приготовления пищи.

Основным затруднением при конструировании эффективных солнечных машин является излучение „котла“, которое тем больше, чем выше его температура. Излучение котла лишь отчасти устраняется помещением его в стеклянную оболочку (Шуман) или вакуум (Штокк и Хейдеман). Является, поэтому, технически более выгодным не достигать максимально возможных температур, но лишь температур наиболее практических с точки зрения учета излучения котла. В этом случае, приходится понижать коэффициент полезного действия двигателя (возрастающего с температурой) для того, чтобы повысить таковой для всей установки (то-есть системы „котел — двигатель“).

Заслуживает известного внимания идея академика А. Ф. Иоффе об использовании фотохимических реакций и вообще фотоэффектов. Подвергая инсоляции покрытую соответствующим веществом поверхность, можно надеяться на получение значительных зарядов, образующихся в результате фотоэффекта. К сожалению, до настоящего времени коэффициент полезного действия при фотоэффекте слишком мал.

Использование солнечной энергии постепенно начинает принимать вполне реальные формы в различных специальных областях. Особенно ценны солнечные опреснители, в результате работы которых можно получать запасы пресной воды, путем перегонки морской воды и даже различных недоброкачественных жидкостей. Заграницей такие опреснители оказались весьма полезными — французы широко пользуются ими в своих африканских колониях.

Обращаясь к СССР, следует привести нижеследующую интересную сводку проф. Б. П. Вейнберга. Последний разделяет полезную солнечную мощность на „экономически выгодную“ и „технически применимую“. Под первой понимается солнечная мощность в тех случаях, когда она оказывается дешевле, чем от какого-либо местного источника или привозного топлива. Под „технически применимой“ понимается та мощность, которую можно получить на валу двигателей при известных ограничительных условиях, которые будут формулированы ниже. Б. П. Вейнберг дает следующую таблицу возможной для технических применений солнечной мощности:

Территория	Солнечная мощность в млрд. квт					
	Технически применимая			Экономически выгодная		
	Максимальная	Средняя	Число месяцев	Максимальная	Средняя	Число месяцев
Кавказ и Крым . . .	0,76	0,69	7,9	—	—	—
Остальная европейская часть СССР .	2,10	2,03	3,4	—	—	—
Казакская республика	3,72	3,18	7,4	1,43	1,22	8,1
Киргизская, Узбекская и Туркменская республики	1,66	1,40	11,8	0,56	0,45	12,0
Остальная азиатская часть СССР	0,54	0,52	3,0	—	—	—
Весь СССР . .	8,78	7,82	6,4	1,9	1,67	9,1

Технически применимая мощность вычислялась при следующих условиях:

„1) Солнечными поглотителями закрывается одна треть площади солнечной силовой станции (во избежание затенения одних зеркал другими)“.

„2) При радиации меньшей 0,6 малых калорий в минуту на 1 см² поверхности, перпендикулярной солнечным лучам (что соответствует приблизительно половинной радиации в очень ясный солнечный день в наших широтах и около 40% при тех же условиях для Туркестана), солнечная мощность технически неприменима“.

„3) Средний промежуток времени, когда радиация не ниже 0,6, должен превышать 6 часов в день“.

„4) Среднее число ясных дней должно быть не менее половины среднего числа пасмурных дней“.

„5) Средняя облачность не должна быть более 60%“.

Как видно из таблицы Вейяберга, „экономически выгодная“ мощность составляет меньше одной пятой „технически применимой“. С прогрессом в конструировании солнечных машин эта доля, разумеется, будет все увеличиваться, если только оправдаются наши надежды на возможность достаточно быстрого увеличения коэффициента полезного действия подобных установок. Ввиду вышесказанного, вполне понятен тот интерес к использованию солнечной энергии—гелиотехнике,—который проявляют наши высшие хозяйственные органы. В настоящее время на опыты с солнечными машинами (особенно в Туркестане) отпускаются

крупные средства и даже в свое время был организован специальный гелиотехнический отдел при Ленинградском физико-техническом институте.

В Туркестане с его мощной инсоляцией гелиотехника стоит уже на вполне практической почве, на острове Челекене (нефтяные и озокеритовые промыслы) построены специальные солнечные опреснители. Гелиотехникой заинтересовался Главный Хлопковый Комитет, имея в виду раннее выращивание рассады и т. д. Все это, конечно, только первые шаги, однако уже они показали, какое значение будет иметь гелиотехника в народном хозяйстве Туркестана. Для европейской части СССР роль гелиотехники довольно ограниченная ввиду относительной малости и прерывистости инсоляции и относительной дешевизны других видов энергии.

Все дело, разумеется, в усовершенствовании солнечных установок и повышении коэффициента их полезного действия.

НЕКОТОРЫЕ СВЕДЕНИЯ ИЗ КВАНТОВОЙ ФИЗИКИ

Значительной частью своих последних успехов физика Солнца обязана применениям квантовой физики. Именно последняя позволила нам интерпретировать основную загадку физики Солнца — фраунгоферов спектр, дала возможность построения разных теорий хромосферы, теории выбрасывания Солнцем заряженных корпускул и т. д. Для надлежащего понимания настоящей книги необходим, поэтому, известный комплекс знаний по квантовой физике. Автор предполагает, что основные понятия последней читателю известны. Однако, по ходу изложения, ему приходится пользоваться некоторыми специальными формулами и понятиями квантовой физики, редко встречающимися в научно-популярных книгах или ходких курсах физики. Представляется, поэтому, целесообразным дать, в виде добавления, краткий очерк необходимых формул, не заботясь об их строгом выводе и имея в виду главным образом их интерпретацию.

В целях упрощения изложения, мы будем стоять на точке зрения так называемой „классической квантовой физики“, пользуясь исключительно атомной моделью Бора, которая в нашем случае оказывается вполне достаточной и удовлетворительной.

а) Атомы в поле излучения

Будем предполагать, что материя и излучение находятся в состоянии термодинамического равновесия. В этом случае основные характеристики материи и излучения описываются одним параметром — T — температурой. Этот параметр характеризует собой:

- 1) распределение скоростей атомов (закон Максвелла),
- 2) в более общей форме — распределение энергии между отдельными атомами (закон Больцманна),
- 3) распределение интенсивности в спектре излучения и его интенсивность (закон излучения Планка, Вина и Стефана — Больцманна).

Состояние термодинамического равновесия (то есть наиболее вероятного состояния системы) может быть достигнуто только в том случае, если система находится внутри совершенно изолированного сосуда с идеально поглощающими внутренними стенками. Оно является таким образом некоторым идеальным и, следовательно, недостижимым в точности состоянием. Однако, опыт и наблюдение показывают, что, как первое приближение, гипотеза термодинамического равновесия достаточно широка, с ее помощью можно описать в основных чертах иногда также и системы, не находящиеся в идеальных условиях (так, напр., физики пользуются законом Максвелла для изучения распределения скоростей электронов в катодных трубках). Оказывается, что и для физики Солнца эта гипотеза является не плохим первым приближением. Соответствующие поправки за отклонения от термодинамического равновесия вообще невелики и не могут значительно повлиять на полученные результаты.

б) Потенциал возбуждения

Если внешний электрон, принадлежащий данному атому, находится в состоянии наинизшей энергии, мы говорим, что он пребывает в своем нормальном состоянии, обращаясь (с точки зрения Бора) вокруг атомного ядра по наинизшей орбите. Все более высокие состояния и орбиты называются возбужденными; для данного атома их может быть бесконечное множество. Переход с нормальной орбиты на более высокую, то-есть возбуждение электронов требует затраты энергии, напр., путем поглощения кванты энергии, или столкновения атома с другими атомами или свободными электронами.

Количество энергии, которое надо затратить для того, чтобы перевести атом в данное возбужденное состояние, носит название *потенциала возбуждения* последнего. Обычно эти потенциалы выражаются не в эргах, но в вольтах, понимая под „вольт“ ту энергию, которую приобретает электрон, проходя разность электростатических потенциалов в 1 вольт. Вольт равен $1,6 \cdot 10^{-12}$ эргов. На основании принципов квантовой физики, для того, чтобы перейти с нормального уровня (индекс 1) на i -ый возбужденный уровень, атом должен поглотить кванту энергии частоты ν_{1i} , так что потенциал возбуждения

$$W_{1i} = h\nu_{1i}$$

где h —постоянная Планка, равная $6,55 \cdot 10^{-27}$ в системе см г сек. Наоборот, падая с i -го уровня на нормальный, электрон излучает кванту частоты ν_{1i} с энергией $h\nu_{1i}$. Таким образом возбуждение атомов внешним излучением дает начало спектру, линии которого делятся на серии, так как атом может возбуждаться не только с нормального своего состояния, но и с любого уже возбужденного. Серия линий, обязанных своим происхождением возбуждению с первого, то-есть нормального состояния, назы-

вается основной или *главной* (principal). Если возбуждение производится с уже возбужденного состояния, соответствующая серия называется подчиненной или *субординатной* (subordinate).

в) Спектр атомного водорода

Спектр атомного водорода является наиболее простым из всех возможных спектров, ибо атом водорода, состоящий из положительного ядра (протона — заряд $+e$) и одного только внешнего электрона (заряд $-e$), является самым простым из всех возможных атомов.

Пусть W_i — полная энергия (кинетическая плюс потенциальная), которой обладает электрон, двигаясь по i орбите. Очевидно, потенциал возбуждения $W_{i1} = W_1 - W_i$ (мы считаем энергии W_i отрицательными), то есть

$$h\nu_{i1} = W_1 - W_i.$$

С другой стороны, на основании принципов квантовой физики $W_1:W_2:\dots:W_i = 1:\frac{1}{2^2}:\frac{1}{3^2}:\dots:\frac{1}{i^2}$. Основная серия спектра водорода дается таким образом формулой

$$\frac{1}{\lambda} = R_H \left(1 - \frac{1}{i^2} \right),$$

где i изменяется от 2 до ∞ , а $R_H = 109\,677,76 \text{ см}^{-1}$ есть так называемая постоянная Ридберга. Эта серия носит название Лаймановой, по имени американского физика Лайман'а, который ее открыл. Она находится в далекой ультрафиолетовой части. Первая ее линия, соответствующая значению $i=2$, обозначается L_α , более высокие линии соответственно L_β , L_γ ... и т. д. Длина волны L_α равна

$$\lambda = 121,6 \text{ мк}.$$

Разумеется, для L_β и других линий этой серии длины волн λ еще меньше.

Лайманова серия, находящаяся далеко вне наблюдаемой части солнечного спектра, имеет для астрофизика весьма большой, но не прямой интерес. Гораздо важнее для наблюдателя другая серия, начальным уровнем которой является второй. Длины волн ее членов выражаются формулой

$$\frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{i^2} \right) \quad i = 3 \dots \infty$$

Это — *серия Бальмера*, открытая еще в 1885 г.; вся она находится в пределах наблюдаемой части солнечного спектра и имеет величайшее астрофизическое значение. Ее линии обозначаются

$H_\alpha, H_\beta, H_\gamma$ и т. д. Длины волн и значения показателя i для первых ее членов таковы:

	i	λ
H_α	3	6563 А
H_β	4	4862 А
H_γ	5	4341 А
H_δ	6	4102 А

Линия H_α находится в красной части спектра и обычно наблюдается визуальным методом, остальные лежат в фотографической области спектра. Потенциалы возбуждения Бальмеровых линий невелики.

Третья серия водорода, начинающаяся с третьей орбиты — так называемая серия Пашена, — лежит в инфракрасной части спектра, ее члены начались наблюдаться астрофизиками лишь в последние годы.

г) Формула Больцманна

Если атомная система вовсе не возбуждается внешним излучением и если столкновениями между отдельными ее членами можно пренебречь, все атомы будут находиться в своих наименее энергичных состояниях, то-есть электроны будут на нормальных орбитах. Внешнее излучение и столкновения „возбуждают“ атомы и тем больше, чем выше температура всего комплекса. Вызывает большой интерес вопрос, какой процент атомов находится при данном возбуждении в различных квантовых состояниях, соответствующих различным орбитам электронов атомов. Вопрос этот был решен статистическим путем (правда, в пределах классической, а не квантовой теории атома) Больцманном для системы, находящейся в термодинамическом равновесии данной температуры T . Пусть N_i — число атомов, находящихся в i -ом квантовом состоянии (электроны на i -ой орбите). По Больцманну,

$$\frac{N_i}{N_1} = \frac{g_i}{g_1} e^{-\frac{(W_i - W_1)}{kT}}$$

где W_i — как и раньше — энергии состояний, а g_i — некоторые коэффициенты, так называемые *веса* состояний. Заметим, что для водорода $g_i = i^2$. Далее k — так называемая постоянная Больцмана — равна $1,4 \cdot 10^{-16}$ (см г сек.).

Выражая $W_1 - W_i$ через частоту, найдем

$$\frac{N_i}{N_1} = \frac{g_i}{g_1} e^{-\frac{h\nu_{i1}}{kT}}.$$

Этой формулой мы воспользуемся дальше.

д) Принцип „детального балансирования“. Формула Эйнштейна

Так как термодинамическое равновесие есть равновесие в самом точном смысле этого слова, то в подчиненной его условиям системе не может со временем произойти никаких изменений, дающих статистический эффект. Это значит, что, напр., не может происходить систематического увеличения и уменьшения числа атомов в данном квантовом состоянии. Другими словами, если в системе происходят процессы A и как раз противоположные им процессы B , то число A -процессов в единицу времени должно равняться числу B -процессов, в противном случае результаты более частого процесса внесли бы в систему систематические изменения. Таким образом, в термодинамическом равновесии происходит „балансирование“ противоположных процессов. Мало того, это балансирование, как говорят, „детально“, то-есть оно распространяется на все сколь угодно малые процессы. Применим теперь этот принцип „детального балансирования“ к атомной системе, находящейся в равновесии с излучением температуры T , интенсивность которого для данной частоты ν выражается хорошо известной формулой Планка

$$I(\nu)\Delta\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{\Delta\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1},$$

в которой, помимо известных уже нам постоянных h и k , фигурирует c — скорость света в пустоте.

Напишем выражение для принципа „детального балансирования“ в применении его к переходам атома с i на k квантовое состояние и обратно. Назовем вместе с Эйнштейном A_{ki} — вероятность того, что атом спонтанно (то-есть без воздействия излучения) перейдет из состояния k в состояние i с излучением кванты частоты ν_{ik} . Пусть $B_{ik} I(\nu_{ik})$ — вероятность того, что под влиянием излучения частоты ν_{ik} атом поглотит соответствующую кванту и перейдет из состояния i в состояние k . Пусть, наконец, $B_{ki} I(\nu_{ik})$ — вероятность того, что под влиянием излучения $I(\nu_{ik})$ атом сделает переход $k \rightarrow i$ с излучением кванты. Это — так называемое „стимулированное“ излучение атома, в противоположность „спонтанному“. Приложение принципа „детального балансирования“ дает

$$N_i B_{ik} I(\nu_{ik}) = N_k [A_{ki} + B_{ki} I(\nu_{ik})]$$

или, применяя закон Больцмана,

$$g_i B_{ik} I(\nu_{ik}) = g_k e^{-\frac{h\nu_{ik}}{kT}} [A_{ki} + B_{ki} I(\nu_{ik})].$$

Теперь нетрудно найти соотношения между A_{ki} , B_{ki} и B_{ik} которые называются „коэффициентами Эйнштейна“. Разрешая предыдущие равенства относительно $I(\nu_{ik})$, находим

$$I(\nu_{ik}) = \frac{g_k A_{ki} e^{-\frac{h\nu_{ik}}{kT}}}{g_l B_{lk} - g_k B_{ki} e^{-\frac{h\nu_{ik}}{kT}}}$$

так как при $T \rightarrow \infty$ и $I(\nu_{ik}) \rightarrow \infty$

$$g_l B_{lk} = g_k B_{ki}$$

Далее, сравнивая полученное выражение для $I(\nu_{ik})$ с формулой Планка, легко находим

$$g_k A_{ki} = g_l B_{lk} \frac{2h\nu^3 \Delta\nu}{c^2}$$

Очевидно, $\Delta\nu$ соответствует ширине данной линии в спектре.

Величина обратная A_{ki} представляет собой не что иное, как τ — „среднюю жизнь“ атома в квантовом состоянии k , если его не возмущает внешнее излучение. Другими словами

$$\tau = \frac{1}{A_{ki}}$$

Для известных атомов величина τ — порядка 10^{-8} секунды. Для сложных молекул — значительно больше, достигая 10^{-1} секунды.

Волновая механика позволяет вычислить A_{ki} , а следовательно, и другие коэффициенты Эйнштейна для простейших атомов. Слэкк (Slack) дает следующие значения A_{ki} для водорода:

Значения $A_{ki} \cdot 10^7$ для водорода		
$k \backslash l$	1	2
3	$\times 10^7$ 5,64	$\times 10^7$ 4,42 (H α)
4	1,28	0,85 (H β)
5	0,41	0,25 (H γ)

В теории солнечной хромосферы широко пользуются коэффициентами Эйнштейна.

е) Атомный коэффициент поглощения

Каждый атом способен поглощать на некотором участке спектра, вблизи теоретической частоты ν_{ik} . Если $n(\nu)d\nu$ будет число атомов на единицу объема, способных поглощать на участке спектра $\nu \dots \nu + d\nu$, то число поглощений этого излучения на единицу объема и в единицу времени будет

$$n(\nu) d\nu B_{lk} I(\nu),$$

а всего будет поглощено энергии

$$h\nu n(\nu) d\nu \cdot B_{lk} I(\nu).$$

Всего падает на элемент объема энергия $4\pi I(\nu) d\nu$. Отсюда коэффициент поглощения на атом

$$\alpha(\nu) = \frac{B_{ik} h\nu I(\nu) n(\nu) d\nu}{4\pi I(\nu) n_1 d\nu} = B_{ik} \frac{h\nu n(\nu)}{4\pi n_1},$$

где n_1 — полное число атомов, способных поглощать в окрестностях частоты ν_{ik} .

Предположим, что B_{ik} одинаково для всех изучаемых атомов. Допустим, что $n(\nu)$ меняется весьма быстро в окрестностях ν_{ik} , быстро падая к нулю для малых $(\nu - \nu_{ik})$.

Интегрируя вдоль линии и помня, что

$$\int_0^{\infty} n(\nu) d\nu = n_1,$$

получаем

$$\int_0^{\infty} \alpha(\nu) d\nu = \frac{B_{ik} h\nu_{ik}}{4\pi}$$

С другой стороны, называя α — средний коэффициент поглощения для линии и опуская индекс ноль, легко найдем

$$\alpha \Delta\nu = B_{ik} \frac{h\nu_{ik}}{4\pi}.$$

Очевидно, α есть не что иное, как коэффициент поглощения для частоты линии ν_{ik} , рассчитанный на атом.

ж) Общее и избирательное световое давление

С точки зрения электромагнитной теории света энергия E , распространяясь в пространстве со скоростью света c , обладает вполне определенным количеством движения (импульсом), а именно $\frac{E}{c}$. В свете принципа Эйнштейна об эквивалентности материи и энергии, это свойство энергии становится весьма ясным. На основании принципа Эйнштейна энергия E обладает массой $\frac{E}{c^2}$, где c — скорость света. Так как количество движения массы m , движущейся со скоростью v , есть, по определению, mv , а энергия распространяется со скоростью c , то количество движения последней (ее импульс), очевидно, равно $\frac{E}{c}$.

Если теперь параллельный пучек лучей энергии E падает на абсолютно поглощающее тело, нормально к последнему, он окажет на него определенное механическое действие — именно, давление $\frac{E}{c}$. Если тело поглощает не всю падающую на него

энергию, но лишь k -ую часть ее, то давление излучения на него будет $\frac{kE}{c}$.

„Равновесное“ излучение, то-есть излучение, соответствующее термодинамическому равновесию, как известно, изотропно в том смысле, что его интенсивность не зависит от направления. В сосуде, содержащем подобное излучение, интенсивность во всех направлениях одинакова. Для того, чтобы вычислить давление подобной изотропной радиации на идеально поглощающую стенку сосуда, надо мысленно выделить пучок, падающий под углом θ к нормали к сосуду.

Проекция единицы площади стенки на направление луча есть, очевидно, $\cos \theta$. Таким образом в направлении луча на площадку действует давление $\frac{E(\theta) \cos \theta}{c}$. На направление же нормальное к площадке в таком случае действует сила $\frac{E(\theta) \cos^2(\theta)}{c}$. Если мы желаем найти полное давление на стенку, нам надо проинтегрировать это выражение по полусфере. Полное давление будет

$$\frac{1}{c} \int_0^{\pi/2} E(\theta) \cos^2 \theta \sin \theta d\theta = \frac{1}{3} \frac{E}{c},$$

так как энергия изотропна, то-есть E не зависит от θ . $\frac{E}{c}$ — так называемая плотность энергии; в термодинамическом равновесии она пропорциональна T^4 , где T — температура. Можно сказать, что в этом случае световое давление пропорционально T^4 . Это световое давление носит название *общего*. Оно подобно гидростатическому давлению, то-есть, вычисляя его механическое действие на газ, находящийся в поле излучения, мы должны иметь в виду не самое световое давление, но его градиент, то-есть производную от давления по расстоянию (совершенно аналогично вычислению влияния гидростатического давления в обычном случае механики сплошных сред). Опять-таки здесь надо иметь в виду, что излучение не оказывает никакого действия на совершенно прозрачную массу вещества и что его действие будет пропорционально поглощательной способности вещества.

Последнее замечание весьма существенно, если мы имеем в виду изучить влияние светового давления на атом или атомы, способные поглощать излучение только определенных частот. В этом случае механически действует только излучение в этих частотах, вследствие чего световое давление приобретает избирательный (селективный) характер. Исследуем вопрос с квантовой точки зрения, рассматривая атом, способный поглощать частоту ν . При поглощении падающей на него кванты этой ча-

стоты, энергия которой, по определению, есть $h\nu$, где h — постоянная Планка, атом, очевидно, ведет себя по отношению к этой кванте, как идеально поглощающая система. Давление на атом будет поэтому $\frac{h\nu}{c}$, причем оно действует в направлении движения кванты. Обратно, излучая кванту энергии $h\nu$ в определенном направлении, атом, на основании элементарного принципа механики, будет подвергнут „отдаче“ в направлении, противоположном движению излученной кванты; полученный им импульс опять-таки равен $\frac{h\nu}{c}$. В термодинамическом равновесии, когда атом бомбардируется квантами одинаково со всех направлений и излучает одинаково во всех направлениях, селективное световое давление не произведет систематического эффекта. Если же атом находится вне источника излучения, эффект будет иной. Спонтанное излучение квант атомом, как одинаково вероятное во всех направлениях, никакого эффекта не даст. Зато в результате поглощения (как „направленного“) атом приобретает определенную скорость в направлении распространения поглощаемых квант. Более глубокий анализ показывает, что и „стимулированное“ излучение (соответствующее Эйнштейнову B_{ji}) будет „направлено“, однако, его эффект оказывается малым, по крайней мере при тех температурах излучения, которые нас интересуют.

3) Ионизационное равновесие

В нормальном состоянии атомы электрически нейтральны, то-есть количество их внешних электронов равно количеству положительных элементарных зарядов ядра. Если, однако, атомы помещены в поле достаточно интенсивного излучения высокой температуры, последнее не только „возбуждает“ атомы, переводя их в более высокие квантовые состояния, но и ионизирует их, изгоняя часть или все внешние электроны из атома. Этот процесс „ионизации“ имеет огромное астрофизическое значение.

Пусть W_1 — полная энергия (отрицательная) электрона на основной орбите. Если атом поглотит кванту энергии $h\nu_1$, частота которой определяется равенством $h\nu_1 = W_1$, то электрон уже не будет в состоянии находиться в пределах атома, но станет свободным электроном, скорость которого равна нулю. На самом деле, подобный электрон не долго сохранит свою свободу — уже через дробь секунды он вновь будет захвачен тем же атомом (от которого он произошел) в результате процесса, называемого воссоединением или рекомбинацией. Однако, мыслим и другой случай. Допустим, что нейтральный атом „сталкивается“ с квантой частоты ν и энергии $h\nu$, причем $\nu > \nu_1$. Может случиться, что в результате „столкновения“ затратится вся энергия $h\nu$. Это произойдет следующим образом. Часть энергии кванты, а именно $h\nu_1$, пойдет на ионизацию атома, при которой электрон был бы выброшен из атома без начальной скорости. Остальная часть энер-

гий, а именно $h\nu - h\nu_1$, пойдет на сообщение электрону кинетической энергии $\frac{mv^2}{2}$, где v — начальная скорость выброшенного электрона (m — масса последнего). Таким образом

$$h\nu = h\nu_1 + \frac{mv^2}{2}.$$

Получив начальную скорость v , электрон успеет отойти от своего атома на достаточное расстояние и начать карьеру свободного электрона, атом же остается в роли положительно заряженного иона. Через некоторое время ион рекомбинируется с другим свободным электроном, а первоначальный свободный электрон будет захвачен каким-нибудь другим ионом. Однако, статистически наша атомная система будет состоять из трех компонентов: нейтральных атомов, положительных ионов и электронов. Разумеется, все эти процессы могут происходить и в результате столкновений атомов друг с другом или с электронами. Это — так называемая „ионизация столкновением“. Энергия $h\nu_1$, потребная для ионизации атома, носит название его *ионизационного потенциала* и выражается, как и потенциал возбуждения, в вольтах. Мы приводим таблицу ионизационных потенциалов, имеющих интерес для физики Солнца.

Таблица ионизационных потенциалов, имеющих значение в физике Солнца

Элемент	Обозначение	Ионизационный потенциал (в вольтах)	Элемент	Обозначение	Ионизационный потенциал (в вольтах)
Водород	H	13,54	Скандий	Sc I	6,6
Гелий	He I	24,48	„	Sc II	12,8
„	He II	54,2	Титан	Ti I	6,8
Литий	Li I	5,4	„	Ti II	13,6
Азот	N I	14,49	Железо	Fe I	7,8
Кислород	O I	13,56	„	Fe II	16,5
Натрий	Na I	5,12	Стронций	Sr I	5,7
Магний	Mg I	7,61	„	Sr II	11,0
„	Mg II	15,0	Барий	Ba I	5,2
Кальций	Ca I	6,1	„	Ba II	10,0
„	Ca II	11,8	Рубидий	Rb I	4,2
„	Ca III	51,0			

Описанная ионизация носит название простой или первой. Она может быть охарактеризована как реакция. Нейтральный атом $\rightarrow$ ион + электрон.

Однако, мыслима ионизация и более высоких степеней. Например, в результате новой ионизации имеющийся ион (заряд $+e$) может потерять свой второй электрон, превратившись в ион с двойным положительным зарядом ($+2e$) и т. д. Таким образом можно определить ионизацию n ступени и n -ый ионизационный потенциал. Разумеется, наивысшая степень ионизации, до-

стижимая атомом данного элемента, определяется полным числом внешних электронов в нейтральном атоме. Например, водород способен только на первую ионизацию, гелий — на первую и вторую и т. д. Ионизационные потенциалы возрастают со своим номером. Нейтральный атом обозначается индексом I. Атом, находящийся на первой ступени ионизации, обозначается индексом II, так, например, кальций на первой ступени ионизации обозначается как Ca II. Подобная символика существует и для более высоких ступеней. Например, кальций, ионизированный пять раз, обозначается CaVI.

Более углубленное изучение процессов ионизации и рекомбинации на основании принципов статистической механики показывает, что в термодинамическом равновесии относительное число ионизированных атомов (будем рассматривать пока лишь первую ионизацию) есть функция температуры, давления электронов p_e и ионизационного потенциала. Обозначая относительное количество ионизированных атомов через x и ионизационный потенциал через I , имеем зависимость

$$x = f(T, p_e, I).$$

Вид этой функции может быть определен или термодинамическим или статистическим путем на основании принципа „детального балансирования“, именно предполагая, что в термодинамическом равновесии элементарные ионизации компенсируются элементарными рекомбинациями.

Впервые полное выражение для $f(T, p_e, I)$ было найдено в 1920 г. индийским физиком Мек Над Шага (Saha), который вывел следующую ионизационную формулу (формула Шага).

$$\log \frac{x^2}{1-x^2} p = - \frac{U}{4,571 T} + 2,5 \log T - 6,50,$$

где p — полное давление (в атмосферах) ионов, электронов и нейтральных атомов, U — ионизационный потенциал, выраженный в калориях на моль. Для того, чтобы перейти от U к I ионизационному потенциалу, выраженному, как обычно, в вольтах, пользуются формулой:

$$\frac{U}{4,571} = 5048 I.$$

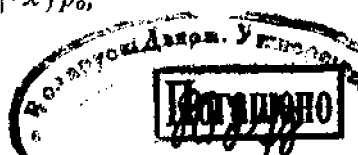
Логарифмы в формуле — десятичные.

Формулу Шага можно выразить несколько иначе. Пусть p_0 — давление газа до ионизации, p — то же самое, после ионизации. Пусть p_e, p_i, p_n — давления электронов, ионов и нейтральных атомов. Ясно, что

$$p_i = p_e = x p_0, \text{ а } p_n = (1-x) p_0.$$

Полное давление после ионизации, очевидно, равно

$$p = p_e + p_i + p_n = (1+x) p_0,$$



Отсюда

$$p = p_e \frac{1+x}{x}.$$

Подставляя в формулу Шага p в функции p_e и выражая ионизационный потенциал в вольтах, приведем ее к виду

$$\log \frac{x}{1-x} p_e = -\frac{5048 I}{T} + 2,5 \log T - 6,50.$$

В этом виде формула Шага обычно и применяется в астрофизике. Надо заметить, что при ее выводе имелась в виду лишь первая ионизация; число двуионизированных атомов принималось равным нулю.

Милн и Фаулер (Milne—Fowler) вывели более точную формулу ионизации, распространив ее на ионизации высших ступеней.

Следует помнить, что формула Шага, представляющая ионизационное равновесие, приложима, строго говоря, только к газу, находящемуся в условиях идеального термодинамического равновесия. Несмотря на это, как первое приближение, она хорошо описывает ионизацию и при небольших отклонениях от термодинамического равновесия и может быть с успехом приложена к исследованию степени ионизации в солнечной и звездных атмосферах. Росселл распространил ее на случай смеси многих газов.

Формула Шага является в настоящее время основной в астрофизике. Не будет преувеличением сказать, что вся современная интерпретация звездных (и солнечных) спектров основывается на приложениях этой формулы в разных ее модификациях.

Интересно отметить, что на явления ионизации в звездных атмосферах впервые натолкнулся, идя чисто наблюдательным путем, английский физик и астроном Норман Локкиер (N. Lockyer) в конце прошлого века. Исследуя спектры различных элементов и пользуясь для их возбуждения вольтовой дугой и искрой, проскакивающей между электронами индукционной катушки, Локкиер заметил следующее. Некоторые линии одного и того же элемента (напр., Fe) были слабы в спектре дуги, но сильны в спектре искры; наоборот, другие линии были сильны в спектре дуги, а слабы в спектре искры. Первые линии Локкиер назвал „усиленными“ (enhanced) или „искровыми“, вторые — „дуговыми“. Локкиер знал, что электрическое возбуждение сильнее в искре, чем в дуге, поэтому он приписал появление „искровых“ линий преобразованию этого элемента в новую форму, благодаря сильному электрическому возбуждению в искре. С современной точки зрения явление это представляется вполне ясным. Число ионизированных атомов Fe (то-есть Fe II или Fe III) в дуге очень мало, их линии, следовательно, слабы. Наоборот, в спектре искры преобладают как раз эти линии. Можно, стало быть, утверждать, что в массе своей:

- 1) „искровые“, то-есть „усиленные“ линии Локкиера суть линии атомов в стадии первой или более высокой ионизации,
- 2) „дуговые“ линии принадлежат нейтральным атомам,
- 3) часть „искровых“ линий принадлежит нейтральным атомам; они соответствуют высшим состояниям последних, имеющим относительно высокие потенциалы возбуждения.

Спектры ионизированных атомов существенно отличаются от спектров, излучаемых атомами нейтральными. Они подчинены иным серийным отношениям. Практически же их иногда бывает трудно отличить друг от друга, если не пользоваться расчетами, основанными на теории атома.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	Стр. 3
Введение	4
Основные данные о Солнце	4
Определение расстояния до Солнца	5
Размеры, масса и плотность Солнца	9
Фигура Солнца	11

Часть первая

ФИЗИКА СОЛНЦА

I. Излучение Солнца	14
Фотометрическая и фотографическая величина Солнца	14
Излучение Солнца и его измерение	15
Солнечная постоянная	21
Распределение интенсивности по диску Солнца	21
Температура Солнца. Распределение энергии в солнечном спектре	24
II. Фотосфера и обращающий слой	28
Грануляция	29
Факелы	31
Солнечные пятна	31
Спектр Солнца	42
Смещение линий фраунгоферова спектра	51
Вращение обращающего слоя	52
Эффект Эйнштейна	54
„Эффект края“	56
Спектр солнечных пятен и факелов	56
Температура пятен и факелов	58
Магнитное поле пятен	59
Эффект Эвершеда	61
III. Верхние слои солнечной атмосферы	62
Явления, наблюдаемые во время полных солнечных затмений	62
Флоккулы	65
Хромосфера	75
Протуберанцы	79
Корона	83
IV. Солнечная атмосфера в целом	90
Эффективные уровни линий. Циркуляция газа в солнечной атмосфере	90
Общее магнитное поле Солнца	92
V. Теория солнечной атмосферы	94
Лучистое равновесие солнечной атмосферы	95
Давление и ионизация в солнечной атмосфере	102
Контуры фраунгоферовых линий. Число атомов, производящих линии	106
Состав солнечной атмосферы	109

Динамика солнечных пятен	110
Теория хромосферы	116
Происхождение протуберанцев	130
Природа короны	133
VI. Солнце как звезда	138
Место Солнца среди звезд	138
Внутреннее строение Солнца	142
Об источниках солнечной энергии	144

Часть вторая

СОЛНЦЕ И ЗЕМЛЯ

Солнечная деятельность и земной магнетизм	151
Природа электромагнитных влияний Солнца	156
Механика и физика корпускулярных потоков	164
Колебания солнечной постоянной	168
Использование солнечной энергии (гелиотехника)	170

ПРИЛОЖЕНИЕ

НЕКОТОРЫЕ СВЕДЕНИЯ ИЗ КВАНТОВОЙ ФИЗИКИ

а) Атомы в поле излучения,	175
б) Потенциал возбуждения	176
в) Спектр атомного водорода	177
г) Формула Больцманна	178
д) Принцип „детального балансирования“. Формула Эйнштейна	179
е) Атомный коэффициент поглощения	180
ж) Общее и избирательное световое давление	181
з) Ионизационное равновесие	183

КНИГОСБЫТ ОНТИ

**НА СКЛАДАХ И В КНИЖНЫХ МАГАЗИНАХ
КНИГОСБЫТА ОНТИ ИМЕЮТСЯ В ПРОДАЖЕ
СЛЕДУЮЩИЕ КНИГИ:**

ГИНЗБУРГ

СИММЕТРИЯ НА ПЛОСКОСТИ

1934 г. Цена 1 руб. 20 коп.

БРИЛЛЮЭН

КВАНТОВАЯ СТАТИСТИКА

1934 г. Цена 10 руб. Переплет 1 руб.

ПЛАЧЕК

РЕЛЕЕВСКОЕ РАССЕЯНИЕ

1935 г. Цена 3 руб. 60 коп.

ВАГГАМАН

ФОСФОРНАЯ КИСЛОТА

1933 г. Цена 7 руб.

ГВОЗДЬ

ДВОЙНОЙ ВОДЯНОЙ ГАЗ

1934 г. Цена 3 руб.

Заказы направлять в отделения Книгосбыта ОНТИ

**Киев, ул. Свердлова 2/9, Харьков, спуск Халтурина, № 5,
Сталино, 4-я линия, № 83, Днепрпетровск, Проспект К. Маркса № 84,
Одеса, ул. 10-летия Красной Армии, № 23**

**Продажа во всех книжных магазинах Книгосбыта ОНТИ,
Книгокультурга, Книгиза**

КНИГОСБЫТ ОНТИ

имеет на своих складах и в магазинах издания
ОНТИ—ГНТИУ на русском и украинском языках
по следующим вопросам:

Технико-теоретическая литература

(математика, физика, механика, астрономия).

Энергетика

(теплотехника, электротехника, гидротехника).

Машиностроение и металлообработка

(теоретические вопросы, испытание материалов, машиностроение, тракторостроение, конструкция, расчет, использование станков, технология металлов, инструментальное, слесарное, кузнечное дело).

Металлургия

(металловедение, металлургия чугуна, стали, ферросплавы, чугунолитейное дело, прокатка и волочение).

Горнорудное дело

(уголь, торф, руда, проходка шахт, эксплуатация месторождений, механизация горных работ, обогащение).

Строительное дело

(стройматериалы, конструкции, основания и фундаменты, строительная механика, санитарная техника, водоснабжение).

Бокс и химия

(неорганическая, органическая, коллоидная, аналитическая химия, основная химическая промышленность, коксохимическая промышленность).

Транспорт

(железнодорожный и безрельсовый транспорт—эксплуатация, ремонт, постройка дорог).

Связь

(телеграф, телефон — эксплуатация, ремонт, линейные сооружения, радиотехника).

Заказы направлять в местные отделения Книгосбыта ОНТИ.

ОПЕЧАТКИ *

Страница	Строка	Напечатано	Нужно
19	1 сверху	$\int_0^i k\rho dx$	$\int_0^i k\rho dx$
46	14 снизу (4 гр. табл.)	II	Н
49	5 снизу	Больцуманна	Больцманна
67	12 снизу	к Сноу телескопу	Сноу к телескопу
87	11 снизу	Постдамская	Потсдамская
99	7 снизу	$I_v + I'_v = C_1 + C_2$	$I_v + I'_v = C_1 + C_2$
104	12 снизу	горячих	в горячих
120	1 снизу	$\frac{F}{c} =$	$\frac{F_v a}{c} =$
121	2 сверху	$= mg \left(\frac{2\gamma}{s} + \right)$	$= mg \left(\frac{2\gamma}{s} + \nu \right)$
123	3 снизу	$I = Ae^{-P\gamma}$	$I = Ae^{-P\eta}$
126	22 снизу	предложение	предположение
176	9 снизу	$W_{11} = h\nu_1$	$W_{11} = h\nu_{11}$

* Опечатки: 9 — по вине типографии, 2 — по вине издательства и 1 — по вине автора.