

**УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫЙ И РЕНТГЕНОВСКИЙ СПЕКТР СОЛНЦА****К. Ягер\*)****ВВЕДЕНИЕ**

В предлагаемой статье вычислено распределение энергии в ультрафиолетовой и рентгеновской областях спектра Солнца. В конце статьи результаты этих вычислений сопоставлены с наблюдениями.

Для подобных расчетов необходимо знать структуру солнечной атмосферы, существующие в ее внешних слоях неоднородности структуры и плотности, физические процессы, обуславливающие излучение и поглощение энергии, а также значения соответствующих коэффициентов излучения и поглощения, которые определяются химическим составом солнечной атмосферы.

Как известно, солнечная атмосфера состоит из трех частей: фотосферы — слоя толщиной в 400 км, расположенного непосредственно под поверхностью Солнца, хромосферы — слоя толщиной в 10 000—14 000 км, расположенного непосредственно над поверхностью Солнца, и короны, простирающейся от высоты около 10 000 км над поверхностью Солнца до высот в несколько миллионов километров. Структура солнечной атмосферы определяется рядом функций:  $T(h)$ ,  $N(h)$  и  $N_e(h)$ , где  $T$  — температура,  $N$  — число частиц в  $1 \text{ см}^3$ ,  $N_e$  — электронная концентрация,  $h$  — высота над поверхностью Солнца, отсчитываемая от края в направлении радиуса. Край Солнца определяется как точка перегиба кривой, изображающей зависимость интенсивности излучения солнечного диска от расстояния до его центра.

Неоднородности температуры и плотности во внешних слоях Солнца могут в некоторых случаях существенно влиять на величину интенсивности выходящего излучения. В ультрафиолетовой части спектра это влияние сказывается особенно сильно. Следует также учитывать отклонения от термодинамического равновесия, которые значительны всюду, кроме фотосферы.

**СТРУКТУРА СОЛНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЫ**

Структура фотосферы. Полученные за последнее время результаты различных определений температуры в солнечной фотосфере приведены на рис 1. Температура представлена в зависимости от монохроматической оптической глубины  $\tau_0$  для излучения с длиной волны  $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ . Оптическая глубина  $\tau_0$  определяется формулой

$$\tau_0 = \int_0^h \kappa_0(h) \rho(h) dh,$$

\*) C. de Jager, Annales géophysiques 11, № 3, 330—352 (1955). Доклад на заседании специального комитета по проведению Международного геофизического года в сентябре 1954 г. в Риме. Перевод с английского Э. В. Кононовича.

где  $h$  — геометрическая глубина в фотосфере, измеряемая перпендикулярно к поверхности,  $\kappa$  — коэффициент поглощения непрерывного монохроматического излучения, рассчитанный на 1 г вещества, индекс «0» означает, что коэффициент поглощения рассчитан для излучения с длиной волны  $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ ;  $\rho$  — плотность вещества в фотосфере. Геометрическая глубина, которая почти пропорциональна логарифму оптической глубины, также обозначена на рис. 1. Связь между ними заимствована из модели фотосферы Минаэрта<sup>1</sup>. Сплошная линия на рис. 1 изображает распределение температуры, полученное Фойгтом<sup>2</sup> для слоев с оптической глубиной больше 2 (т. е. для глубин, больших

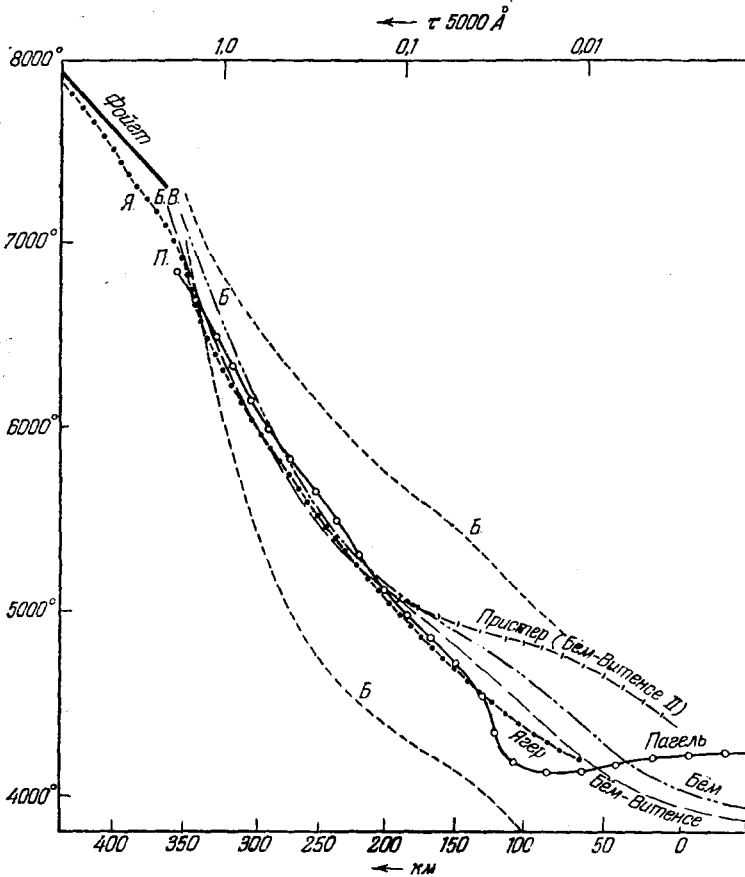


Рис. 1. Модели хромосферы, полученные из наблюдений. Два крайних случая в трехкомпонентной модели Бёма обозначены через «Б».

350 км). Это распределение температуры получено на основании исследования профилей  $PD$ -линий магния и их изменения от центра к краю солнечного диска. Пунктирная линия дает изменение температуры в интервале оптических глубин между 0,01 и 8,0, полученное и экстраполированное Ягером<sup>3</sup>. В интервале между 0,1 и 1,6 это изменение температуры совпадает с моделью V Ягера (табл. 34 вышеуказанной работы), которая выведена из наблюдаемого изменения интенсивности непрерывного излучения от центра Солнца к его краю. Для оптических глубин больше 1,4 и меньше 0,1 пунктирная линия совпадает с распределением температуры в VII модели Ягера из работы<sup>3</sup>. Оно получено на основании исследования профилей водородных линий поглощения в спектре Солнца. В этой последней модели температура самых

верхних и самых нижних слоев фотосферы определяется точнее, чем в модели, полученной по непрерывному спектру. Бём-Витенсе<sup>4</sup> получила модель фотосферы, весьма сходную с моделью Ягера, из аналогичной комбинации результатов наблюдений непрерывного излучения и наблюдений ядер водородных и сильных металлических линий (прерывистая линия на рис. 1).

Модель Пристера<sup>5</sup> относится только к внешним слоям фотосферы (оптическая глубина меньше 0,2). Она получена на основании изменений от центра к краю крыльев *D*-линий натрия в спектре Солнца. Эта модель совпадает с моделью, ранее предложенной Бём-Витенсе.

Пятая модель, использованная при построении рис. 1, получена Пагелем<sup>6</sup> на основании изучения изменения от центра к краю некоторых инфракрасных линий железа. Она дает изменение температуры для оптических глубин от 2,0 до 0,002. Легко заметить, что все модели находятся в хорошем согласии друг с другом для оптических глубин больше 0,1, но для внешних частей фотосферы имеют место значительные расхождения, вплоть до разностей температур в 700° для уровня с оптической глубиной 0,02. Эти расхождения можно объяснить двумя причинами. Во-первых, измерение непрерывного излучения Солнца вблизи края, т. е. в области, где излучение практически исходит от слоев, лежащих выше слоя с оптической глубиной 0,10, является очень трудной задачей. Слои фотосферы, оптическая глубина которых меньше 0,02, лежат на расстоянии  $2 \cdot 10^{-4}$  радиусов Солнца от края. Следовательно, распределение температуры в этих, самых внешних, частях фотосферы должно быть получено из других источников, таких, например, как профили или эквивалентные ширины фраунгоферовых линий. Бём<sup>7</sup> показал, что в этих внешних слоях солнечной атмосферы отклонения от термодинамического равновесия весьма значительны. Этим объясняется, почему определение температур различными методами приводит к большим расхождениям. Другой причиной расхождений в определениях температур является неоднородность распределения температуры и плотности в фотосфере, связанная с турбулентцией и конвекцией. Для уровня, находящегося на одной и той же оптической глубине, температура может различаться, согласно Ягеру<sup>8</sup>, на 800 — 1000°. Для уровня с одинаковой геометрической глубиной эти различия могут возрасти вдвое. Однако новейшие определения показывают, что эти предварительные оценки завышены. Бём<sup>7</sup>, исследуя сильные и некоторые слабые линии железа и *D*-линии натрия, получил меньшие температурные расхождения. Он принимает «трехкомпонентную» модель, согласно которой фотосфера состоит из столбиков трех родов: 50% из них имеет среднюю температуру, которая соответствует излучению черного тела с функцией Планка  $B(h)$ , равной излучению, наблюдаемому на высоте  $h$ ; в 25% из них температура соответствует функции Планка  $0,4B(h)$ , и в остальных 25% — функции Планка  $1,6B(h)$ . Эти температурные неоднородности имеют место во всей фотосфере. Некоторые фраунгоферовы линии могут образовываться главным образом в холодных массах газа, в то время как другие больше рассеивают излучение горячих масс; этим частично можно объяснить расхождения между теми моделями, для получения которых использованы фраунгоферовы линии.

Температура края Солнца определяется как температура в точке перегиба кривой распределения солнечной интенсивности с высотой (в точке с  $\tau_0 = 0,002$ , где  $\tau_0$  измеряется в направлении солнечного радиуса). Она может быть найдена из моделей, приведенных на рис. 1, и имеет значение около 4000°, в то время как температурные неоднородности вблизи края, согласно Бёму, имеют величину от +400 до —800°.

Структура области перехода от фотосферы к хромосфере. В настоящей статье переходная область от фотосферы к хромосфере определяется как часть солнечной атмосферы, которая все еще заметным

образом рассеивает непрерывное фотосферное излучение вблизи солнечного края. Верхние ее слои лежат на высоте около 500 км. Строение этих частей солнечной атмосферы может быть найдено на основании следующих источников:

- а) кривой распределения энергии в ультрафиолетовом спектре Солнца;
- б) «профиля», т. е. распределения интенсивности излучения с высотой, вблизи самого края Солнца;
- в) интенсивности линий спектра вспышки, относящихся к самым нижним слоям хромосферы.

Получить все эти данные очень трудно. Точный «профиль» края может быть найден только во время полных солнечных затмений, и пока еще не существует абсолютных измерений. Все наблюдения дают относительные значения интенсивностей, что сильно снижает их качество. Ультрафиолетовый спектр Солнца может быть измерен лишь по наблюдениям с помощью ракетной техники, результаты которых сильно зависят от температурных неоднородностей. Наконец, нельзя слишком надеяться на наблюдения спектра вспышки. Интенсивности линий в спектре нижних слоев хромосферы сильно зависят от отклонений от термодинамического равновесия. Кроме того, трудно получить «чистый» спектр хромосферы, состоящий только из излучения от полоски хромосферы толщиной в несколько сот километров. Тем не менее, Эйти, Пеккеру и Томасу<sup>9</sup> удалось получить модель нижней хромосферы по непрерывному спектру вспышки за пределом серии Бальмера; согласно этой модели при изменении высоты от 100 до 500 км температура увеличивается от 5000 до 6000°. Хотя трудно объяснить разницу около 1000° между этим последним результатом и температурой края около 4000°, полученной из фотосферных наблюдений, все же простое объяснение может заключаться в том, что наблюдения Эйти, Пеккера и Томаса относятся к горячим элементам нижней хромосферы. Трудно найти другое объяснение: можно попытаться согласовать оба результата, допустив, что температура равна 4000° при  $h=0$  и что на высоте 500 км температура уже равна 5500—6000°. Однако это допущение явно неправильно, потому что подобное резкое увеличение температуры несовместимо с наблюдаемым градиентом интенсивности вблизи солнечного края. Это резкое увеличение температуры уменьшило бы градиент интенсивности по сравнению с наблюдаемым и, кроме того, сместило бы положение края Солнца вверх в хромосферу на величину от 200 до 500 км по сравнению с действительным наблюдаемым положением. В качестве примера отметим, что в моделях хромосферы Ягера<sup>3</sup> с температурой, равной 8000° на высоте 1000 км край Солнца должен находиться на высоте около 600 км. Следовательно, мы должны придать больший вес низким значениям температуры и допустить среднее ее значение около 4000° на высоте  $h=0$  км. Если допустить это значение температуры, то турбулентное состояние самых верхних слоев солнечной атмосферы может быть найдено по градиенту интенсивности вблизи солнечного края. Ягер<sup>10</sup> получил для радиальной компоненты поля турбулентных скоростей следующие значения:

$\xi_0 = 10,5$  км/сек, если температура постоянна в интервале высот от 0 до 500 км;

$\xi_0 = 6$  км/сек, если температура растет от 4000 до 4400° в том же интервале высот.

На основании изучения спектра вспышки<sup>11, 12</sup> можно заключить, что последнее значение  $\xi_0$  более вероятно, чем первое; отсюда мы находим, что температура составляет около 4500° на высоте 500 км.

Структура хромосферы. Возможно, что процесс увеличения турбулентных скоростей с высотой продолжается в верхних частях хромосферы. Хромосфера с ее наблюдаемыми неровностями часто сравнивается с горячей степью или лесом, состоящим из продолговатых выступов, так

называемых «спикул». Хотя спикулы видны лишь на высотах, превышающих 5000 км, все же нет оснований считать, что их нет в большом количестве и на меньших высотах. Изучение водородных спектрогелиограмм дает возможность предположить наличие огромного количества спикул, кинетическая энергия которых меньше, чем энергия наблюдаемых спикул, и которые занимают значительную часть (возможно, половину) солнечной поверхности на высотах порядка нескольких тысяч километров над краем.

До сих пор многие авторы ограничивались моделью однородной хромосферы. Лучшие модели, полученные из наблюдений, собраны в настоящем разделе (за исключением моделей, полученных на основании ионосферных данных, как, например, модель Вулли и Аллена 1950 г.). Целью настоящего исследования является расчет распределения энергии в ультрафиолетовом спектре Солнца исключительно по солнечным данным для того, чтобы иметь возможность независимо изучить проблему происхождения ионосферных слоев. Поэтому модели, полученные на основе ионосферных данных, исключены из рассмотрения.

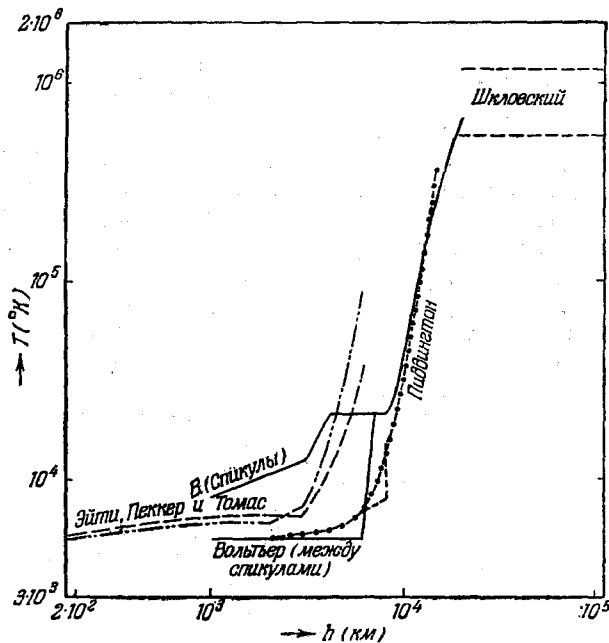


Рис. 2. Модели хромосферы и короны, полученные из наблюдений.

Первой использованной в настоящем разделе моделью хромосферы является модель Пиддингтона, опубликованная несколько лет тому назад<sup>13</sup>. При сравнении ее с моделью Ягера<sup>3</sup> выявляются большие расхождения. Тем не менее, обе эти модели объясняют наблюдаемое распределение энергии в радиоизлучении Солнца. Различие между ними заключается в способе использования результатов оптических наблюдений. Очевидно, что модель хромосферы должна основываться не только на радионаблюдениях, но также на полном и критическом использовании оптических измерений. Обе модели в последнее время были заменены более совершенными. На рис. 2 приведены распределения температуры с высотой в хромосфере по модели Пиддингтона, по двум альтернативным моделям Эйти, Пеккера и Томаса<sup>9</sup> и, наконец, по модели Вольтера<sup>14</sup>. В модели Вольтера учтены неоднородности хромо-

сферы и дано распределение температуры с высотой в спикулах и в пространстве между ними. Согласно Вольтеру, во всей хромосфере спикулы занимают около 2% солнечной поверхности. Предполагается, что они горячее, чем холодная материя между ними. Как мы уже отмечали, возможно, что относительное количество спикул на малых высотах значительно больше, чем в верхних слоях хромосферы. Поэтому в нижней хромосфере модель Вольтера, по-видимому, следует уточнить. Однако в настоящее время эту модель мы считаем наилучшей\*). Следует отметить, что модель Вольтера фактически основана на внезатменных наблюдениях трех родов. Именно, структура и распределение спикул были изучены по снимку солнечного края, полученному Люо с помощью интерференционно-поляризационного фильтра  $H_{\alpha}$ ; дальнейшая фотометрия и стандартизация были выполнены по фотографии спектра в области линии водорода  $H_{\alpha}$ , полученной Ягером вне затмения; окончательно модель была рассчитана с помощью радионаблюдений. Результаты Вольтера ясно показывают, что значение внезатменных наблюдений для получения модели хромосферы все более и более возрастает. Нисколько не отрицая ценности наблюдений хромосферы во время солнечных затмений, мы считаем, что надежные внезатменные наблюдения, несмотря на большие трудности, должны дать хорошие результаты. В связи с этим отметим прекрасные наблюдения хромосферных спикул, недавно произведенные Мишаром<sup>15</sup> на спектрографе в Арчетри.

Сравнивая модели хромосферы, приведенные на рис. 2, можно заметить, что все они имеют общий характер: протяженный район с низкой температурой, за которым следует резкое повышение температуры на высоте около 10 000 км. Однако в некоторых случаях между различными моделями имеют место большие расхождения. Они особенно велики в интервале высот между 3000 и 10 000 км. Поэтому вычисление ультрафиолетового спектра Солнца встретится с большими трудностями в том участке длин волн, который излучается слоями Солнца, лежащими на этих высотах.

Солнечная корона. Согласно радионаблюдениям средняя температура внутренней короны должна быть порядка  $7 \cdot 10^5$ — $8 \cdot 10^5$  градусов. Доплеровские профили корональных линий излучения указывают на более высокие значения температуры. Однако эти профили заведомо искажены турбулентными движениями. Кроме того, в короне, по-видимому, имеют место значительные температурные флуктуации. Часто в одной и той же точке короны линия излучения девятикратно ионизованного железа Fe X (красная корональная линия) наблюдается с такой же интенсивностью, как и линия тринадцатикратно ионизованного железа Fe XIV (зеленая линия). Соответствующие потенциалы возбуждения этих линий — 233 эв и 355 эв. В спектре короны имеются также линии, принадлежащие промежуточным стадиям ионизации. Наличие столь различных стадий ионизации невозможно объяснить одной и той же температурой. Поэтому Шкловский<sup>16</sup> предположил, что корона состоит из смеси областей двух родов — холодных и горячих. Поскольку корона оптически тонка, оба сорта областей могут наблюдаться совместно в одном и том же направлении; температура обеих областей, по предположению Шкловского, соответственно должна равняться  $5,5 \cdot 10^5$  и  $1,2 \cdot 10^6$  градусов. Проверкой существования обеих температурных областей является непосредственное сравнение наблюдаемых ширин линий Fe XIV и Fe X. Первая линия должна быть более широкой, поскольку она соответствует большей кинетической температуре. Наблюдения Пеккера,

\*) Со времени опубликования работы Ягера была предложена новая двухкомпонентная модель хромосферы (A t h a y, T h o m a s, M e n z e l, *Astrophys. J.* 123, № 2, 285 (1956)), основанная на результатах наблюдений полного солнечного затмения 1954 г. в Хартуме. В противоположность Вольтеру, авторы считают, что спикулы холоднее окружающей их материи. *Прим. перев.*

Биллингса и Робертса<sup>17</sup> не согласуются с предположением Шкловского, так как ими получено, что полуширины линий Fe X и Fe XIV указывают на почти одинаковую кинетическую температуру ( $3,5 \cdot 10^6 - 6 \cdot 10^6$  градусов). Авторы считают, что одновременное присутствие линий столь различных потенциалов ионизации непонятно с точки зрения теории ионизации короны (см. также следующий раздел).

Кроме флуктуаций температуры, в короне также имеют место флуктуации плотности. Значительное увеличение электронной концентрации происходит в корональных конденсациях. Величину «нормальных» флуктуаций можно найти, изучая интенсивность радиоизлучения спокойного Солнца. Кроме того, эти флуктуации проявляются в сильном рассеянии радиоволн точечными источниками радиоизлучения, находящимися в короне. Независимо Шкловский и Пикельнер<sup>18</sup> и Ройле<sup>19</sup> получили, что  $\overline{N_e^2}/\overline{N_e}^2$ \*) может достигать значения 2 или 3.

Состояние ионизации короны. Ионизация короны не может определяться формулой Саха, так как корона не находится в состоянии термодинамического равновесия. Между процессами ионизации и рекомбинации не существует детального баланса (Шкловский<sup>16</sup>, Элверт<sup>20</sup>; мы следуем результатам Элверта). Атомы короны ионизируются электронным ударом. Число актов ионизации в единице объема равно  $n_i n_e S_{12}$ , где  $S_{12}$  — вероятность столкновения электрона с ионом, а  $n_i$  и  $n_e$  — соответственно концентрация ионов в  $i$ -й стадии ионизации и концентрации электронов. Обратными процессами являются рекомбинации с излучением квантов света. Число рекомбинаций в единице объема равно  $n_{i+1} n_e Q_{21}$ , где  $Q_{21}$  — эффективное сечение рекомбинаций. Другим возможным механизмом ионизации является фотоионизация излучением фотосферы, имеющим температуру  $5,7 \cdot 10^3$  градусов. Этот механизм играет незначительную роль, особенно в коротковолновой области спектра. Интенсивность излучения короны слишком мала, чтобы вызвать заметную фотоионизацию. Рекомбинации посредством ударов второго рода несущественны из-за низкой плотности в короне. Поэтому можно приравнять количество актов ионизации электронным ударом числу рекомбинаций. Следовательно:

$$\frac{n_{i+1}}{n_i} = \frac{S_{12}}{Q_{21}}. \quad (1)$$

Поскольку  $S$  и  $Q$  зависят только от температуры, постольку отношение населенностей уровней различных стадий ионизации зависит только от температуры, но не от электронной концентрации. Соотношение (1) было вычислено Бирманом<sup>21</sup>, Шкловским<sup>16</sup> и позже более подробно Элвертом<sup>20,22</sup>. В таблице I в последней из упомянутых работ вычислены концентрации ионов для трех значений температуры и для большого количества стадий ионизации девяти элементов. В качестве примера на рис. 3 приведены относительные концентрации ионов железа в различных стадиях ионизации, по вычислениям Элверта для двух значений температуры:  $6 \cdot 10^5$  и  $10^6$  градусов. Для сравнения там же приведены кривые, полученные на основании результатов Шкловского. Явное различие между обоими результатами, особенно для меньшего значения температуры, обязано различию в принятых значениях эффективных сечений для процессов ионизации и рекомбинации. Эффективные сечения рекомбинаций обычно вычисляются на основе предположения водородоподобности рассматриваемого иона. Однако это может привести к серьезным ошибкам. Вернер<sup>23</sup>, используя интенсивности линий Fe XIV, выполнила новое определение температуры короны с помощью более точных значений эффективных сечений для рекомбинаций на основной уровень, вычисленных по волновой функции Хартри. Равенство между

\*)  $\overline{N_e^2}/\overline{N_e}^2$  — отношение средних квадратов электронных концентраций для двух областей, находящихся на одинаковых расстояниях от центра короны Солнца. Прим. перев.

числом рекомбинаций и числом возбуждений посредством столкновений приводит к температуре  $2 \cdot 10^6$  градусов, что больше полученного на основе прежних данных значения температуры  $1 \cdot 10^6$  градусов. Это новое значение температуры, основанное только на одном состоянии ионизации, не может рассматриваться как очень надежное. Однако результат свидетельствует о том, что истинное значение температуры может быть больше, чем принимаемая многими авторами средняя величина  $7 \cdot 10^5$ — $8 \cdot 10^5$  градусов. Таким образом, частично уменьшается расхождение между низкой температурой короны, получаемой на

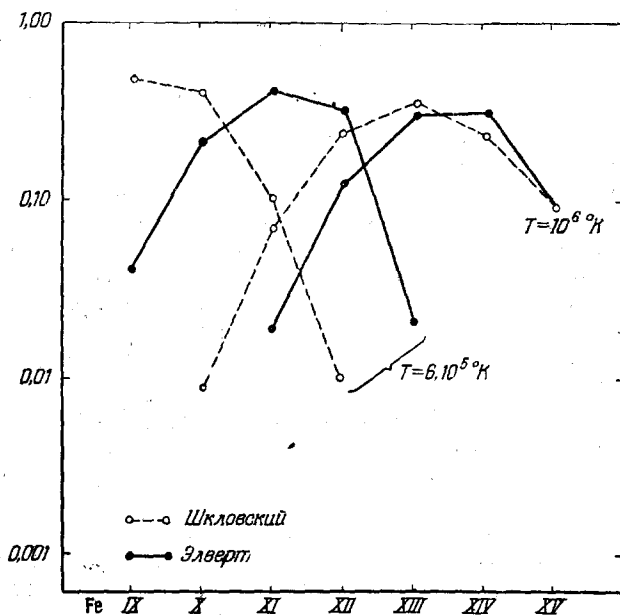


Рис. 3. Ионизация железа в короне по Шкловскому и Элверту.

основании изучения степени ионизации, и высокой ее температурой, определяемой по градиенту плотности и ширине линий. Все же весьма желательно более точное вычисление различных эффективных сечений, необходимых для изучения ионизационного равновесия в короне. Рис. 3 наглядно показывает, что невозможно объяснить только одним значением температуры наличие двух наблюдаемых максимумов населенности различных стадий ионизации железа в короне. Это и послужило основанием для гипотезы Шкловского о том, что корона состоит из областей двух типов (горячих и холодных). Есть указания на то, что горячие области сильнее изменяются по протяженности и интенсивности, чем холодные: поэтому корону можно рассматривать как «холодную» массу газа с местными увеличениями температуры и плотности.

#### ВЫЧИСЛЕНИЕ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО И РЕНТГЕНОВСКОГО СПЕКТРА

Вычисление спектра Солнца в близкой ультрафиолетовой области. Излучение с длиной волны, большей  $1600 \text{ \AA}$ , практически, выходит только из фотосферы и областей, переходных между фотосферой и хромосферой. Модель этих частей солнечной атмосферы хорошо известна, а значения коэффициента непрерывного поглощения вычислены Витенсе<sup>24</sup>. На рис. 4 изображена зависимость коэффициента непрерывного поглощения от длины волны в предположении, что температура равна  $4200$  градусов, а электронное давление



составляет 0,1 бар. Подобные значения температуры и электронного давления, вероятно, имеют место вблизи солнечного края и в нижней хромосфере. Из рис. 4 видно, что коэффициент непрерывного поглощения очень сильно увеличивается в сторону коротких длин волн. Это означает, что излучение с длиной волны около 1200 Å должно исходить из более высоких слоев. Полное излучение Солнца (проинтегрированное по всему диску) вычисляется по следующей формуле:

$$I_{\lambda} = \int_0^{\infty} B_{\lambda}(\tau_{\lambda}) K_2(\tau_{\lambda}) d\tau. \quad (2)$$

Здесь  $B_{\lambda}$  — функция Планка, а  $K_2$  — экспоненциальный интеграл второго рода.

На основании модели фотосферы, полученной путем усреднения кривых на рис. 1, автором вычислено по формуле (2) распределение энергии в ультрафиолетовом спектре Солнца в интервале длин волн между 2000 Å и 3000 Å. При этом использованы значения коэффициентов поглощения, найденные Витенсе. Полученное на основании этих вычислений распределение энергии в непрерывном спектре Солнца вместе с кривой, изображающей

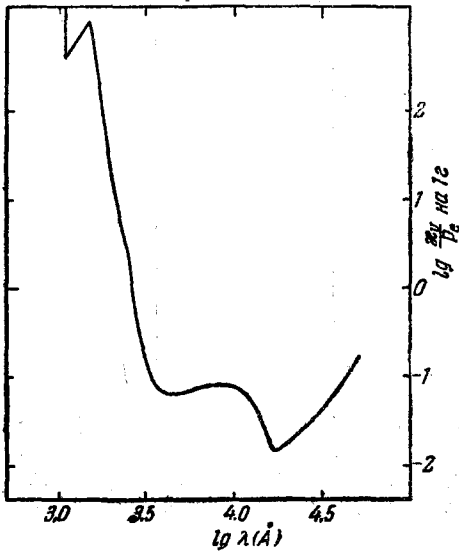


Рис. 4. Коэффициент непрерывного поглощения для температуры 4200 градусов и электронного давления 0,1 бара (по Витенсе).

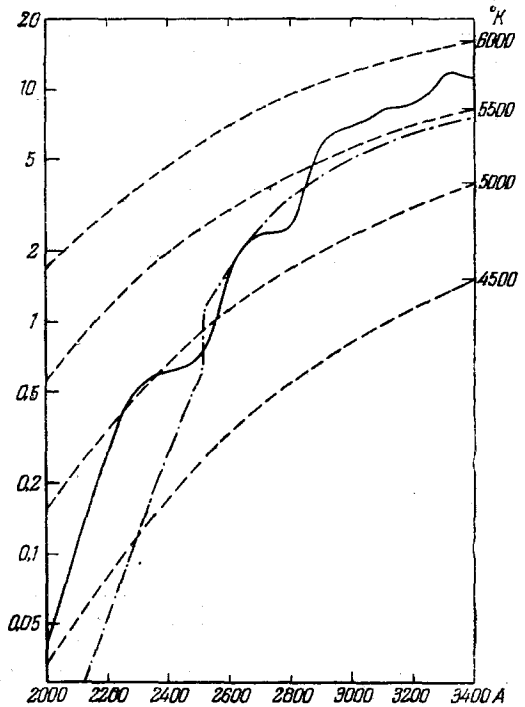


Рис. 5. Наблюдаемое (сплошная линия) и вычисленное (пунктир) распределение энергии в близкой ультрафиолетовой области спектра Солнца (по ординатам отложена энергия в  $\text{эрг см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{Å}^{-1}$  на расстоянии Земли).

наблюдения, показаны на рис. 5. При этом использованы результаты наблюдений Джонсона, Персела и Таузи<sup>25</sup>. Между обеими кривыми имеет место неплохое согласие в области длин волн, превышающих 2600 Å, тем более, что следует учесть относительную неопределенность данных. Все же, различия между наблюдениями и вычислениями значительно больше, чем в случае видимой области спектра. Для излучения с длиной волны меньше 2600 Å эти расхождения увеличиваются. Для длины волны 2300 Å предполагаемая температура излучения 4500 градусов в то время, как наблюдения дают значения температуры около 5000 градусов. Наблюдаемое излучение в этой области спектра в 5 раз превы-

шает значение, получающееся из вычислений. Это расхождение объясняется температурными неоднородностями в фотосфере. Бём справедливо ввел температурные неоднородности таким образом, что среднее их излучение почти равно излучению абсолютно черного тела с соответствующей средней температурой. Однако это предположение, справедливое для видимой области спектра, уже недействительно для ультрафиолетовой. Температурные неоднородности порядка 500 градусов могут увеличить излучение с длиной волны около 2200 Å в 5 раз (Ягер<sup>10</sup>).

Следует обратить внимание на депрессию наблюдаемого непрерывного спектра в области длин волн около 2800 Å, вызванную сильными линиями магния между 2800 Å и 2850 Å, а также депрессию около 2500 Å, вызванную непрерывным поглощением магния в этой области спектра.

Непрерывный спектр в области длин волн 1040—1350 Å. Несмотря на то, что уже имеются первые фотографии непрерывного спектра Солнца в области длин волн 1100—1300 Å (так, например, наблюдения Джонсона, Перселя и Таузи<sup>25</sup>), все же для точной фотометрии необходимо использовать данные, полученные с помощью счетчиков фотонов. В таблице I приведены результаты наблюдений, которые использованы в настоящей работе (Таузи, Персел и Ватанабе<sup>26</sup>, Байрам, Чабб, Фридман и Гейлар<sup>27</sup>).

Таблица I

Область длин волн	Интенсивность солнечного излучения на границе земной атмосферы (эрг см <sup>-2</sup> сек <sup>-1</sup> )	Авторы
1040—1240 Å, включая $L_{\alpha}$	0,4	Таузи и др.
1165—1265 Å без $L_{\alpha}$	0,1 0,02	Байрам и др.
1230—1340 Å	0,01	Байрам и др.
	0,2	Таузи и др.

Интенсивность излучения 1 см<sup>2</sup> поверхности Солнца получится, если умножить данные из таблицы I на  $4,60 \cdot 10^4$ . Сначала вычислим температуру излучения, соответствующую результатам этих наблюдений. Предположим, что в рассматриваемом участке длин волн Солнце излучает как абсолютно черное тело. Тогда температура определится из уравнения

$$1,18 \cdot 10^{-5} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\lambda^{-5} d\lambda}{e^{\frac{1,43}{\lambda T}} - 1} = \text{наблюдаемой интенсивности излучения поверхности Солнца.}$$

Для данных из таблицы I по этой формуле находим значения температуры излучения:

$$\begin{aligned} \text{для } \lambda \lambda \text{ 1040—1240 Å} \quad T_R &= 5500^\circ \pm 100^\circ, \\ 1165—1265 Å \quad T_R &< 4800^\circ, \\ 1280—1340 Å \quad T_R &= 5050^\circ \pm 100^\circ. \end{aligned}$$

Второе значение нам представляется более вероятным. Результаты приведены на рис. 6, где средняя ошибка обозначена шириной заштрихованных полос. Разрывы кривых полностью произвольны и указывают лишь пределы областей длин волн, к которым относятся измерения. Они являются следствием нашей

рабочей гипотезы, заключающейся в том, что в каждом из этих участков спектра распределение энергии может быть представлено планковской кривой; но это допущение представляется нам неверным.

Полученные результаты показывают, какое огромное значение имеют наблюдения ультрафиолетового спектра Солнца, расширяющие наши знания о структуре хромосферы. В принципе они дают возможность достаточно точно определить зависимость температуры от высоты в нижней хромосфере. Как известно, большая часть излучения доходит к нам от слоев, расположенных на такой высоте, которая соответствует оптической глубине, равной единице. Поэтому остается найти геометрическую высоту над краем Солнца, для которой оптическая глубина в рассматриваемом интервале длин волн равна единице.

Температура и плотность в нижней хромосфере. Оптическая глубина для излучения в непрерывном спектре с длиной волны  $\lambda$  приблизительно равна:

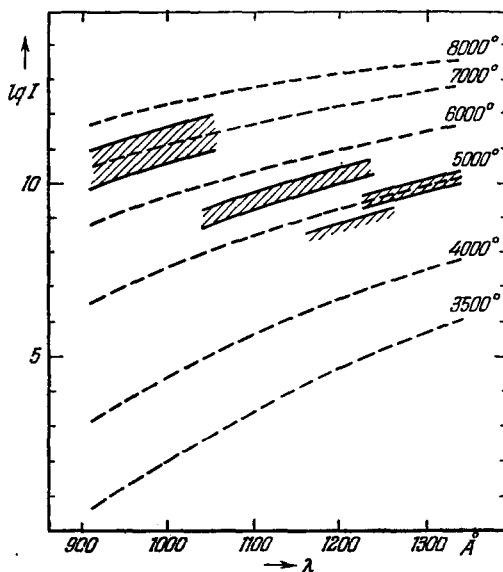


Рис. 6. Распределение энергии в ультрафиолетовом спектре Солнца.

$$\tau_{\lambda} = \kappa_{\lambda} N_M H_M, \quad (3)$$

где  $\kappa_{\lambda}$  — коэффициент непрерывного поглощения, рассчитанный на один атом;  $N_M$  — число нейтральных атомов данного элемента в  $1 \text{ см}^3$  и  $H_M$  — высота однородной хромосферы для этих атомов. Допустим, что коэффициент непрерывного поглощения обусловлен рекомбинациями между электронами и нейтральными или ионизованными атомами. Его значение в области длин волн между  $1050$ — $1300 \text{ Å}$  главным образом определяется поглощением магния, кремния и железа. Согласно Витенсе<sup>24</sup> коэффициент поглощения может быть вычислен в предположении водородоподобности атомных уровней. Допустим, что только основной уровень атома играет заметную роль и что все рассматриваемые атомы находятся в одной стадии ионизации. Тогда  $\kappa_{\lambda}$  — полный коэффициент поглощения на один атом — определяется нижеследующей формулой Крамера:

$$\kappa_{\lambda} = \frac{64\pi^4}{3\sqrt{3}} \cdot \frac{(Z+s)^4 m_e^{10}}{c h^3} \frac{1}{\nu^3}. \quad (4)$$

Здесь  $c$  — скорость света,  $m_e$  — масса электрона,  $h$  — постоянная Планка. Множитель  $(Z+s)^4$  введен с целью учесть отличие данного атома от атома водорода:

$$(Z+s)^4 = \frac{E_{iM}^2}{E_{iH}^2},$$

где  $E_{iM}$  — энергия ионизации с основного уровня атома металла,  $E_{iH}$  — энергия ионизации водорода. По формулам (3) и (4) автором было выполнено вычисление для длины волны  $1260 \text{ Å}$ , для которой принято значение температуры

4600 градусов. Для  $N_M$ , согласно Ван де Холсту (табл. 7, <sup>28</sup>), принято значение  $5 \cdot 10^7$  см. Вычислив  $\kappa_\lambda$  по формуле (4), положим в формуле (3)  $\tau_\lambda = 1$ . Поскольку относительное содержание рассматриваемого элемента и водорода  $A_M$  в солнечной атмосфере известно, мы получаем из формулы (3)

$$N_H = \frac{1}{\kappa_\lambda A_M H_M} = \frac{2 \cdot 10^{-8}}{\kappa_\lambda A_M}. \quad (5)$$

Теперь, если распределение плотности в хромосфере известно (например, из модели хромосферы), то можно найти связь между температурой и геометрической глубиной. Принято следующее содержание магния, кремния и железа по отношению к водороду (из обзора Ягера <sup>29</sup>):

$$A_{Mg} = N_{Mg}/N_H = 5,25 \cdot 10^{-5},$$

$$A_{Si} = N_{Si}/N_H = 1,86 \cdot 10^{-5},$$

$$A_{Fe} = N_{Fe}/N_H = 5,9 \cdot 10^{-5}.$$

Используя вычисленные значения  $\kappa_\lambda$ , находим  $\kappa_\lambda A_M = 8 \cdot 10^{-21}$ . К этому значению истинного поглощения необходимо прибавить коэффициент рэлеевского рассеяния на свободных электронах  $\sigma_R$ . Полученная сумма (называемая по предложению Минаэрта «коэффициентом экстинкции») играет большую роль для определения уровня, с которого происходит наблюдаемое излучение. Грубая оценка (см. также графики Витенсе) показывает, что  $\sigma_R$  составляет около  $0,5 \kappa_\lambda$ . Поэтому мы примем  $\kappa_\lambda A_M + (\sigma_R)_\lambda = 10^{-20}$ . Тогда из формулы (5)  $N_H = 2 \cdot 10^{12}$ , что соответствует высоте около 1000 км над поверхностью Солнца.

Интенсивность и контур линии  $L_\alpha$ . Единственной сильной линией излучения с длиной волны больше 912 Å, которую можно ожидать в спектре Солнца, является первая линия лаймановской серии водорода  $L_\alpha$  с длиной волны 1215 Å. Наблюдения (Байрам, Чабб, Фридман и Гейлар <sup>27</sup>\*) дают для полного излучения в этой линии на границе земной атмосферы величину  $0,10 \pm 0,02$  эрг см<sup>-2</sup> сек<sup>-1</sup>. Это соответствует излучению поверхности Солнца  $4,6 \cdot 10^3 \pm 0,9 \cdot 10^3$  эрг см<sup>-2</sup> сек<sup>-1</sup>. Те же авторы заключают, что ширина линии должна быть меньше 1 Å. Это следует из того, что коэффициент поглощения земной атмосферы в области частот линии  $L_\alpha$  увеличивается по крайней мере на 200% при смещении на 1 Å в обе стороны от центра линии. Линия  $L_\alpha$  должна быть уже 1 Å, так как при наблюдениях на различных высотах обнаруживается линейная зависимость логарифма интенсивности от остаточного пути луча в воздухе.

При обсуждении результатов этих наблюдений мы будем следовать соображениям Гольдберга <sup>30</sup>. Предположим, что профиль линии  $L_\alpha$  является доплеровским с шириной 1 Å. Тогда максимальная интенсивность в линии, равная  $4,3 \cdot 10^3$  эрг см<sup>-2</sup> сек<sup>-1</sup>/Å или  $4,3 \cdot 10^{11}$  эрг см<sup>-3</sup> сек<sup>-1</sup>, соответствует излучению слоев хромосферы, для которых оптическая глубина, соответствующая центру линии, равна единице. Такое излучение дает абсолютно черное тело с температурой около 6400 градусов. Неуверенность в этом результате обусловлена главным образом незнанием профиля линии  $L_\alpha$ , что может дать ошибку в интенсивности ядра линии в 1,5 раза, которая соответствует ошибке в значении температуры  $\Delta T = 150$  градусов. Оптическая

\*) Более новые данные об излучении линии  $L_\alpha$ : Е. Т. Вугат, Т. А. Чубб, Н. Фридман и А. Е. Курриеран, *Astrophys. J.* 124, № 2, 480 (1956). *Прим. перев.*

глубина  $\tau_0$ , для центра линии определяется интегралом

$$\tau_0 = \int_{-\infty}^{\infty} N_1 \alpha_0 dx,$$

где  $N_1$  — количество атомов водорода в основном состоянии в  $1 \text{ см}^3$ ;  $\alpha_0$  — коэффициент поглощения, рассчитанный на 1 атом водорода для частоты, соответствующей центру линии  $L_\alpha$ , определяемый выражением

$$\alpha_0 = \frac{\sqrt{\pi} \cdot e^2}{mc^2} \lambda^2 \cdot f \frac{1}{\Delta\lambda_D},$$

$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda}{c} \cdot \sqrt{2RT} = 4,2 \cdot 10^{-10} \text{ см}$  для кинетической температуры  $6,4 \cdot 10^3$  градусов; сила осциллятора  $f = 0,46$ .

Следовательно,  $\alpha_0 = 5,2 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$ . Оптическая глубина  $\tau_0 = 1,0$  достигается при условии, что  $\int_0^x N_1 dx = 1,9 \cdot 10^{13}$ . Распределение атомов водорода,

находящихся в основном состоянии, с высотой, т. е. функция  $N_1(x)$ , известно из модели Вольтера, которая учитывает детальную структуру верхней хромосферы. Вольтер любезно сообщил нам неопубликованные значения  $\lg N_1$ , которые он получил для своей модели. Мы приводим его данные (табл. II).

Таблица II

Высота в км	$\lg N_1(h)$	
	между спикулами	в спикулах
4000		8,8
5000		8,7
6000		8,6
7000	7,6	8,4
8000	7,5	
9000	6,9	
10 000	(5,3)	
12 000	(2,8)	

Из численного интегрирования этой модели мы получаем, что:

$$\int_{+\infty}^h N_1(x) dx = 1,9 \cdot 10^{13}$$

для высоты  $h = 9600 \text{ км}$ . На этой высоте в модели Вольтера температура составляет уже около 35 000 градусов. С другой стороны, мы получили, что, согласно наблюдениям линии  $L_\alpha$ , температура на этом уровне должна составлять около 6400 градусов, хотя в более высоких слоях она может значительно возрасти. Вместе с тем очень трудно изменить модель Вольтера таким образом, чтобы она согласовалась с наблюдениями линии  $L_\alpha$ . Дело в том, что при температуре 6400 градусов на высоте 10 000 км степень ионизации водорода должна быть значительно меньше, чем при температуре

35 000 градусов, и, следовательно, концентрация атомов водорода в основном состоянии должна быть значительно больше.

Объяснение этой трудности заключается в том, что произведенная выше обработка слишком сильно упрощена. Линия  $L_\alpha$  формируется чистым рассеянием, и нельзя приравнивать местную электронную температуру температуре излучения этой линии. Анализ линии  $L_\alpha$ , произведенный Джioванелли<sup>31</sup>, показал, что при условиях, имеющих место в верхней хромосфере, температура излучения должна быть заключена между 5000 и 6200 градусов, что находится в хорошем согласии с наблюдениями.

Перейдем к рассмотрению профиля линии  $L_\alpha$ . Коэффициент поглощения, рассчитанный на один атом на расстоянии  $0,5 \text{ \AA}$  от центра линии, составляет  $1,65 \cdot 10^{-18} \text{ см}^{-2}$  (Гольдберг<sup>30</sup>). При этой длине волны оптическая гл-

бина, равная единице, достигается в той точке, где  $\int_{+\infty}^h N_1 dx = 6,1 \cdot 10^{17}$ , что

в  $3 \cdot 10^4$  раз больше, чем значение этого интеграла, вычисленное для центра линии. Комбинируя модели Вольтера и Ван де Холста (для нижних слоев хромосферы), получаем, что эта точка находится на высоте 4500 км над поверхностью Солнца. Если половина полуширины линии равна  $0,5 \text{ \AA}$ , то это означает, что на таком расстоянии от центра линии интенсивность вдвое меньше, чем в центре. Это соответствует температуре излучения 6150 градусов. Таким образом, температура на высоте 4500 км равна приблизительно 6150 градусам. Полученное Гольдбергом значение температуры 4500 градусов представляется нам ошибочным.

Излучение в области спектра с длиной волны 910—1050 Å. В этой области спектра пока не существует точных измерений, пригодных для обработки. Таузи, Перселл и Ватанабе<sup>28</sup> полагают, что интенсивность излучения в этой области спектра в 10—100 раз больше, чем излучение абсолютно черного тела при температуре в 6000 градусов. Это соответствует температуре излучения в  $7000 \pm 400$  градусов. С этими данными можно поступить таким же образом, как было сделано в разделе 9. Непрерывное поглощение обусловлено углеродом (предел поглощения около 1040 Å). Оно примерно на один порядок больше, чем поглощение в области спектра около 1250 Å, что вызвано главным образом большим обилием углерода по сравнению с металлами. Однако эффективное значение коэффициента поглощения в этой области длин волн значительно больше, чем непрерывное поглощение углерода, из-за наличия многочисленных сильных линий серии Лаймана ( $L_3 = 1030 \text{ \AA}$ ,  $L_7 = 970 \text{ \AA}$  и т. д.). Полный коэффициент поглощения этих линий известен. Мы предположим, что их влияние равномерно распределено на всю область спектра шириной в 140 Å, и, таким образом, вычислим своего рода «средний» коэффициент поглощения. Полный коэффициент поглощения в пределах полосы спектра шириной в 140 Å для всей лаймановской серии, исключая  $L_\alpha$ , рассчитанный на один атом водорода, равен

$$(\chi_\lambda)_{\text{эфф}} = \frac{1}{1,4 \cdot 10^8} \frac{\pi e^2}{m e^2} \lambda^2 \sum_{n=2}^{\infty} f_{1, n} = 3,5 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2.$$

С этим значением  $(\chi_\lambda)$  мы находим из уравнения (5):  $\lg N_H = 8,7$  на уровне, где достигается оптическая глубина, равная единице. Это значение имеет место на высоте 5000 км, следовательно, температура приблизительно равна 7000 градусам для высоты около 5000 км.

Из данного раздела следует, что изучение ультрафиолетового спектра Солнца в принципе позволяет построить модель нижней хромосферы, которая

представляется столь же правдоподобной, как и другие модели, полученные из исследований интенсивностей линий и из других источников. Для теоретического же вычисления ультрафиолетового спектра Солнца наши сведения о хромосфере недостаточно точны.

Непрерывный спектр за границей серии Лаймана, излучаемый хромосферой. Пока еще мы не располагаем опубликованными данными об измерениях интенсивности непрерывного спектра Солнца за границей серии Лаймана. В целях полноты изложения мы дадим метод теоретического определения этого излучения, следуя Ван де Холсту<sup>28</sup> (стр. 246). Как и во всех других рассмотренных в предыдущих разделах случаях, главным является определение области, для которой оптическая глубина равна единице. Температура этой области определяет интенсивность соответствующего излучения. Оптическая глубина  $\tau = \kappa N_1 H_1$ , где  $\kappa = 6,3 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ ;  $N_1$  — концентрация нейтральных атомов водорода;  $H_1$  — шкала высоты для нейтрального водорода. Значение  $\tau$  может быть вычислено для любой данной модели хромосферы, но в этом отношении различные опубликованные до сих пор модели не независимы. В качестве примера возьмем модель Вольтера. Она построена таким образом, что  $\tau = 1$  для уровня, где температура около 6300 градусов. Это сделано с целью получить полное лаймановское излучение около  $4 \cdot 10^3 \text{ эрг см}^2 \text{ сек}^{-1}$ , необходимое для объяснения ионосферных наблюдений. Резкое увеличение температуры в слоях, лежащих выше слоя с температурой 6000 градусов, было допущено с целью уменьшить излучение, вносимое в лаймановский континуум вышележащими слоями. Аналогичная процедура была проделана Пиддингтоном<sup>13, 32</sup>. В его первой модели оптическая глубина, равная единице, достигается на высоте  $7,5 \cdot 10^3 \text{ км}$  над поверхностью Солнца. Здесь температура порядка  $10^4$  градусов, что дает поток ультрафиолетового излучения, равный  $10^8 \text{ эрг см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ . Это значение кажется слишком большим, чтобы соответствовать ионосферным данным. Поэтому Пиддингтон в 1953 г. предложил новую модель \*) с разрывом непрерывности в распределении температуры на высоте 8000 км, где температура резко изменяется от 8000 градусов до 14 500 градусов.

Как с геофизической, так и астрофизической точки зрения было бы очень важно определить из наблюдений интенсивность излучения в непрерывном спектре за границей серии Лаймана.

Непрерывное излучение короны. В предыдущем разделе мы видели, какие трудности представляет вычисление излучения в области спектра 800—2000 Å. Эти трудности обусловлены главным образом ограниченностью наших сведений о структуре хромосферы. Благодаря тому, что корона лучше изучена, больше известно и об излучении этой части солнечной атмосферы. Проблема коронального излучения в области рентгеновского спектра была исследована различными авторами (Кипенхейер<sup>33</sup>, Вулли и Аллен<sup>34</sup>, Шкловский<sup>15</sup>), но наиболее детальное исследование проведено Элвертом<sup>20, 22</sup>. Поскольку корона оптически тонка в рассматриваемом участке длин волн, ее непрерывный спектр не может быть вычислен в простом предположении, что она излучает как абсолютно черное тело. Поэтому необходимо изучить элементарные процессы, приводящие к излучению энергии. Имеется два возможных источника излучения: фоторекомбинации электронов с ионами и свободно-свободные переходы электронов в полях атомных ядер. Элверт сделал расчет для значений температуры  $7 \cdot 10^5$  и  $10^6$  градусов. Рис. 7 изображает результаты Элверта для температуры  $10^6$  градусов. Отдельно приведена кривая для излучения, обусловленного одними рекомбинациями водорода. Полная интенсивность непрерывного излучения короны порядка  $10^3 \text{ эрг см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ . При этом доля энергии, приходящаяся на сво-

\*) J. H. Piddington, *Astrophys. J.* **119**, 531 (1954). *Прим. перев.*

бно-свободные переходы, того же порядка, что и рекомбинационное излучение.

Элвертом отмечен любопытный факт, что кривая излучения короны имеет тот же вид, что и функция Планка для температуры  $10^6$  градусов. Обе кривые имеют максимум приблизительно у одной и той же длины волны, но интенсивность коронального излучения на много порядков меньше планковской. Это означает, что для весьма грубого исследования непрерывного

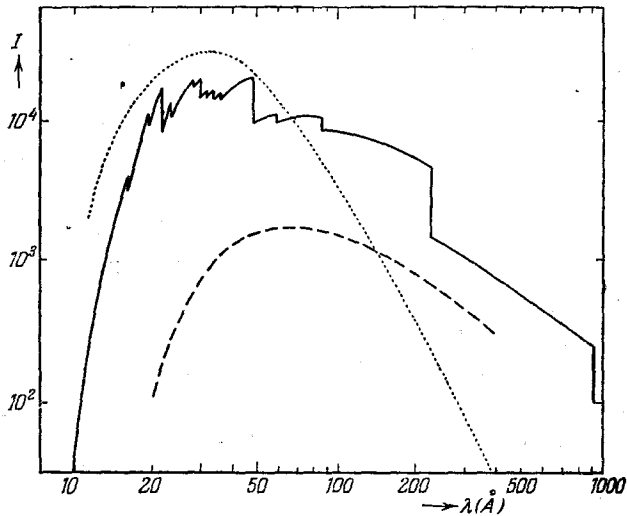


Рис. 7. Сплошная линия — распределение энергии в рентгеновской области спектра по Элверту (фактор неоднородности  $Q$  принят равным 2); пунктир — излучение, обусловленное одними рекомбинациями; точки — излучение абсолютно черного тела с температурой  $10^6$  градусов, умноженное на  $4 \cdot 10^{-17}$ .

спектра достаточно рассматривать корону оптически тонкой и излучающей по закону Планка как серая материя (т. е. коэффициент поглощения не зависит от длины волны). Сравнивая обе кривые, изображенные на рис. 7, можно определить оптическую толщину короны, которая оказывается порядка  $4 \cdot 10^{-17}$ .

Результаты Элверта были получены при допущении, что корона изотермична и не имеет флуктуаций плотности. При наличии же флуктуаций плотности с фактором неоднородности  $\overline{N_e^2}/\overline{N_e}^2 = Q$  излучаемую энергию надо умножить на этот множитель  $Q$ . Согласно исследованиям Шкловского и Пикельнера<sup>18</sup> и Ройле<sup>19</sup> множитель  $Q$  для кривой на рис. 7 принят равным 2.

Монохроматическое излучение короны. Эмиссия в непрерывном спектре не является наиболее важной частью излучения короны. Ее монохроматическая интенсивность, как показал Элверт, значительно больше. Вычисление линейчатого спектра короны является трудной задачей, так как длины волн возможных корональных линий в точности не известны. Они были определены лишь на основе критического исследования энергетических уровней многократно ионизованных элементов. Необходимо также определить механизм излучения в линиях. Рекомбинации ионов с электронами приводят к образованию возбужденных уровней: так как вероятность ударов второго рода мала, то переходы с этих уровней почти всегда будут сопровождаться излучением. Это является одним из возможных механизмов



монохроматического излучения. Другим механизмом является возбуждение ионов столкновениями с электронами. Детальное исследование показывает, что этот последний механизм является наиболее важным. В общем, разности энергии между различными уровнями настолько значительны, что только первый уровень, расположенный выше основного состояния, может быть возбужден. При вычислении линейчатого спектра было обнаружено, что для монохроматического излучения корона не является оптически тонкой. Профили корональных линий определяются эффектом Доплера и имеют ширину в среднем около  $0,01 \text{ \AA}$ . Используя известные значения сил осцилляторов и модель короны, можно подсчитать ее монохроматическое излучение. Элворт сообщает подробные результаты для трех значений температуры:  $6 \cdot 10^5$ ,  $7 \cdot 10^5$  и  $10^6$  градусов (рис. 6, 7 и 8 цитированной работы). Хотя интенсивность каждой

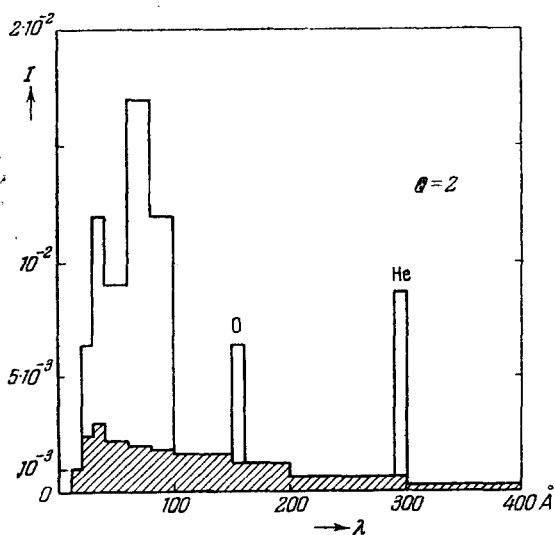


Рис. 8. Непрерывное (заштриховано) и монохроматическое излучение короны (по Элворту). Монохроматическое излучение в дискретных интервалах длин волн (10, 20, 50 и 100  $\text{\AA}$ ) суммировано.

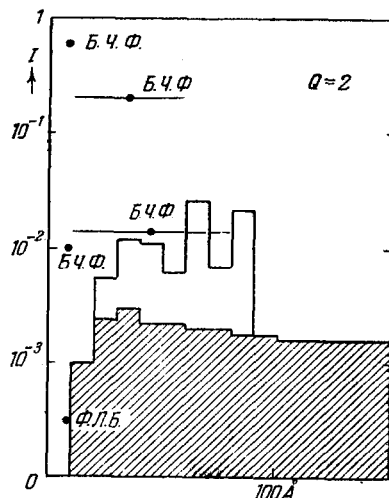


Рис. 9. То же, что и на рис. 8, но в логарифмической шкале интенсивности. Монохроматическое излучение суммировано в интервалах длин волн 10—20  $\text{\AA}$ . Точки изображают результаты наблюдений.

линии меняется в зависимости от температуры, все же полное монохроматическое излучение короны в определенных пределах остается постоянным. Оно составляет величину порядка  $2,5 \cdot 10^8 Q \text{ эрг см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ . Это соответствует потоку энергии, равному  $6 \cdot 10^{-2} Q \text{ эрг сек}^{-1}$ , проходящему через  $1 \text{ см}^2$ , расположенный на границе земной атмосферы. Монохроматическое излучение приводит к тому, что, по мере увеличения температуры, максимум общего излучения короны смещается в сторону более коротких длин волн. При температуре  $6 \cdot 10^5$  градусов максимум излучения имеет место в области длин волн  $80-90 \text{ \AA}$ , а при температуре  $10^6$  градусов он смещается к  $60 \text{ \AA}$ . Сравнение непрерывного и монохроматического излучения короны дано на рис. 8, где монохроматическое излучение суммировано в интервалах длин волн  $10-20 \text{ \AA}$ . То же самое сделано для непрерывного излучения короче  $100 \text{ \AA}$ ; для больших длин волн интервалы суммирования увеличены. На рис. 8 ясно видно, что интенсивность монохроматического излучения больше, чем непрерывного.

Сравнение с наблюдениями. Переменная компонента жесткого рентгеновского излучения. На рис. 9 в логарифми-

ческой шкале воспроизведена кривая с рис. 8. Здесь же для сравнения нанесены результаты наблюдений Фридмана, Лихтмана и Байрама<sup>35</sup> и Байрама, Чабба и Фридмана<sup>36, 37, 38</sup>. Они получены при различных условиях и показывают значительный разброс. Однако эти расхождения можно лишь частично объяснить инструментальными эффектами; главной причиной является переменность солнечного излучения, особенно в жесткой рентгеновской области спектра. По-видимому, наименьшие наблюдаемые интенсивности соответствуют излучению спокойной короны, в то время как большие относятся к излучению короны в период повышенной активности Солнца. Если это справедливо, то вычисления Элверта находятся в согласии с наблюдениями для излучения с длиной волны больше 20 Å (см. рис. 9). Расхождение остается для очень коротких длин волн. Это может означать, что либо не учтен некоторый механизм излучения рентгеновских лучей в области спектра между 8 и 15 Å, либо слои короны, ответственные за это излучение, в действительности содержат много небольших конденсаций с высокой температурой, либо, наконец, наблюдения были сделаны, когда Солнце не было вполне спокойным. Мы полагаем, что второе и третье допущения более правильны. Доктор Элверт изложил свою точку зрения о переменной компоненте жесткого рентгеновского излучения

Солнца и любезно разрешил ее опубликовать. Он пишет:

«Пока еще мною не произведено подробных вычислений, относящихся к теории переменной компоненты рентгеновского излучения. Однако ясно, что местные увеличения температуры, которые уже упоминались наряду с местными флуктуациями плотности для объяснения медленно меняющейся компоненты радиоизлучения, могут также привести к увеличению интенсивности жесткого рентгеновского излучения с длиной волны меньше 20 Å. Ин-

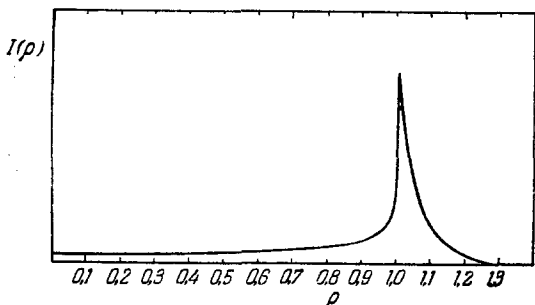


Рис. 10. Интенсивность рентгеновского излучения Солнца для различных расстояний от центра диска (по Шкловскому).

тенсивность в этой области спектра быстро растет с увеличением температуры. Вальдмайер и Мюллер предположили, что температура в корональных конденсациях близка к  $6 \cdot 10^6$  градусов, в то время как Пиддингтон и Миннетт допускают даже температуру в  $10^7$  градусов. Однако на основании нижеизложенных аргументов я не думаю, что необходимо постулировать температуру в  $10^7$  градусов. Максимум интенсивности непрерывного излучения в шкале длин волн лежит, как уже упоминалось в моей статье, примерно у той же длины волны, что и максимум излучения абсолютно черного тела, т. е. в согласии с законом смещения Вина. Отличие лишь в меньшей интенсивности. Вычисленный по закону Вина максимум интенсивности для температуры в  $10^7$  градусов оказывается вблизи длины волны 3 Å. Длины волн монохроматического излучения естественно несколько больше: при температуре  $10^6$  градусов максимум непрерывного излучения располагается около 30 Å, а монохроматического около 60 Å. Если предположить такое же соотношение положений максимумов излучения и для температуры  $10^7$  градусов, то излучение в линиях при этой температуре будет иметь максимум около 6 Å. Однако это значение представляется слишком малым, тем более, что при этом непрерывная радиация тоже излучается в более коротковолновой области спектра. Разумеется, в этих расчетах необходимо учесть наличие корональных конденсаций и их электронную плотность. Кроме того, для более подробного обсуждения зависимости распределения излучаемой энергии от длины

волны должны быть известны степень ионизации и населенность возбужденных уровней. Однако подобное рассмотрение представляется преждевременным, поскольку исходная температура в  $10^7$  градусов была принята более или менее произвольно. Для дальнейшего исследования были бы весьма интересны вычисления распределения интенсивностей для температур в интервале  $10^6$ — $10^7$  градусов. Мы надеемся выполнить эти вычисления в ближайшем будущем».

В области средних длин волн ( $20 \text{ \AA} < \lambda < 80 \text{ \AA}$ ) иногда имеют место превышения наблюдений над вычислениями в 10 раз. По-видимому, для их объяснения в первую очередь должны быть рассмотрены не температурные флуктуации, а изменения оптической глубины короны. В этом отношении полезно отметить, что большая часть рентгеновского излучения исходит от областей короны, расположенных вблизи края солнечного диска. На рис. 10 представлена интенсивность рентгеновского излучения в зависимости от расстояния от центра солнечного диска по вычислениям Шкловского<sup>16</sup>.

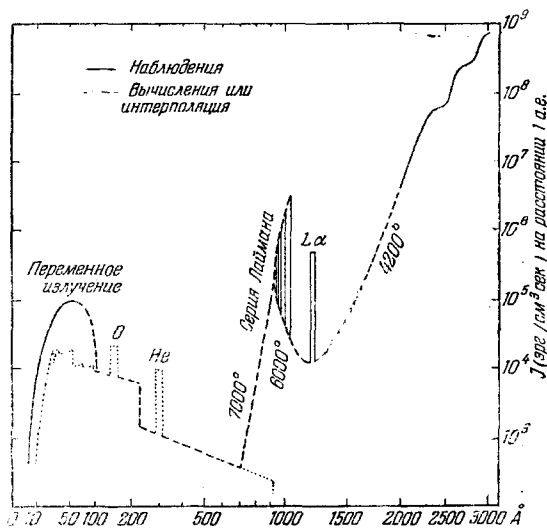


Рис. 11а. Предполагаемое распределение энергии в ультрафиолетовом и рентгеновском спектре Солнца. Сплошные линии изображают наблюдения. Пунктиром даны вычисления или интерполяции.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предполагаемый спектр Солнца для длин волн меньше 3000 Å. Результаты настоящей статьи подытожены на рис. 11а,

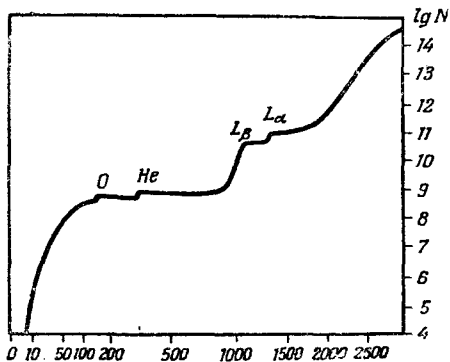


Рис. 11б. Полное число квантов с энергией больше  $h\nu/c$ .

на котором изображен предполагаемый спектр Солнца в области длин волн, меньших 3000 Å. Эта кривая прежде всего основана на наблюдениях; результаты теоретических вычислений использованы для интерполяции между ними. Вариации излучения ожидаются и наблюдаются лишь для длин волн меньше, скажем, 500 Å. Не представляется возможным, чтобы интенсивности линии  $L_\alpha$  или спектра лаймановского континуума варьировали более чем в 2 раза\*). На рис. 11б показано по данным Николе<sup>39</sup> полное число квантов, проходящих за 1 секунду через площадку в  $1 \text{ см}^2$ , расположенную за пределами земной атмосферы, и имеющих энергию больше, чем значение абсциссы.

\*) Интенсивность излучения линии  $L_\alpha$  по ракетным наблюдениям, произведенным в конце 1955 г. (см. сноску к стр. 654), возросла по сравнению с данными, использованными в настоящей статье, в 10—100 раз. Это, по-видимому, связано с новым циклом солнечной активности. Прим. перв..

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. M. Minnaert, Ch. 3 of the Sun (ed. G. P. Kuiper), Univ. of Chicago Press, 1953.
2. H. H. Voigt, Zeits. f. Astrophys. **27**, 82 (1950).
3. C. De Jager, Recherches Obs. Utrecht **13** (1), (1952).
4. E. Böhm-Vitense, Zeits. f. Astrophys. **34**, 209 (1954).
5. W. Priester, Zeits. f. Astrophys. **32**, 200 (1953).
6. B. E. J. Pagel, M. N. R. A. S. **115**, 493 (1955).
7. K. H. Böhm, Zeits. f. Astrophys. **35**, 179 (1954).
8. C. De Jager, *Mature* **173**, 680 (1954).
9. R. G. Athay, D. H. Menzel, J. C. Pecker, R. M. Thomas, *Astrophys. J. suppl. series* **1**, 505 (1955).
10. H. Hubert, C. De Jager, B. A. N. **13**, 43 (1956).
11. E. Böhm-Vitense, Zeits. f. Astrophys. **36**, 145 (1955).
12. R. O. Redman, Z. Suemoto, M. N. R. A. S. **114**, 524 (1955).
13. J. H. Piddington, Proc. Roy. Soc. London, A **203**, 417 (1950).
14. L. Woltjer, B. A. N. **12**, 165 (1954).
15. R. Michard, *The Observatory* **74**, 209 (1954).
16. И. С. Шкловский, Изв. Крымск. астроф. обс. **6**, 109 (1950).
17. Ch. Pecker, O. E. Billings, W. O. Roberts, *Astrophys. J.* **120**, 509 (1954).
18. И. С. Шкловский, С. Б. Пикельнер, Изв. Крымск. астроф. обс. **6**, 29 (1950).
19. A. Reule, Zeits. f. Naturforschung **7a**, 234 (1952).
20. G. Elwert, Zeits. f. Naturforschung **7a**, 432 (1952); (*Mitt. Tübingen*, 4).
21. L. Biermann; *Naturwiss.* **34**, 87 (1947).
22. G. Elwert, Zeits. f. Naturforschung **9a**, 637 (1954); (*Mitt. Tübingen*, 8).
23. A. Werner, *Austr. J. of Phys.* **7**, 25 (1954).
24. E. Vitense, Zeits. f. Astrophys. **28**, 81 (1950).
25. E. S. Johnson, J. D. Purcell, R. Tousey, *Bull. Phys. Soc.* **29** (4), (1954).
26. R. Tousey, J. D. Purcell, K. Watanabe, *Phys. Rev.* **83**, 792 (1951).
27. E. T. Byram, T. Chubb, Friedman, N. Gallar, *Phys. Rev.* **91**, 1278 (1953).
28. H. C. van de Hulst, Ch. 5 of the Sun (ed. G. B. Kuiper), Univ. of Chicago Press, 1953.
29. C. de Jager, In colloquium on stellare classification C. N. R. S., Paris, 1955.
30. Goldberg, *Astrophys. J.* **120**, 185 (1954).
31. R. G. Giovanelli, *Aust. J. of Phys.* **1**, 305 (1948).
32. J. H. Piddington, *Astrophys. J.* **119**, 53 (1954).
33. K. O. Kiepenheuer, *Ann d'Astrophys.* **8**, 210 (1935).
34. R. v. d. R. Woolley, C. W. Allen, M. N. R. A. S. **108**, 292 (1948).
35. H. Friedman, S. M. Lichtman, E. T. Byram, *Phys. Rev.* **83**, 1025 (1951).
36. E. T. Byram, T. Chubb, H. Friedman, *Rocket exploration of the upper atmosphere*. Pergamon Press Ltd., 1954.
37. E. T. Byram, T. Chubb, H. Friedman, *Phys. Rev.* **92**, 1066 (1954).
38. E. T. Byram, T. Chubb, H. Friedman, *Bull. Amer. Phys. Soc.* (1954).
39. M. Nicolet, *Int. Ass. Terr. Magn. Oslo, Doa.* **48**, 1948—1951.
40. H. Kristenson, *Sockholm. Ann.* **17** (1951).