

Теорема Росселанда утверждает, что число этих обратных процессов в туманностях ничтожно мало по сравнению с числом прямых процессов.

Когда мы рассматриваем туманность, а не небольшую „пробную“ массу газа, то надо учитывать не только излучение центральной звезды, но и излучение самой туманности. Это самоосвещение туманности рассматривается в теории лучевого равновесия планетарных туманностей.

Анализ лучевого равновесия водородных планетарных туманностей, как мы увидим, показывает, что в них образуется, в результате переработки излучения звезды, весьма интенсивное поле излучения в частоте L_a . Большая плотность излучения в линии L_a приводит к увеличению числа переходов типа $1 \rightarrow 2$, а следовательно и циклических переходов типа $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1$, если подразумевать под третьим состоянием — ионизованное состояние, а под вторым — состояние $2P$.

Чем больше коэффициент дилуции W , тем больше плотность излучения в линии L_a и тем больше отношение числа „обратных“ переходов типа $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1$ к числу прямых переходов типа $1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$. Можно показать, что пока $W < 10^{-10}$, обратными переходами все же всегда можно пренебречь по сравнению с прямыми. Планетарные туманности удовлетворяют этому неравенству, и поэтому в теории планетарных туманностей нет надобности рассматривать обратные переходы.

При больших значениях W , например при $W \gg 10^{-8}$, число обратных переходов должно быть того же порядка, что и число прямых переходов. Ими пренебречь невозможно, и теория значительно усложняется.

В случае звезд Вольфа-Райе и звезд типа Ve мы имеем как раз такой большой коэффициент дилуции. Поэтому атомные процессы в них будут в указанном смысле отличаться от атомных процессов, происходящих в планетарных и других газовых туманностях, гораздо большей сложностью¹⁾. К вопросу о природе звезд Вольфа-Райе мы вернемся в одной из следующих глав, а пока остановимся подробнее на более простых процессах, совершающихся в газовых туманностях.

VI. СОЛНЕЧНАЯ КОРОНА

1. Хромосфера и корона. Природа коронального свечения. В предыдущей главе мы определили основание хромосферы как уровень, соответствующий краю солнечного диска, т. е. такой уровень, выше которого лежат слои, дающие даже на краю диска излучение в непрерывном спектре, малое по сравнению с центральными областями диска. Однако, это не означает, что хро-

¹⁾ Теория лучевого равновесия в протяженных фотосферах при учете как прямых, так и обратных циклических переходов рассмотрена в статье: V. A. Barzuman, The Ionisation in the Nebular Envelope Surrounding a Star. Monthly Notices, 95, 469, 1935.

мосфера не имеет непрерывного спектра. Он только слаб по сравнению с ее яркими эмиссионными линиями. По мере удаления от центра диска это непрерывное излучение все более слабеет.

Рассмотрим количество энергии, излучаемой единицей объема в единицу времени в частотах непрерывного спектра в хромосфере. Это количество должно быть равно полному количеству поглощаемой энергии, т. е. $\alpha \int I d\omega$, где по-прежнему α — объемный коэффициент поглощения и I — интенсивность излучения (в данном случае играет роль излучение, выходящее из фотосферы). Как указывалось в главе I, коэффициент поглощения α обусловлен переходами электронов из связанных состояний в свободные в результате поглощения световых квантов. Согласно теории коэффициента поглощения при таких процессах

$$\alpha = \kappa \rho = \frac{\alpha x \rho p_e}{T^{1/2}},$$

где κ — коэффициент поглощения на единицу массы, x — степень ионизации поглощающих данную частоту атомов, а p_e — электронное давление.

Надо отметить, что кроме такого поглощения света связанными электронами будет происходить также рассеяние света свободными электронами, т. е. поглощение с последующим излучением без изменения частоты. В предыдущих главах мы также рассматривали явления, связанные как с истинным поглощением, так и с чистым рассеянием. Однако, когда мы говорили о рассеянии света, то речь шла о резонансном рассеянии связанными электронами — рассеянии, происходящем в отдельных спектральных линиях. Между тем свободные электроны рассеивают кванты любых частот, т. е. производят рассеяние непрерывного спектра. Согласно классической формуле Томсона (J. J. Thomson), которая получается также из квантовых соображений, рассеивающая способность одного электрона, т. е. отношение объемного коэффициента σ рассеяния α к концентрации свободных электронов n_e , определяется формулой

$$s_0 = \frac{\sigma}{n_e} = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2,$$

где e и m — заряд и масса электрона, а c — скорость света. Эта формула справедлива для всех длин волн, превосходящих комптоновскую длину волн $\frac{h}{mc}$, т. е. фактически для всего излучения во внешних слоях звезд. Таким образом

$$\sigma = n_e s_0$$

не зависит от длины волны кванта, и поэтому томсоновское рассеяние является не селективным, а совершенно нейтральным.

Полное количество энергии, рассеиваемой единицей объема, будет равно

$$\sigma \int I d\omega.$$

Обозначим через q отношение количества энергии, подвергающейся в единице объема истинному поглощению, т. е. ушедшей на ионизацию свободных электронов и, следовательно, излучаемой при рекомбинациях, к количеству энергии, рассеиваемой свободными электронами:

$$q = \frac{\alpha \int I d\omega}{\sigma \int I d\omega} = \frac{\alpha}{\sigma} = \frac{\alpha x_0}{s_0 T^{11/2}} \frac{p_e}{n_e} = \frac{akx_0}{s_0 T^{9/2}},$$

так как $p_e = n_e kT$. В хромосфере степень ионизации поглощающих видимые частоты атомов близка к единице. Поэтому

$$q = \frac{ak_0}{s_0 T^{9/2}}. \quad (6.1)$$

Мы видим, что при увеличении высоты слоя, когда ρ убывает (T приблизительно постоянно), отношение q также убывает. Та плотность, при которой $q=1$, т. е. поглощение в непрерывном спектре равно рассеянию, определяется формулой

$$\rho = \frac{s_0 T^{9/2}}{ak}. \quad (6.2)$$

Постоянная a , входящая в эту формулу, согласно теории коэффициента поглощения Чандрасекара, равна

$$a = 5,62 \cdot 10^{19} \cdot \frac{\chi^2}{b},$$

где χ — потенциал ионизации в вольтах, а b — атомный вес поглощающего атома. Приняв для хромосферы $\chi=10$; $b=2$, мы получим приближенно: $a=3 \cdot 10^{21}$ CGS град. Тогда, при $T=6000^\circ$, условие (6.2) дает

$$\rho = 1,5 \cdot 10^{-13} \text{ г/см}^3.$$

При принятом выше атомном весе это дает $5 \cdot 10^{10}$ атомов на 1 см^3 и если считать, что материя вся однажды ионизована, то $n_e = 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. На стр. 105 указывалось, что концентрация свободных электронов у основания хромосферы порядка $4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Мы заключаем отсюда, что $q=1$ в слое, в котором плотность около десяти раз меньше, чем у основания хромосферы ¹⁾. Так как несомненно, что плотность в верхних слоях хромосферы по крайней мере в несколько десятков раз меньше, чем у осно-

¹⁾ Именно поэтому мы не принимали во внимание томсоновское рассеяние в теории фотосферы и обращаемого слоя.

вания, то где-то в верхних слоях хромосферы $n_e = 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, и, следовательно, q становится меньше единицы.

Итак, в верхних слоях хромосферы рассеяние непрерывного спектра свободными электронами больше, чем поглощение, производимое атомами (т. е. находящимися в них связанными электронами).

Однако в частотах спектральных линий коэффициент рассеяния связанными электронами в этих слоях еще достаточно велик и превосходит коэффициент рассеяния непрерывного спектра свободными электронами. Поэтому спектр внешних слоев хромосферы должен состоять из непрерывного спектра, рассеянного свободными электронами, и ярких спектральных линий, рассеиваемых атомами.

Легко видеть, что интенсивность ярких линий хромосферы по отношению к непрерывному спектру должна убывать при удалении от основания хромосферы, пока эти линии не исчезнут на фоне непрерывного спектра.

В самом деле, количество энергии, рассеиваемой свободными электронами в непрерывном спектре на единичном интервале частот, равно $\sigma \int I_\nu d\omega = \sigma c \rho_\nu$, где ρ_ν — плотность излучения, заключенного в единичном интервале частот. Количество же энергии, рассеиваемой в какой-либо спектральной линии единицей объема связанными электронами, будет:

$$B_{1 \rightarrow 2} \rho_\nu n \hbar \nu,$$

где n — число поглощающих данную линию атомов. Поэтому отношение энергии, излучаемой в линии, к энергии единичного интервала частот непрерывного спектра около линии равно

$$\frac{B_{1 \rightarrow 2} \hbar \nu}{s_0 c} \frac{n}{n_e},$$

т. е. пропорционально $\frac{n}{n_e}$.

С другой стороны, по формуле ионизации мы имеем:

$$\frac{n^+ n_e}{n} = f(T),$$

где n^+ — концентрация атомов, находящихся в следующей по сравнению с поглощающими атомами стадии ионизации. Отсюда видно, что $\frac{n}{n_e}$ пропорционально n^+ . Поэтому и искомое отношение интенсивности в линии и в непрерывном спектре будет пропорционально n^+ . При ничтожных плотностях во внешних слоях хромосферы большинство атомов, имеющих интенсивные

линии в видимых частотах, будет ионизовано, вследствие чего плотность вещества будет пропорциональна n^+ . Поэтому иско-мое отношение оказывается пропорциональным плотности. Между тем плотность быстро убывает с увеличением высоты в хромо-сфере. Следовательно, и отношение интенсивности эмиссионных линий к интенсивности непрерывного спектра будет убывать до тех пор, пока линии станут совершенно незаметными на фоне непрерывного спектра. В этом месте уже кончается хромосфера, так как под хромосферой наблюдатели понимают слой, дающий эмиссионный спектр. Более высокие слои, рассеивающие только непрерывный спектр Солнца, называются солнечной ко-роной.

Таким образом существование внешних „корональных“ слоев солнечной атмосферы, простирающихся над хромосферой и рас-сеивающих непрерывный спектр Солнца, вполне естественно с теоретической точки зрения. Однако наблюдаемая солнечная корона имеет две особенности, которые пока не нашли доста-точно веского теоретического объяснения: 1) плотность в ко-роне убывает настолько медленно, что ее слабые внешние части простираются на несколько солнечных радиусов от поверхно-сти; 2) на фоне непрерывного спектра короны, представляю-щего рассеянный спектр Солнца, мы наблюдаем некоторое, правда небольшое, число ярких линий неизвестного происхож-дения. Эти „корональные линии“ до сих пор не отождест-влены со спектральными линиями какого-либо из земных источ-ников.

Ниже мы остановимся подробнее на этих фактах. Теперь же укажем на два следствия из развитого выше представления о свечении короны. Если свечение короны представляет собою свет Солнца, рассеянный свободными электронами, то, вслед-ствие полной нейтральности этого рассеяния, распределение энергии в непрерывном спектре короны не должно отличаться от относительного распределения энергии по интегральному спектру солнечной фотосферы. Целый ряд наблюдателей (Шварцшильд, Людендорф, Гротриан) пришел к выводу, что, действительно, цветовая температура солнечной короны такова же, как цветовая температура фотосферы. Другие наблюдатели солнечных затмений получали цветовую температуру короны более низкую или более высокую, чем у Солнца, но нам ка-жется, что само это противоречие указывает на то, что в пер-вом приближении распределение энергии в спектре короны со-впадает с таковым у Солнца. Таким образом с этой стороны теория подтверждается наблюдениями.

С другой стороны, при температурах, близких к поверхно-стной температуре Солнца, свободные электроны должны иметь очень большие скорости (порядка 500 км/сек). Поэтому, рас-сеивая световые кванты, исходящие от Солнца, электроны бу-дут вызывать доплеровское смещение частоты этих квантов. Поскольку электроны движутся с такими скоростями по всем направлениям, то рассеянная энергия каждого бесконечно уз-

кого участка солнечного спектра будет перераспределена по некоторому прилегающему с обеих сторон к рассматриваемому участку интервалу спектра. Следовательно спектр короны не в точности должен воспроизводить распределение энергии в спектре фотосферы, и различие будет заключаться в том, что линии поглощения, имеющиеся в спектре фотосферы, будут сильно размыты. В результате такого размывания (на ширину порядка 20 \AA) все линии поглощения, за исключением таких интенсивных, как H и K , будут столь неглубоки, что не будут наблюдаться вовсе.

В полном согласии с изложенным наблюдениями установлено, что во внутренней короне (до $5'$ от края диска) линии поглощения крайне размыты. Однако, согласно Гротриану, во внешней короне ширина фраунгоферовых линий такая же, как в спектре Солнца, но центральная интенсивность значительно больше. Это может быть связано с наличием во внешней короне какого-то второго рассеивающего фактора. Однако данные в этом направлении слишком скудны, чтобы пытаться их теоретически интерпретировать.

2. Полная яркость короны. Количество солнечного излучения, рассеиваемого единицей объема солнечной короны, равно:

$$\sigma \int I d\omega = n_e s_0 \bar{I} \Omega,$$

где Ω — полный телесный угол, под которым из данной точки короны видно все Солнце, а \bar{I} — средняя интенсивность выходящего наружу из Солнца излучения.

Так как сама корона рассеивает ничтожно малую долю солнечной энергии, то \bar{I} не меняется во всей короне.

Поэтому полное количество энергии, рассеиваемое всей короной, будет:

$$s_0 \bar{I} \int n_e \Omega dV = s_0 \bar{I} N_e \bar{\Omega},$$

где интегрирование распространено на весь объем короны, N_e — полное число свободных электронов в короне, а $\bar{\Omega}$ — средний телесный угол, под которым с данного электрона видно Солнце. Наблюдения показывают, что большая часть излучения короны приходится на внутреннюю корону. Следовательно, в ней сосредоточена большая часть корональной материи. Поэтому $\bar{\Omega}$ очень близко к значению Ω для поверхности Солнца, т. е. 2π .

Итак, полное количество энергии, рассеиваемой короной, равно приближенно $L_k = 2\pi s_0 N_e \bar{I}$. С другой стороны, полное количество энергии, излучаемой Солнцем в единицу времени, равно

$$L_{\odot} = 4\pi R^2 H,$$

где H — поток с единицы поверхности, а R — радиус Солнца.

Поэтому отношение яркости короны к яркости Солнца будет равно

$$\frac{L_k}{L_{\odot}} = \frac{2\pi s_0 N_e \bar{I}}{4\pi R^2 H}.$$

Так как $H = \pi \bar{I}$, то

$$\frac{L_k}{L_{\odot}} = \frac{s_0 N_e}{2\pi R^2}.$$

Наблюдения показывают, что $\frac{L_k}{L_{\odot}} = 0,5 \cdot 10^{-6}$ (на самом деле наблюденное значение несколько меньше, но мы учитываем, что часть короны скрыта Солнцем, т. е. часть лучей, идущих к нам, падает из короны обратно в фотосферу). Подставляя это значение, мы имеем

$$N_e = 2,5 \cdot 10^{40}.$$

Отсюда мы можем узнать полное число корональных свободных электронов, заключенных в конусе, вершина которого находится в центре Солнца и который вырезает на поверхности Солнца площадь в 1 см^2 . Очевидно, что это число равно

$$\frac{N_e}{4\pi R^2} = 4 \cdot 10^{17}.$$

Однако известно, что корона не обладает в точности сферической симметрией. Поэтому это число имеет значение лишь как среднее.

Для того же чтобы определить пространственную концентрацию свободных электронов, необходимо произвести анализ распределения яркости в ней.

3. Распределение плотности в короне. Рассмотрим теперь уравнение, связывающее распределение яркости в короне, с плотностью свободных электронов как функцией расстояния до центра Солнца. Здесь, так же как в хромосфере, мы наблюдаем распределение интенсивности в проекции на небесную сферу и надлежит определить распределение плотности. Пусть интенсивность короны в проекции на расстоянии h от края диска есть $I(h)$. Пусть, далее, количество энергии, рассеиваемое единицей объема короны в направлении наблюдателя, есть i . Тогда аналогично формуле (5.13) имеем:

$$I(h) = \int i ds. \quad (6.3)$$

Величина i зависит от концентрации рассеивающих электронов, от количества солнечного излучения, проходящего в единицу времени через рассматриваемую точку короны, и, наконец, от угла, образованного направлениями из рассматриваемой точки к центру Солнца и к наблюдателю. Зависимость от последней величины входит вследствие того, что коэффициент рассеяния зависит от угла рассеяния, т. е. от угла между падающим и рас-

сеянными лучами. Если обозначим этот угол через θ , то коэффициент рассеяния на один электрон на единицу телесного угла около направления рассеяния определится формулой:

$$\sigma = \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} = c_1 (1 + \cos^2 \theta),$$

и только интеграл от этого коэффициента по всем направлениям рассеяния равен $\frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2$. В предыдущем параграфе играл роль только этот интеграл, но здесь уже нужно принять во внимание зависимость от угла рассеяния.

Точка M солнечной короны, рассеянное излучение которой доходит до наблюдателя, получает излучение от разных точек солнечной поверхности, и это осложняет дело. Рассмотрим сферический треугольник CDT , образованный направлениями из этой точки на наблюдателя T , центр Солнца C и некоторую точку солнечной поверхности D , из которой исходит излучение (рис. 10). Сторона DT равна углу рассеяния θ . Согласно основной формуле сферической тригонометрии, имеем:

$$\cos \theta = \cos CD \cos CT + \sin CD \sin CT \cos A,$$

где A — угол между плоскостью, проходящей через направления из точки M к наблюдателю и центру Солнца, и плоскостью, проходящей через направление из точки M на центр Солнца и направление падающего луча.

Если пренебречь изменением яркости вдоль диска Солнца, то можно сказать, что количество энергии, рассеиваемое одним электроном в направлении наблюдателя, будет пропорционально

$$\int (1 + \cos^2 \theta) d\omega = \int [1 + (\cos CD \cos CT + \sin CD \sin CT \cos A)^2] \times \\ \times \sin CD d(CD) dA,$$

где интегрирование по $d\omega$ распространено на весь телесный угол, под которым из точки M виден диск Солнца, а в правой части вместо $d\omega$ введено $\sin CD d(CD) dA$. Угол A изменяется от 0 до 2π . Поэтому в написанном интеграле член с множителем $\cos A$ дает сразу нуль, а множитель $\cos^2 A$ в результате интегрирования приводит к множителю π . Поэтому написанный интеграл сводится к

$$2\pi \int \left[1 + \cos^2 CD \cos^2 CT + \frac{1}{2} \sin^2 CD \sin^2 CT\right] \sin CD d(CD).$$

Интегрировать надо в пределах от 0 до φ , где φ — угловой радиус Солнца из рассматриваемой точки короны. Мы получим:

$$\pi \left\{ \left(1 + \frac{1}{2} \sin^2 CT\right) (1 - \cos \varphi) + \frac{1 - \cos^3 \varphi}{3} \left(\cos^2 CT - \frac{1}{2} \sin^2 CT\right) \right\}.$$

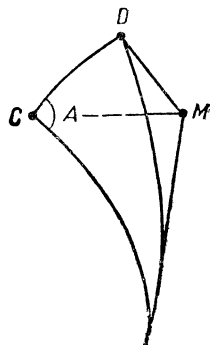


Рис. 10.

Рассмотрим плоскость MCT (рис. 11). Обозначим через f расстояние точки M до поверхности Солнца. Тогда из рисунка видно, что

$$\sin CT = \frac{h+R}{R+f}.$$

Далее из прямоугольного треугольника MNC имеем:

$$\sin \varphi = \frac{R}{R+f}.$$

Поэтому количество энергии, рассеиваемой одним электроном, будет пропорционально

$$\pi \left\{ \left[1 + \frac{(R+h)^2}{2(R+f)^2} \right] \left[1 - \sqrt{1 - \frac{R^2}{(R+f)^2}} \right] + \frac{1}{3} \left[1 - \left(1 - \frac{R^2}{(R+f)^2} \right)^{3/2} \right] \right\} \times \left[1 - \frac{3}{2} \frac{(R+h)^2}{(R+f)^2} \right]. \quad (6.4)$$

Рассмотрим сперва только внутреннюю корону. В ней $h \ll R$. При интегрировании вдоль луча существенную роль играют те элементы пути луча, в которых и $f \ll R$, так как при больших f мало n_e .

Пренебрегая всеми степенями отношений $\frac{h}{R}$ и $\frac{f}{R}$ выше половинной, мы получаем, что выражение (6.4) пропорционально

$$1 - \frac{9}{8} \sqrt{\frac{f}{R}}.$$

Полное количество энергии, рассеиваемой электронами, находящимися в единице объема, в направлении наблюдателя, будет пропорционально

$$n_e(f) \left(1 - \frac{9}{8} \sqrt{\frac{f}{R}} \right),$$

или, если измерять f в радиусах Солнца:

$$n_e(f) \left(1 - \frac{9}{8} \sqrt{f} \right).$$

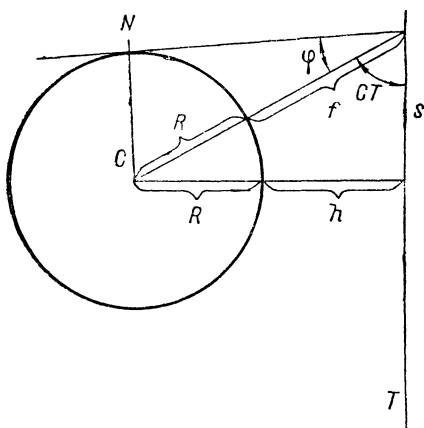


Рис. 11.

Поэтому аналогично тому, что у нас было в случае хромосферы, мы можем переписать (6.3) в виде:

$$I(h) = 2C_1 \int_h^{\infty} \frac{n_e(f) \left(1 - \frac{9}{8} \sqrt{f} \right) (R+f) df}{\sqrt{(R+f)^2 - (R+h)^2}},$$

где C_1 — некоторая постоянная. Обозначим $n_e(f) \left(1 - \frac{9}{8} \sqrt{f} \right) = n_1(f)$,

Тогда мы получаем, пренебрегая величинами f и h по сравнению с R , такое же уравнение, как и в случае хромосферы:

$$I(h) = C_2 \int_h^{\infty} \frac{n_1(f) df}{V\bar{f} - h} \quad (6.5)$$

Надо заметить, что сделанное нами пренебрежение первыми степенями f и h опять-таки законно лишь для внутренней короны и притом лишь потому, что на протяжении, меньшем половины солнечного радиуса, яркость (а следовательно и плотность) внутренней короны во много раз убывает.

Решение уравнения (6.5) дается формулой

$$n_1(f) = -\frac{1}{\pi C_2} \frac{d}{df} \int_f^{\infty} \frac{I(h) dh}{V\bar{h} - f}. \quad (6.6)$$

Нам остается подставить в это уравнение наблюдаемый закон убывания яркости во внутренней короне — $I(h)$. Различными наблюдателями были выведены многочисленные эмпирические формулы, представляющие падение яркости в короне. Приведем формулу, полученную по результатам Пулковской экспедиции по наблюдениям затмения 1927 г., так как они охватывали всю внутреннюю корону. Согласно этой формуле:

$$I(h) = \frac{I_0}{(h + 0,15)^3}. \quad (6.7)$$

Подставим это в уравнение (6.6). Вычисление функции $n_1(f)$ дает:

$$n_1(f) = \frac{C_3}{(0,15 + f)^{7/2}}, \quad (6.8)$$

где C_3 — постоянная. Поэтому

$$n_e(f) = \frac{C_3}{(0,15 + f)^{7/2} \left(1 - \frac{9}{8} V\bar{f}\right)}. \quad (6.9)$$

Значение постоянной C_3 определится из условия, что полное число свободных электронов в конусе, вершина которого в центре Солнца и который вырезает на солнечной поверхности площадь в 1 см^2 , равно $4 \cdot 10^{17}$, как это было установлено в предыдущем параграфе, т. е.

$$4 \cdot 10^{17} = C_3 \int_0^{\infty} \frac{(1 + f)^2 R df}{(0,15 + f)^{7/2} \left(1 - \frac{9}{8} V\bar{f}\right)}.$$

Отсюда $C_3 = 1,3 \cdot 10^5$. Подставляя в (6.9), находим, что концентрация свободных электронов у основания короны, т. е. на границе, до которой еще применима формула (6.7), порядка 10^8 см^{-3} .

Для случая внешней короны сделанное приближение не годится. Но там можно произвести упрощение другого типа. Для достаточно удаленной от солнечной поверхности точки мы можем принять, что все падающее излучение исходит из одной точки, расположенной в центре Солнца. Тогда просто

$$\cos \theta = \frac{s}{R+f},$$

и поэтому

$$I(h) = C \int \frac{n_e \left[1 + \frac{s}{(R+f)^2} \right]}{(R+f)^2} ds,$$

так как полное количество излучения, падающего на электрон, можно принять в том же приближении обратно пропорциональным квадрату расстояния до центра Солнца. Здесь уже удобнее отсчитывать все расстояния от центра Солнца. Поэтому обозначим: $R+f=r$; $R+h=q$. Тогда

$$I(q) = C \int \frac{n_e(r) \left(1 + \frac{s^2}{r^2} \right) ds}{r^2},$$

или, так как $ds = \frac{r dr}{\sqrt{r^2 - q^2}}$, получаем:

$$I(q) = 2C \int_q^\infty n_e(r) \left(1 + \frac{r^2 - q^2}{r^2} \right) \frac{dr}{r \sqrt{r^2 - q^2}}. \quad (6.10)$$

Если $I(q)$ имеет форму

$$I(q) = C_1(q)^{-n}, \quad (6.11)$$

то очевидно, что уравнение (6.11) удовлетворится, если положить $n_e(r) = C_2 r^{-n+1}$, где C_2 — новая постоянная.

К сожалению, закон распределения яркости во внешней короне изучен мало. Из имеющегося скудного материала можно заключить, что во внешних частях n порядка 3 или 4, откуда для плотности получаем соответственно закон обратных квадратов или кубов.

Надо отметить, что все вышеприведенные результаты относятся к некоторой „усредненной короне“. На самом деле корона не обладает сферической симметрией. В ее структуре выделяются отдельные лучи, исходящие из Солнца. Естественно, что закон падения яркости вдоль этих лучей отличается от закона падения яркости в других направлениях. Вопрос о происхождении этих лучей тесно связан с вопросом о природе сил, поддерживающих солнечную корону, и пока остается темным.

4. Поляризация света в солнечной короне. Рассеянный свободными электронами свет является линейно поляризованным. Степень поляризации определяется следующим образом. Из общего количества энергии, рассеиваемой электроном, которое, как мы видели, пропорционально $s(1 + \cos^2 \theta)$, количество s со-

ответствует лучу, поляризованному в плоскости рассеяния, а количество $c \cos^2 \theta$ соответствует лучу, поляризованному в плоскости, перпендикулярной к плоскости рассеяния. Иными словами, в рассеянном свете доля $\frac{2 \cos^2 \theta}{1 + \cos^2 \theta}$ приходится на обыкновенный луч и $\frac{\sin^2 \theta}{1 + \cos^2 \theta}$ — на поляризованный в плоскости рассеяния. Так как среднее направление падения лучей исходит из центра Солнца, то корона должна быть, как говорят, поляризована по радиусу, что подтверждается наблюдениями.

Относительные интенсивности лучей, поляризованных вдоль радиуса и перпендикулярно к нему, получающиеся в результате суммирования энергий, рассеянных частицами, расположенными вдоль луча зрения, проходящего на некотором расстоянии от поверхности Солнца, могут быть вычислены так же, как в предыдущем параграфе было вычислено распределение энергии в общем свете. Для этого нужно лишь знать распределение плотности свободных электронов. Последнее нами уже было получено. Здесь мы не будем вдаваться в самые вычисления степени поляризации. Укажем только, что теория дает возрастание процента поляризации, когда мы удаляемся от края диска. Однако, при переходе от внутренней короны к внешней, когда падение плотности резко замедляется, должно получиться убывание процента поляризации. Наблюдения показывают, что, действительно, около границы внутренней и внешней корон имеется максимум процента поляризации. Именно на расстоянии $10'$ от края диска процент поляризации достигает 30.

5. Корональные линии. Эмиссионные корональные линии представляют выдающийся интерес хотя бы потому, что современная систематика линейных спектров оказалась пока бессильной перед вопросом их отождествления. Наиболее интенсивны корональные линии в области внутренней короны. Однако, согласно Гротриану, в самой внутренней короне отношение интенсивности корональных линий к интенсивности непрерывного спектра остается приблизительно постоянным. Этот факт должен иметь большое значение для отождествления корональных линий. Он указывает на то, что частицы того рода и в том состоянии, которые испускают корональные линии, распределены так же как свободные электроны. Поскольку в короне все атомы ионизованы один или два раза, то плотность материи в ней приблизительно пропорциональна концентрации свободных электронов. Поэтому мы приходим к выводу, что частицы, излучающие корональные линии, распределены пропорционально плотности материи. Отсюда вытекает, что если это атомы, то находящиеся в том состоянии ионизации, которое встречается с наибольшей частотой.

Принимая, что энергия корональных линий получается в результате рассеяния солнечного света атомами, а также что сила осциллятора f , соответствующая наиболее яркой из корональных линий, близка к единице, мы можем по отношению интенсивно-

стей линии и непрерывного спектра вычислить приблизительное отношение числа рассеивающих атомов к числу свободных электронов и тем самым определить, какую долю всех корональных атомов составляют те атомы, которые способны рассеивать эту линию. Подобного рода рассуждения могут, в конце концов, привести к раскрытию загадки корональных линий.

ВИ. ПЛАНЕТАРНЫЕ ТУМАННОСТИ

Мы будем заниматься лишь такими туманностями, которые входят в качестве составных, подчиненных частей в нашу галактическую систему. Поскольку внешние галактики (экстрагалактические туманности) по своей структуре подобны нашей галактике, то они в своем составе также должны содержать и содержат „галактические туманности“. С точки зрения внешней формы галактические туманности распадаются на две группы: диффузные туманности крайне нерегулярной структуры и планетарные туманности, имеющие правильную дискообразную форму, с чем связано и их название. В качестве примеров диффузных туманностей можно назвать известную туманность в Орионе, туманность в Плеядах и туманность „Америка“ близ α Лебедя. Всего известно около 150 таких объектов в нашей галактике. Благодаря тому, что среди диффузных туманностей встречаются объекты исключительно гигантских линейных размеров (диаметром до нескольких десятков парсек) и высокой интегральной абсолютной яркости (до -10^m и -15^m), их удалось обнаружить в составе некоторых внешних галактик. Так, ряд больших диффузных туманностей найден в Большом Магеллановом Облаке, например 30 Doradus с диаметром в 200 парсек и абсолютной величиной -13^m .

В свою очередь диффузные туманности распадаются на две подгруппы: в первую подгруппу входят туманности с эмиссионным спектром, на слабом непрерывном фоне, во вторую — туманности с непрерывным спектром, получающимся в результате простого отражения света звезд. К диффузным туманностям примыкают „темные туманности“, т. е. массы несветящейся материи, обнаруживаемые по производимому ими поглощению света находящихся за ними звезд.

Эмиссионные туманности весьма тесно группируются в плоскости галактики, в то время как туманности с непрерывным спектром группируются на большом круге, образующем угол около 20° с галактическим экватором.

1. Планетарные туманности. Планетарные туманности имеют круглую или кольцеобразную форму. Более подробное рассмотрение их снимков указывает на наличие ряда сложных и своеобразных подробностей в структуре, различных для различных туманностей. Видимые размеры их различны: от долей секунды до $15'$ в диаметре. В настоящее время известно около 130 подобных объектов. Планетарные туманности, в особенности обла-