где

$$\eta_\nu = (2h\nu^3/c^2)n_0^*\alpha_\nu e^{-h\nu/kT} = n_0^*\alpha_\nu(1 - e^{-h\nu/kT})B_\nu = k_\nu^* B_\nu(T). \quad (4.101)$$

Таким образом, излучательная способность в континууме всегда имеет значение, соответствующее ЛТР (если n_0^* определено так, как указано выше), чего и следовало ожидать, поскольку рекомбинация — это ударный процесс. Отметим, что этот вывод снова приводит нас к закону Кирхгофа — Планка [формула (2.6)] и тем самым несколько расширяет область его применимости. Обращаем, кроме того, внимание на отличие от случая связанно-связанного спонтанного излучения, для которого отклонения от ЛТР проявляются непосредственно, если n_j не совпадает с n_j^*. Эти заключения найдут применение при записи членов уравнений статистического равновесия, учитывающих спонтанное излучение [см. формулу (5.61)], а также при записи общего выражения для коэффициента излучения [см. формулу (7.2)].

Упражнение 4.5. Убедиться в справедливости формул (4.93), (4.98) и (4.101).

4.4. Сечения поглощения в континууме

Сечения связанно-свободного поглощения можно рассчитать квантовомеханически, пользуясь по существу теми же методами, которые использовались в § 4.2 для связанно-связанных переходов. Рассмотрим процесс поглощения при переходе из некоторого связанного состояния n со статистическим весом g_n в континуум в интервале частот $\Delta\nu$. Свободные состояния имеют волновые функции, характеризующиеся значением энергии свободного электрона E, и нормированы таким образом, что

$$\langle E' | E \rangle = \delta(E' - E), \quad (4.102)$$

так что вырождения нет. Поэтому по аналогии с формулой (4.65) можно написать, учитывая также (4.36),

$$g_n \alpha_\nu \Delta\nu = (8\pi^2/3\hbar^2 c)\Delta E \, \langle E | \mathbf{d} | n \rangle^2 (h\nu/4\pi), \quad (4.103)$$

или

$$\alpha_\nu = (8\pi^3 \nu/3cg_n)\langle E | \mathbf{d} | n \rangle^2. \quad (4.104)$$

Расчет волновых функций непрерывного спектра в этой книге рассматриваться не будет. За информацией по этому вопросу читателю следует обратиться к стандартным учебникам квантовой механики, например к [197] или [418]. Далее, мы не будем вдаваться в подробности расчетов на основе формулы (4.104). Однако их результаты будут приведены. Ниже описывается один приближенный метод нахождения α_ν с помощью формулы (4.104) — метод квантового дефекта.

Другое выражение для α_ν мы получим, если примем, что каждое состояние непрерывного спектра k имеет некоторую эффективную силу осциллятора f_{nk} для поглощения из связанного состояния n. Если в интервале частот $\Delta\nu$ имеется Δk свободных состояний, то

$$\alpha_\nu = (\pi e^2/mc) f_{nk} (\Delta k/\Delta\nu). \qquad (4.105)$$

Такая постановка вопроса удобна при расчете сечений для атома водорода.

Метод квантового дефекта, развитый Ситоном и Берджессом [566], [120], представляет собой аналог кулоновского приближения для континуума. В этом методе используется тот факт, что главный вклад в матричный элемент $\langle E|\mathbf{d}|n\rangle^2$ часто дают те области, где волновые функции можно считать кулоновскими при соответствующем эффективном заряде. Рассмотрим поглощение из связанного состояния (n, l) в континуумы $(E, l \pm 1)$, где E — энергия свободного электрона. Пусть I_{nl} — энергия ионизации этого состояния, выраженная в ридбергах, и Z -- заряд иона после отрыва электрона. Введем эффективное квантовое число ν_{nl}, такое, что $I_{nl} = Z^2/\nu_{nl}^2$. Вообще говоря, ν_{nl} не будет равно главному квантовому числу n той оболочки, к которой принадлежит электрон, так что можно ввести *квантовый дефект* $\mu(\nu, l) \equiv n - \nu_{nl}$. Квантовый дефект можно найти для любого уровня $(nlSL)$, принадлежащего некоторой серии и имеющего заданный спектральный тип, определяемый квантовыми числами (lSL) (например, ^3P или ^4D). Введя $\varepsilon_{nl} \equiv -1/\nu_{nl}^2$, мы получаем возможность определить поведение $\mu(\varepsilon_{nl}, l)$ в функции ε_{nl}. В благоприятных случаях μ является простой функцией ε (скажем, она постоянна или линейна по ε). Тогда принимается, что эту зависимость μ от ε можно проэкстраполировать в континуум (т.е. на $\varepsilon > 0$), что дает $\mu'(\varepsilon)$. Это значение определяет свойства волновых функций непрерывного спектра. После этого радиальный матричный элемент можно получить, пользуясь водородоподобными волновыми функциями. Когда энергия оторванного электрона равна $k^2 = Z^2 e$ (в ридбергах), сечение можно записать в виде

$$\alpha(nl, k^2) = 8{,}56 \cdot 10^{-19}[(I_{nl} + k^2)/I_{nl}^2] \sum_{l'=l\pm 1} C_{l'}\,|g(\nu l; \varepsilon l')|^2 \text{ см}^2. \tag{4.106}$$

Здесь

$$g(\nu l; \varepsilon l') = [\zeta(\nu, l)]^{-1/2} G(\nu l; \varepsilon l') \times$$
$$\times \cos\{\pi[\nu + \mu'(\varepsilon) + \chi(\nu l; \varepsilon l')]\}, \tag{4.107}$$

$$\zeta(\nu, l) \equiv 1 + 2\nu^{-3}\frac{\partial\mu(\varepsilon)}{\partial\varepsilon} \tag{4.108}$$

и $G(\nu l; \varepsilon l')$ и $\chi(\nu l; \varepsilon l')$ — табулированные функции [503]. (*Замечание:* в только что указанной работе [503] обозначения отличаются от используемых нами. Наши обозначения соответствуют [120].) Коэффициенты $C_{l'}$ — алгебраические множители, получающиеся путем интегрирования по угловым и спиновым координатам. Они табулированы в [120] для нескольких важных случаев и являются аналогами множителя $\mathscr{S}(\mathscr{M})\mathscr{S}(\mathscr{L})$, входящего в выражение (4.85) для силы осциллятора связанно-связанного перехода.

Метод квантового дефекта, несмотря на его простоту, часто дает сечения с очень хорошей точностью (см. [120], [503]). Он широко использовался для целей астрофизики. Квантовые дефекты $\mu(\varepsilon)$ для ряда случаев даны в [503], где они используются для расчета сечений и коэффициентов поглощения распространенных элементов в звездных атмосферах (см. также [502]). Для краткости в этой главе будет обсуждаться только поглощение водородом и гелием. Они являются самыми распространенными составляющими звездного вещества и обычно дают наибольший вклад в непрозрачность. Указания, касающиеся других источников непрозрачности, будут приведены в § 7.2.

ВОДОРОД

Простой путь получения сечений поглощения при связанно-свободных и свободно-свободных переходах у водорода был предложен Мензелом и Пекерисом [417]. Они ввели формализм, в котором *связанные* состояния представляются вещественными (целыми) квантовыми числами, а *свободные* — мнимыми. Энергии связанных состояний относительно континуума даются формулой (4.68), из которой следует, что энергия перехода $n' \to n$ равна

$$h\nu_{n'n} = \mathscr{R}\left[\left(\frac{1}{n'}\right)^2 - \left(\frac{1}{n}\right)^2\right]. \tag{4.109}$$

Если свободное состояние характеризуется мнимым квантовым числом ik, то по аналогии

$$h\nu_{n'k} = \mathscr{R}\left[\left(\frac{1}{n'}\right)^2 + \left(\frac{1}{k}\right)^2\right] = \frac{\mathscr{R}}{n'^2} + \frac{1}{2}mv^2, \tag{4.110}$$

где первый член, очевидно, представляет собой энергию ионизации из связанного состояния n', а второй — энергию свободного электрона. Отметим, что $k \to \infty$ при приближении к пределу ионизации, а высоко в континууме k становится малым.

Выражение для силы осциллятора в континууме следует из обобщения формул (4.78) и (4.79) и имеет вид

$$f_{n'k} = \frac{32}{3\pi\sqrt{3}}\frac{1}{n'^5k^3}\left(\frac{1}{n'^2} + \frac{1}{k^2}\right)^{-3} g_{II}(n', k), \tag{4.111}$$

где g_{II} — гаунтовский множитель для связанно-свободного перехода. Выражения для гаунтовского множителя даются в [417], а обширные таблицы его значений — в [352]. Около предела ионизации g_{II} немного меньше единицы, далее происходит медленный рост до примерно 1,10 (в пределе при $n' \to \infty$) на расстоянии около 1 ридберга от порога, а затем g_{II} убывает до малых значений в рентгеновской области. Сечение поглощения можно теперь получить подстановкой выражения (4.111) в (4.105), если заметить, что из (4.110) следует, что

$$\frac{dk}{d\nu} = -hk^3/2\mathscr{R}. \tag{4.112}$$

В итоге находим

$$\alpha_\nu = \frac{\pi e^2}{mc}\frac{hk^3}{2\mathscr{R}}\frac{32}{3\pi\sqrt{3}}\frac{1}{n'^5k^3}\frac{g_{II}(n', k)}{(h\nu/\mathscr{R})^3}, \tag{4.113}$$

что с учетом формулы (4.69) можно привести к виду

$$\alpha_\nu = \frac{64\pi^4 me^{10}}{3\sqrt{3}\,ch^6}\frac{1}{n'^5\nu^3} g_{II}(n', \nu) = \mathscr{K}\frac{g_{II}(n', \nu)}{n'^5\nu^3}, \tag{4.114}$$

где $\mathscr{K} = 2{,}815 \cdot 10^{29}$. Таким образом, поглощение за счет связанно-свободных переходов появляется скачком на частоте порога ионизации $\nu_n = \mathscr{R}/hr^2$ и затем спадает с увеличением частоты как ν^{-3} (если пренебречь медленным изменением гаунтовского множителя).

Сечение поглощения у порога равно

$$\alpha(\nu_n, n) = 7{,}91 \cdot 10^{-18} n g_{\rm II}(n, \nu_n)\ \text{см}^2.$$

Объемный коэффициент поглощения звездного вещества можно получить, умножив сечение для уровня n на число атомов водорода (в 1 см^3) на этом уровне и просуммировав по всем уровням, с которых возможно поглощение на данной частоте ν (т.е. по всем n, для которых $\nu_n \leqslant \nu$). График коэффициента связанно-свободного поглощения водорода, рассчитанный таким путем, имеет пилообразный характер, показанный на рис. 4.1. Если не считать самых горячих звезд, то бóльшая часть водорода находится в основном состоянии, и скачок поглощения у λ912 Å (1 ридберг) чрезвычайно большой.

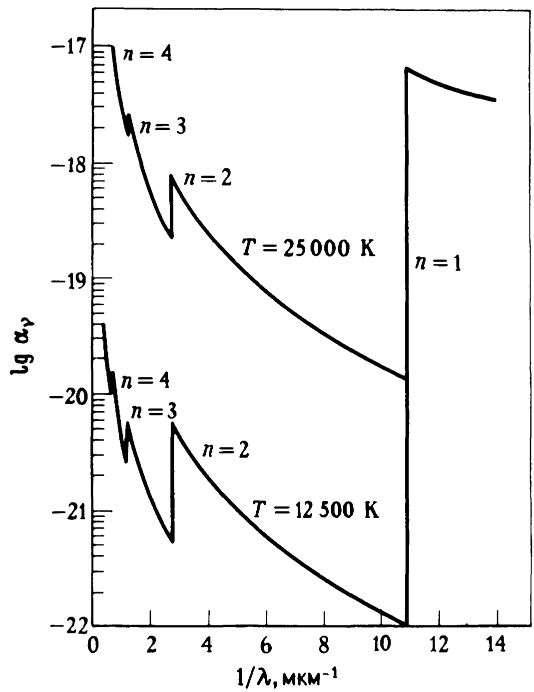

Рис. 4.1. Коэффициент поглощения нейтрального водорода при ЛТР для значений температуры T = 12500 и 25000 К. У границ полос фотоэлектрического поглощения приведены значения квантового числа того состояния, при переходах из которого они возникают. *Ордината:* сумма коэффициентов связанно-свободного и свободно-свободного поглощения (в расчете на один атом); *абсцисса:* $1/\lambda$, где λ — в мкм.

При 912 Å $\leqslant \lambda \leqslant$ 3647 Å поглощение из основного состояния происходить уже не может, и доминирующим источником непрозрачности является фотоионизация с уровня $n = 2$ (бальмеровский континуум). Аналогичным образом при 3647 Å $\leqslant \lambda \leqslant$ 8206 Å невозможно поглощение уже с $n = 1$ и $n = 2$, и доминирующим является континуум с $n = 3$ (пашеновский) и т.д. В действительности зависимость коэффициента поглощения от частоты, показанная на рис. 4.1, является идеализированной в том смысле, что существуют еще серии линий, сходящихся к пределам серий у каждого из порогов фотоионизации. Вблизи предела линии постепенно сливаются и переходят в континуум. Свободно-связанное поглощение атомами водорода служит главным источником непрозрачности в атмосферах звезд спектральных типов A и B.

Рассмотрим теперь непрозрачность, обусловленную свободно-свободными переходами в водородном газе. При этом процессе свободный электрон, пролетая около протона, создает на какое-то время дипольный момент, так что становятся возможны поглощение и излучение фотонов (сопровождающиеся изменением энергии электрона). По аналогии с расчетом связанно-свободного поглощения введем мнимые квантовые числа и для начального, и для конечного состояния, скажем ik и il, такие, что если v — начальная скорость свободного электрона и ν — частота поглощенного излучения, то

$$\mathscr{R} k^{-2} = \frac{1}{2} m v^2 \tag{4.115}$$

и

$$\mathscr{R} k^{-2} + h\nu = \mathscr{R} l^{-2}. \tag{4.116}$$

Предположим, что поглощение происходит из интервала состояний dk в интервал состояний $dl = (dl/d\nu)\Delta\nu$. Заменяя тогда в формуле (4.105) f_{nk} на $f_{kl}dk$, а Δk на dl, для коэффициента поглощения *в расчете на один ион и один электрон, движущийся со скоростью* v, получим

$$\alpha(\nu, v) = (\pi e^2/mc) f_{kl} dk (dl/d\nu). \tag{4.117}$$

Соответствующее обобщение формул (4.78) и (4.79) имеет вид

$$f_{kl} = \frac{64}{3\pi\sqrt{3}} \frac{1}{g_k} \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{l^2}\right)^{-3} \frac{g_{\rm III}(k, l)}{k^3 l^3}, \tag{4.118}$$

где g_k — статистический вес свободного электрона, для которого квантовая статистика дает следующее выражение:

$$g_k = 2h^{-3}(4\pi m^3 v^2 dv) = (16\pi \mathscr{R} m^2 v / h^3 k^3) dk, \tag{4.119}$$

причем второе равенство следует из соотношения (4.115). Подставляя (4.118) и (4.119) в (4.117), получаем

$$\alpha(\nu, v) = \frac{\pi e^2}{mc}\frac{64}{3\pi\sqrt{3}}\frac{h^3k^3}{16\pi\mathscr{R}m^2v}\left(\frac{\mathscr{R}}{h\nu}\right)^3\frac{g_{\text{III}}(\nu, v)}{k^3l^3}\frac{dl}{dV}. \qquad (4.120)$$

Пользуясь соотношением $dl/d\nu = hl^3/2\mathscr{R}$, следующим из формулы (4.116) при фиксированном k (или v), находим

$$\alpha(\nu, v) = \frac{2\mathscr{R}he^2}{3\pi\sqrt{3}\,m^3c}\frac{g_{\text{III}}(\nu, v)}{\nu^3 v}. \qquad (4.121)$$

Полное сечение поглощения в расчете на 1 ион и 1 электрон получается суммированием по всем начальным скоростям электронов, причем считается, что распределение их скоростей максвелловское [формула (4.91)]. Если воспользоваться формулой (4.69), приходим к следующему результату:

$$\alpha(\nu, T) = \frac{4e^6}{3ch}\left(\frac{2\pi}{3km^3}\right)^{1/2} T^{-1/2}\nu^{-3}\bar{g}_{\text{III}}(\nu, T), \qquad (4.122)$$

где $\bar{g}_{\text{III}}$ — *усредненный* по максвелловскому распределению гаунтовский множитель:

$$\bar{g}_{\text{III}}(\nu, t) \equiv \int_0^\infty g_{\text{III}}(\nu, v)e^{-u}du, \qquad (4.123)$$

где $u \equiv mv^2/2kT$.

Упражнение 4.6. Убедиться в справедливости формул (4.122) и (4.123).

Подставив численные значения атомных постоянных, умножив на концентрации электронов и протонов и введя поправку на вынужденное излучение (отметим, что поскольку этот процесс представляет собой столкновение, она всегда соответствует ЛТР при *имеющейся* электронной и ионной концентрациях), получим коэффициент поглощения

$$k_\nu(\text{своб.-своб.}) = 3{,}69 \cdot 10^8\bar{g}_{\text{III}}(\nu, t)\nu^{-3}T^{-1/2}n_en_p(1 - e^{-h\nu/kT}). \qquad (4.124)$$

Выражения для $\bar{g}_{\text{III}}$ даются в [417], а обширные таблицы можно найти в [85] и [352]. Поглощение за счет свободно-свободных переходов при перемещении к низким частотам начинает играть все большую роль по сравнению со связанно-свободным поглощением из-за уменьшения при $\nu \to 0$ числа уровней, с которых может происходить фотоионизация. Кроме того, свободно-свободные переходы становятся более существенными при высоких температурах, поскольку, как можно убедиться на основании формулы (4.92), в пределе $kT/\chi_{\text{ион}} \gg 1$ населенности связанных состояний n_i изменяются пропорционально $n_e n_p T^{-3/2}$. Поэтому отношение коэффициентов поглощения за счет свободно-свободных и связанно-свободных переходов в пределе высоких температур возрастает пропорционально T. Свободно-свободные переходы являются основным механизмом поглощения, например, у О-звезд.

ОТРИЦАТЕЛЬНЫЙ ИОН ВОДОРОДА

Вследствие большой поляризуемости водорода он способен образовывать отрицательный ион, состоящий из протона и двух электронов. Этот ион имеет всего одно связанное состояние с энергией связи 0,754 эВ. Из-за низкой энергии связи при высоких температурах H^- не существует (разрушаясь путем ионизации). но он широко распространен в атмосферах звезд типа Солнца или более холодных. Несомненно, что H^- служит важным источником непрозрачности у таких звезд, что было осознано Паннекуком и Вилдтом. Оказалось, что сечение поглощения иона H^- велико, и хотя лишь небольшая доля водорода находится в этой форме, непрозрачность, обусловленная H^-, в атмосферах холодных звезд является *основной*.

Отрицательный ион водорода может поглощать и испускать излучение как при связанно-свободных, так и при свободно-свободных переходах, т.е.

$$H^- + h\nu \rightleftarrows H + e(v), \tag{4.125}$$

где $\frac{1}{2}mv^2 = h\nu - 0{,}754$ эВ, и

$$H + e(v) + h\nu \rightleftarrows H + e(v'), \tag{4.126}$$

где $\frac{1}{2}mv'^2 = \frac{1}{2}mv^2 + h\nu$. При свободно-свободном переходе электрон, пролетающий вблизи нейтрального атома водорода, наводит за счет поляризации на какое-то время дипольный момент, который может взаимодействовать с полем излучения, вызывая поглощение и испускание фотонов. Процесс связанно-свободного поглощения имеет порог примерно при 16 500 Å (1,65 мкм), что соответствует энергии отрыва электрона. Сечение достигает максимального значения (примерно $4 \cdot 10^{-17}$ см^2) при 8500 Å и убывает в сторону более коротких волн. Сечение свободно-свободного поглощения становится примерно равным сечению связанно-свободного поглощения вблизи 15 000 Å (1,5 мкм) и возрастает в сторону бóльших длин волн. Суммарный коэффициент поглощения (рис. 4.2) имеет минимум примерно на 1,6 мкм. Хотя другие процессы поглощения ведут к замыванию этого минимума, у холодных звезд непрозрачность вблизи этой длины волны все же меньше всего.

Определить сечения обоих упомянутых выше процессов трудно, хотя это делалось как теоретически, так и экспериментально. Чтобы добиться желаемой точности, требуются очень точные волновые функции. Первые расчеты, которые дали достаточно точные значения сечений, были выполнены Чандрасекаром и Брин [162]. Было показано, что они согласуются с эмпирически выведенными значениями коэффициента поглощения в атмосфере Солнца, что привело к надежному отождествлению H^- как основного источника непрозрачности в атмосфере Солнца (см. § 3.6). В настоящее время имеются более точные значения сечений как связанно-свободных [242], так и свободно-свободных переходов [604]. Они хорошо согласуются с экспериментальными значениями.

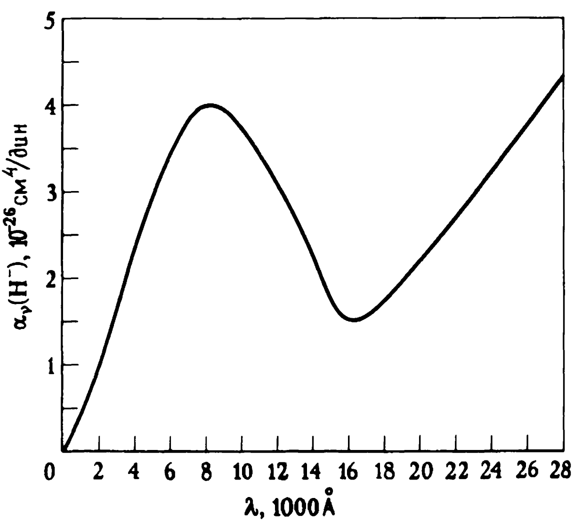

Рис. 4.2. Коэффициент связанно-свободного и свободно-свободного поглощения H^- при T = 6300 К. *Ордината:* сечение (× 10^{26}) в расчете на нейтральный атом H и единичное электронное давление $p_e = n_e kT$. *Абсцисса:* λ/1000, где λ — в Å.

При ЛТР число ионов H^- в 1 см^3 дается формулой Саха [см. формулу (5.14)], которая имеет вид $n^*(H^-) = n(H)p_e\Phi(T)$, где $n(H)$ — число атомов водорода в 1 см^3, $p_e = n_e kT$, а $\Phi(T)$ описывает зависимость степени ионизации от температуры. Поэтому при ЛТР коэффициент поглощения можно записать в виде $k_\nu^*(H^-) = \alpha_\nu(H^-)n(H)p_e\Phi(T)(1 - e^{-h\nu/kT})$. Отклонения от ЛТР могут проявляться как в рассчитываемых значениях $n(H^-)$, так и в поправочном множителе, учитывающем вынужденное излучение. Поскольку коэффициент $k_\nu^*(H^-)$ пропорционален p_e, ясно, что у карликов H^- будет более существенным источником непрозрачности, чем у гигантов. Кроме того, так как электронная концентрация в звездах типа G и более поздних типов зависит от содержания металлов, у звезд II типа населения (имеющих низкое содержание тяжелых элементов) H^- будет гораздо более слабым источником поглощения.

ДРУГИЕ ИОНЫ ВОДОРОДА

Водород существует еще в двух формах, которые могут давать значительный вклад в непрозрачность звездных атмосфер, а именно H_2^+ и H_2^-. Положительный ион H_2^+ имеет один электрон, общий для двух протонов. Сечения поглощения для него даются в [72] и [117]. Поскольку концентрация H_2^+ пропорциональна $n(H)n_p$, ион H_2^+ дает заметный вклад в общую непрозрачность только в той области температур и давлений, где одновременно в заметных количествах существуют и нейтральные, и ионизованные атомы H, т.е. там, где водород ионизован примерно наполовину. Эта область характерна для звезд типа A, и H_2^+ дает у них в видимой части спектра вклад в непрозрачность около 10% (максимум поглощения H_2^+ у λ 1100 Å замывается бальмеровским континуумом водорода).

Отрицательный молекулярный ион H_2^- существует только при сравнительно низких температурах, характерных для звезд типа M, и на больших длинах волн его свободно-свободный континуум дает заметный вклад в непрозрачность (тогда как связанно-свободным поглощением можно пренебречь). При этом электрон, пролетающий около молекулы H_2, на какое-то время создает наведенный дипольный момент за счет эффектов поляризации, и этот момент может взаимодействовать с полем излучения. Континуум H_2^- отчасти заполняет минимум коэффициента поглощения H^- у 1,6 мкм. Сечение свободно-свободного поглощения H_2^- дается в [592].

ГЕЛИЙ

Гелий наблюдается в звездных спектрах в нейтральном и однократно ионизованном состояниях. Поскольку потенциал ионизации нейтрального гелия равен 24,58 эВ, он сохраняется до температур, характерных для В-звезд, где водород уже сильно ионизован. У О-звезд основным источником непрозрачности становится He II. Порог поглощения из основного состояния He I лежит на $\lambda\,504$ Å. Для звезд типа В0 и холоднее в ультрафиолетовой области спектра $\lambda < 504$ Å доминирует поглощение He I. Возбужденные состояния гелия распадаются на две группы, синглеты и триплеты, и каждое из состояний (n, l, s) имеет свою собственную энергию ионизации. Грубо говоря, энергии ионизации лежат близко к водородным с тем же n. Поэтому гелий дает по нескольку границ полос непрерывного поглощения вблизи каждой границы поглощения водорода (при $n \geqslant 2$). Поскольку энергия возбуждения даже самого нижнего возбужденного состояния очень велика (19,72 эВ), гелий дает заметную добавку к непрозрачности в видимой области звездных спектров только у горячих звезд (типа В). Обычно гелий заметно ионизуется еще до того, как его возбужденные состояния начинают давать существенный вклад в непрозрачность. У небольшого числа звезд содержание гелия по отношению к водороду аномально и приближается к единице или даже больше. Здесь гелий может преобладать в поглощении. Атом гелия — это система, состоящая из трех частиц, и поэтому точные волновые функции получить нельзя. Однако для получения приближенных волновых функций высокой точности можно использовать целый ряд специальных методов (см. [87], § 24 — 32; [577], § 18.1 — 18.3). Вариационный метод в применении к основному состоянию был доведен до такого уровня совершенства, когда он дает очень точные волновые функции. Коэффициент поглощения из основного состояния, рассчитанный по волновой функции высокой точности, полученной методом Хартри — Фока, дается в [603]. Он хорошо согласуется с экспериментальными значениями [311]. Сечения поглощения с уровней $2\,^3S$, 2^3P, 2^1S, $2\,^1P$ были рассчитаны с использованием точных волновых функций связанных состояний, найденных вариационным методом, и волновых функций свободных состояний в приближении сильной связи [332]. Для более высоких возбужденных состояний точные сечения не опубликованы. Здесь можно использовать метод квантового дефекта.

Ионизованный гелий — это водородоподобный ион с $Z = 2$. Поскольку энергии водородоподобных ионов пропорциональны Z^2, частоты пределов ионизации ν_n здесь вчетверо больше, и предел ионизации из основного состояния находится на $\lambda 227$ Å. Этот предел — доминирующая деталь далекого ультрафиолетового спектра O-звезд, имеющих самые высокие температуры. У них гелий становится уже двукратно ионизованным. Предел ионизации с $n = 2$ у He II совпадает с границей лаймановского континуума водорода. Пределы ионизации с более высоких уровней с *четными* квантовыми числами совпадают с пределами ионизации водорода из состояний с $n = n$(He II)/2, а с уровней с *нечетными* квантовыми числами расположены между пределами ионизации у водорода.

Для He II можно использовать водородные сечения, причем сечения связанно-свободного поглощения больше в Z^4 раз, а свободно-свободного — в Z^2 раз. При этом применимы водородные гаунтовские множители, если рассматривать их как функции ν/ν_n. He II влияет на спектр в видимой области только у звезд типа B0 и более горячих.

Наконец, гелий может служить источником свободно-свободного поглощения у холодных звезд. Сечения этого процесса даются в [593], [340].

Упражнение 4.7. Рассчитать сечения фотоионизации He I из четырех состояний с $n = 2$, пользуясь методом квантового дефекта, и сравнить эти результаты с указанными выше более точными значениями.

4.5. Сечения рассеяния в континууме

Как упоминалось в гл. 2, излучение континуума может не только поглощаться, но и рассеиваться. В первом случае фотоны исчезают, а их энергия — по крайней мере частично — пополняет собой тепловую энергию, содержащуюся в газе. В процессе же рассеяния фотон не исчезает, а только изменяет направление полета и, возможно, слегка смещается по частоте. В этом разделе будут приведены сечения двух наиболее важных процессов рассеяния.

ТОМСОНОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ

Рассеяние света свободными электронами называют *томсоновским рассеянием*. Классическое выражение для сечения этого процесса можно получить непосредственно из формулы (4.32), если заметить, что для несвязанного электрона резонансная частота ω_0 и