приводят к простым выражениям для δn_{ijk}, имеющим ту же форму, что и в (5.35).

5.3. Микроскопические условия, необходимые для существования ЛТР

Прежде чем обсуждать уравнения статистического равновесия, стоит качественно рассмотреть, какие микроусловия требуются для существования ЛТР. Интересный анализ этих условий можно найти у К. Х. Бёма [261], гл. 3. Мы сейчас кратко изложим и обсудим как этот анализ, так и другой относящийся к этому вопросу материал.

ДЕТАЛЬНЫЙ БАЛАНС

При термодинамическом равновесии скорость протекания любого процесса в точности равна скорости протекания обратного ему процесса, т.е. для каждого процесса имеет место *детальный баланс*. Это очень жесткое требование. Рассмотрение детального баланса оказывается очень полезным для получения соотношений между коэффициентами вероятностей различных процессов (напомним, что этот метод уже использовался в гл. 4). Процессы, вызывающие переходы из одного состояния в другое (связанное или свободное), можно разбить на два широких класса — радиативные и процессы столкновений. Процессы столкновений — это те процессы, за счет которых, согласно статистической физике, устанавливается равновесие. Можно утверждать, что для них будет существовать детальный баланс, *если только распределение скоростей сталкивающихся частиц равновесное* (т.е. максвелловское). Ниже будет показано, что для звездных атмосфер можно ожидать выполнения этого условия. Более того, близкое утверждение можно сделать и о процессах, которые хотя и сопровождаются излучением фотона, но по своему характеру все же являются процессами столкновений (например, свободно-связанные переходы, т.е. фоторекомбинация, и свободно-свободное излучение). При расчете скоростей протекания этих процессов, если это удобно, можно пользоваться соотношениями, основанными на выполнении детального баланса. В противоположность этому радиативные процессы (например, фотовозбуждения, фотоионизации) непосредственно зависят от характера поля излучения и будут находиться в детальном балансе, *только если* интенсивность излучения изотропна и имеет планковское распределение по частотам. Ниже будет показано, что в звездных атмосферах *это не так*.

Если для некоторых из процессов детальный баланс имеется, а для других отсутствует, то получающиеся в результате населенности уровней будут определяться конкуренцией этих процессов и могут более или менее сильно отличаться от равновесных. ЛТР будет иметь место в *очень глубоких* слоях звездных атмосфер, где плотности высоки и эффективность столкновений становится высокой, а оптическая глубина настолько велика, что фотоны не могут выйти из атмосферы, не испытав термализации, так что поле излучения приближается к планковскому. Однако в наблюдаемых слоях ситуация прямо противоположна.

ХАРАКТЕР ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

Звездную атмосферу нельзя считать замкнутой системой, находящейся в равновесии при повсюду одной и той же температуре. На самом деле имеет место противоположный случай: излучение свободно выходит из поверхностных слоев звезды в практически пустое пространство, а отсюда следует, что поле излучения несомненно анизотропно и что в атмосфере есть большой градиент температуры. Поле излучения в любой точке есть результат совокупного действия процессов излучения и поглощения во всем том (возможно, *большом*) объеме, в пределах которого фотон может свободно пролетать от места своего излучения до рассматриваемой точки. Этот объем может содержать как граничную поверхность и пустое пространство за ней, что влечет уменьшение интенсивности, так и слои с более высокой температурой и плотностью, в которых зарождается интенсивное излучение. Поэтому поле излучения по своему характеру является явно нелокальным и имеет абсолютное значение интенсивности, ее распределение по направлениям и частотный спектр, которые могут не иметь даже отдаленного сходства с локальным равновесным распределением $B_\nu(T)$. Поэтому скорости протекания радиативных процессов могут быть далеки от их равновесных значений, а значит, эти процессы будут стремиться вызвать отклонения состояния вещества от ЛТР.

Поле излучения очевидным образом анизотропно из-за того, что излучающие области видны под углом, меньшим 4π, а со стороны лежащего рядом вакуума излучение практически не происходит. Этот геометрический эффект можно описать введением *фактора дилюции* W, по определению равного $\omega_*/4\pi$, где ω_* — телесный угол, под которым виден диск звезды

Упражнение 5.4. Показать, что

$$W = \frac{1}{2}\left\{1 - [1 - (r_*/r)^2]^{1/2}\right\}, \tag{5.36}$$

где r_* — радиус излучающей поверхности и r — расстояние до наблюдателя. Показать, что $W = \frac{1}{4}(r_*/r)^2$ при $r_*/r \ll 1$.

Определенная таким образом величина W служит мерой того, как плотность энергии излучения убывает с удалением от источника излучения. Очевидно, что на «поверхности» звезды $W = 1/2$ (на самом деле из-за потемнения к краю W немного меньше 1/2), но в протяженной оболочке звезды $W \ll 1$ (а в планетарных туманностях $W \sim 10^{-14}$). При термодинамическом равновесии должно быть $W = 1$, так что ясно, что детальный баланс радиативных переходов в звездных атмосферах, вообще говоря, осуществляться не может.

Кроме того, что поле излучения звезды дилютировано ($W < 1$), оно имеет распределение по частотам, заметно отличающееся от планковского. Согласно соотношению Эддингтона — Барбье, интенсивность излучения, выходящего на частоте ν, приближенно равна функции источников S_ν при $\tau_\nu = 1$. Даже если бы S_ν равнялось B_ν, то все же из-за того, что на одних частотах вещество значительно менее прозрачно, чем на других (отношение коэффициентов поглощения в линии и в континууме часто равно 10^3, а может достигать и гораздо бóльших значений), излучение будет выходить с сильно различающихся глубин, где температура существенно разная. Поэтому поле излучения слагается из компонент с сильно различающимися температурами излучения. Влияние градиента температуры становится особенно сильным, когда $h\nu/kT > 1$, так как тогда функция Планка изменяется как $\exp(-h\nu/kT)$ и делается очень чувствительной к небольшим изменениям T. Если бы мы захотели описывать поле излучения, введя температуру излучения $T_R(\mu, \nu)$, такую, что $I(r_*, \mu, \nu) = WB_\nu[T_R(\mu, \nu)]$ при $\mu \geqslant 0$, мы обнаружили бы заметные изменения T_R и с ν, и с μ. Например, для солнечного спектра T_R изменяется от 4 800 К в видимой области до ~25 000 К в ультрафиолете, в континууме основного состояния He^+. Резюмируя, можно сказать, что поле излучения показывает чрезвычайно сложное поведение и условия, необходимые для обеспечения ЛТР, не выполняются.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ

В звездных атмосферах свободные электроны возникают при фотоионизациях и при ионизации столкновениями. Обратными им процессами являются радиативная рекомбинация и тройные столкновения, ведущие к захвату электронов на связанные уровни. Находясь в континууме, электрон может испытывать упругие столкновения с другими электронами и неупругие столкновения с атомами и ионами (они приводят к возбуждению или отрыву связанных электронов). Упругие столкновения перераспределяют энергию между электронами и стремятся приблизить ее распределение к равновесному, а поэтому устанавливают и максвелловское распределение скоростей. Если же максвелловское распределение уже достигнуто, то кинетическую температуру электронов можно принять за локальную температуру. В другой стороны, неупругие столкновения и рекомбинации мешают установлению максвелловского распределения скоростей. В неупругих столкновениях принимают участие лишь электроны, имеющие скорости из некоторого определенного промежутка. Они стремятся изменить скорости систематическим образом, значительно их уменьшая. Рекомбинации вообще выводят электроны из континуума и прекращают их дальнейшие упругие столкновения. Установится ли максвелловское распределение скоростей или нет, целиком зависит от того, насколько быстро идет термализация при упругих столкновениях по сравнению с вызывающими возмущения процессами. Если она происходит гораздо быстрее, чем срабатывают возмущающие процессы, распределение скоростей будет очень близким к максвелловскому.

Мерой скорости термализации может служить *время релаксации* системы. Для частиц, которые взаимодействуют сами с собой, оно равно (см. [598], гл. 5)

$$t_c = m^{1/2}(3kT)^{3/2}/[17{,}9 n_e e^4 Z^4 \ln(D/p_0)] \text{ с.} \tag{5.37}$$

Здесь D — *дебаевский радиус* (см. § 9.4): $D = kT/8\pi e^2 n_e)^{1/2}$, а $p_0 = e^2/mv^2$ — прицельный параметр столкновения, дающего отклонение на 90°. Рассмотрим теперь рекомбинации. Если σ — среднее сечение этого процесса, то среднее время между рекомбинациями есть

$$t_r = (N\sigma\langle v\rangle)^{-1} = N^{-1}\sigma^{-1}(\pi m/8kT)^{1/2} \text{ с,} \tag{5.38}$$

где N — концентрация частиц, с которыми электроны рекомбинируют. Два процесса, существенных для астрофизики, — это а) $H + e \rightarrow H^-$ и б) $H^+ + e \rightarrow H$. При $T \sim 6000$ К (типичная солнечная температура) $\sigma_{H^-} \sim 3\cdot 10^{-22}$ см^2 и $n_e/N_H \sim 10^{-4}$. .При

$T \sim 10\,000$ К имеем $\sigma_{\text{H}} \sim 6 \cdot 10^{-21}$ см^2 и $n_e/n_p \sim 1$. Подставляя эти значения в формулы (5.37) и (5.38), находим $t_r/t_c \sim 10^5$ для процесса а) и $t_r/t_c \sim 10^7$ для процесса б). Таким образом, можно заключить, что при условиях, характерных для звездных атмосфер, свободный электрон будет между рекомбинациями испытывать *колоссальное* число упругих столкновений, и поэтому рекомбинации не будут заметно мешать установлению равновесного максвелловского распределения.

Рассмотрим теперь неупругие столкновения. Столкновения электронов с атомами самого распространенного элемента — водорода — происходят часто, но энергия возбуждения водорода равна 10 эВ, а тепловая энергия электронов составляет 1 эВ. Поэтому только $3 \cdot 10^{-5}$ всех электронов имеют энергию, достаточную, чтобы вызвать возбуждение, а из них лишь какая-то малая доля действительно его вызывает. Если взять типичное сечение возбуждения, найдем, что (при 10 000 К) скорость неупругих возбуждений того же порядка, что и скорость рекомбинации, т.е. очень мала по сравнению со скоростью упругих столкновений. Следует также рассмотреть столкновения с атомами других элементов, которые можно сгруппировать следующим образом: а) щелочные металлы, имеющие большие сечения, но низкие относительные содержания (10^{-6}); б) железо, имеющее многочисленные низкорасположенные уровни и умеренную распространенность ($4 \cdot 10^{-5}$) и в) C, N и O, которые имеют небольшие сечения, но большую относительную распространенность (10^{-3}). Большинство уровней у атомов групп б) и в) метастабильны, так что бо́льшая часть неупругих столкновений затем компенсируется ударным девозбуждением. Не учитывая этого эффекта, мы переоцениваем число неупругих возбуждений. Учитывая различные факторы и пренебрегая компенсирующим девозбуждением, Бём получил оценку (упругие столкновения)/(неупругие столкновения) $\sim 10^3$ и поэтому пришел к выводу, что имеет место максвелловское распределение скоростей, которым определяется T_e. Недавнее исследование [573] указывает на то, что отклонения от максвелловского распределения в чисто водородном газе могут иметь место в далеком хвосте (высокие энергии), если а) степень ионизации очень низка ($n_e/n_{\text{H}} \lesssim 0{,}01$) и б) населенность основного состояния далека от равновесной. Эти условия могут встречаться в солнечной хромосфере.

Наконец, можно поставить вопрос, имеют ли максвелловское распределение скоростей также атомы и ионы атмосферы и совпадают ли их кинетические температуры T_k с T_e. Анализ этого вопроса [88] для чисто водородной атмосферы, состоящей из атомов, ионов, электронов и излучения, в предположении, что существует стационарное состояние и при учете обмена энергией между этими четырьмя компонентами среды, показывает, что если $n_e > 10^{10}$ (это условие с запасом выполняется в бо́льшей части атмосферы) и $5 \cdot 10^3 < T_e < 10^5$, то $|T_k - T_e| \lesssim 10^{-3} T_e$. Поэтому можно смело заключить, что одной и той же локальной кинетической температурой можно пользоваться для всех частиц в большинстве областей атмосферы.

ИОНИЗАЦИОННОЕ РАВНОВЕСИЕ

Степень ионизации звездного вещества определяется балансом между фотоионизациями и ударными ионизациями, в одной стороны, и радиативными и ударными (трехчастичными) рекомбинациями — с другой. Изучим сначала относительные скорости фотоионизации и ионизации столкновениями. Достаточно получить только порядковую оценку.

Энергия, поглощаемая атомом, находящимся в связанном состоянии i, в интервале частот $d\nu$ около частоты ν равна $4\pi J_\nu \alpha_i(\nu) d\nu$. Каждый фотон имеет энергию $h\nu$, и поэтому полное число фотоионизаций составляет

$$n_i R_{ik} = n_i 4\pi h^{-1} \int_{\nu_0}^{-\infty} \alpha_i(\nu) J_\nu \nu^{-1} d\nu. \tag{5.39}$$

Чтобы получить оценку R_{ik}, подставим сечение водородоподобного атома

$$\alpha_\nu = (\pi e^2/mc) f_c 2\nu_0^2/\nu^3,$$

где f_c — интегральная сила осциллятора для континуума. Далее, напишем

$$J_\nu = W B_\nu(T_R) = W(2h\nu^3/c^2) \sum_{n=1}^{\infty} \exp(-nh\nu/kT_R).$$

Тогда

$$R_{ik} = (16\pi^2 e^2 \nu_0^2/mc^3) f_c W \sum_{n=1}^{\infty} E_1(nh\nu_0/kT_R). \tag{5.40}$$

Скорость ударных ионизаций можно вычислить по $\sigma(v)$ — сечению ударной ионизации электронами со скоростью v:

$$n_i C_{ik} = n_i n_e \int_{v_0}^{\infty} \sigma(v) f(v) v dv. \tag{5.41}$$

Чтобы получить оценку, возьмем полуклассическую формулу Томсона (см. [684], стр. 120):

$$\sigma(v) = 3 f_c \pi e^4 E^{-1} [(h\nu_0)^{-1} - E^{-1}], \tag{5.42}$$

где $E = \frac{1}{2} mv^2$ — энергия рекомбинирующего электрона. Подставляя выражения (5.2) и (5.42) в (5.41) и интегрируя, получаем

$$C_{ik} = n_e [12\pi^{1/2} e^4 f_c / (2mk^3 T_e^3)^{1/2}] u_0^{-1} E_2(u_0), \tag{5.43}$$

где $u_0 = h\nu_0/kT$. В предельном случае, когда $h\nu_0 \gg kT_R$ и $h\nu_0 \gg kT_e$, в разложении (5.40) достаточно удержать только первый член и использовать асимптотическое выражение $E_2(x) \sim E_1(x) \sim e^{-x}/x$ при $x \to \infty$. Это дает

$$R_{ik}/C_{ik} = \frac{4(2\pi^3 k)^{1/2} h\nu_0^3}{3m^{1/2} e^2 c^3} \frac{WT_R}{n_e T_e^{1/2}} \exp\left[h\nu_0 \left(\frac{1}{kT_e} - \frac{1}{kT_R}\right)\right]. \tag{5.44}$$

Для фотосферных слоев можно принять $W \approx \frac{1}{2}$, $T_R \approx T_e$. Бём получил оценки значений R_{ik}/C_{ik} для типичных случаев уровней с потенциалами ионизации 1 эВ и 8 эВ при условиях, характерных для наружных ($\tau \sim 0{,}05$) слоев Солнца и звезды типа O. В частности, для Солнца он принял $n_e \simeq 3 \cdot 10^{12}$ и $T \simeq 5 \cdot 10^3$, а для O-звезды использовал $n_e \simeq 3 \cdot 10^{14}$, $T \simeq 3{,}2 \cdot 10^4$, получив в результате значения R_{ik}/C_{ik}, приведенные в табл. 5.1. Ясно, что *в звездных фотосферах доминируют радиативные переходы*, за исключением случая высоко расположенных уровней при высоких температурах и плотностях. На самом деле существенные для O-звезд уровни имеют даже бóльшие значения $\chi_{\text{ион}}$, чем те, что указаны в табл. 5.1 (например, основное состояние H — 13,6 эВ и основное состояние HeI — 24,5 эВ), так что радиативные процессы тем более преобладают. Таким образом, если J_ν отклоняется от B_ν, ионизационное равновесие будет не таким, как при ЛТР. Отметим попутно, что в короне, где $T_e \sim 2 \cdot 10^6$ К и $T_R \sim 6 \cdot 10^3$ К (для Солнца), а представляющие интерес значения $h\nu_0$ лежат около 300 эВ, экспоненциальный множитель в формуле (5.44) становится очень малым и *преобладают ударные ионизации*.

ТАБЛИЦА 5.1

Отношение скоростей радиативной и ударной ионизации

Звезда	$\chi_{\text{ион}} = 8$ эВ	$\chi_{\text{ион}} = 1$ эВ
Солнце	10^3	2
О-звезда	20	0,2

Источник: по данным К. Х. Бёма, из сборника Stellar atmospheres, ed. J L. Greenstein, Chicago, University of Chicago Press, 1960. [Имеется перевод: Звездные атмосферы. Под редакцией Дж. Л. Гринстейна. М.: ИЛ, 1963.]

Аналогичные оценки можно выполнить для скоростей радиативной и ударной (тройной) рекомбинации. Оба эти процесса по существу есть процессы столкновений, и *в расчете на один ион* они происходят с той же скоростью, что и при ЛТР. Поэтому можно воспользоваться аргументацией, основанной на рассмотрении детального баланса, чтобы выразить скорости этих процессов через равновесные значения скоростей обратных процессов. Можно попрежнему пользоваться выражением (5.44), за исключением того, что отвечающая радиативным рекомбинациям температура есть теперь T_e, а не T_R и $W = 1$. В результате находим, что радиативные рекомбинации всегда перевешивают ударные как в фотосфере, так и в короне (в короне еще один механизм — диэлектронная рекомбинация — доминирует над радиативной рекомбинацией).

Ионизационный баланс определяется, таким образом, фотоионизацией и радиативной рекомбинацией. Чтобы установилось равновесие, число ионизаций должно равняться числу рекомбинаций: $n_i R_{ik} = n_k R_{ki} = n_i^* R_{ik}^*$, причем последнее равенство следует из рассмотрения детального баланса. Поэтому для основного состояния

$$n_{0j}^*/n_{0j} = 4\pi W \int_{\nu_0}^{\infty} (h\nu)^{-1} \alpha_\nu B_\nu(T_R) d\nu \Big/ 4\pi \int_{\nu_0}^{\infty} (h\nu)^{-1} \alpha_\nu B_\nu(T_e) d\nu =$$

$$= W \int_{h\nu_0/kT_R}^{\infty} e^{-x} x^{-1} dx \Big/ \int_{h\nu_0/kT_e}^{\infty} e^{-x} x^{-1} dx = W E_1(h\nu_0/kT_R)/E_1(h\nu_0/kT_e) \approx$$

$$\approx W(T_R/T_e)[\exp(-h\nu_0/kT_R)/\exp(-h\nu_0/kT_e)], \qquad (5.45)$$

причем опять использованы водородоподобные сечения. Если n_{0j}^* подставить из формулы Саха (5.13), можно получить *приближен-*

ную формулу ионизации

$$n_e n_{0,j+1}/n_{0,j} =$$
$$= W(2g_{0,j+1}/g_{0,j}) \times (2\pi mkT_R/h^2)^{3/2}(T_e/T_R)^{1/2}\exp(-\chi_{Ij}/kT_R), \quad (5.46)$$

которая широко применялась, например, при изучении газовых туманностей.

Чтобы проанализировать ионизационный баланс в звездных атмосферах, теперь следует установить а) как выбирать J_ν и б) какие уровни являются определяющими. Бём предложил сравнивать значения $4\pi\int(h\nu)^{-1}k_\nu J_\nu d\nu$ со значениями $4\pi\int(h\nu)^{-1}k_\nu B_\nu d\nu$, где k_ν — полный коэффициент поглощения, обусловленный *всеми* налагающимися друг на друга континуумами, а J_ν — средняя интенсивность, получающаяся путем расчета по моделям атмосфер с ЛТР. Утверждается, что если эти числа равны, то гипотеза ЛТР внутренне непротиворечива. Бём исследовал равновесие FeI ↔ FeII, пользуясь моделью солнечной атмосферы, и нашел, что отношение указанных коэффициентов скоростей протекания процессов равно 2,9 при $\bar\tau = 0{,}01$; 1,3 при $\bar\tau = 0{,}05$ и близко к единице при $\bar\tau \geqslant 0{,}1$. На этом основании предлагается сделать заключение, что ниже $\bar\tau = 0{,}1$ справедлива формула ионизации Саха.

В этой аргументации есть, однако, изъяны. Во-первых, ясно, что интегральные вероятности переходов, просуммированные по всем континуумам атома, могут искажаться эффектами взаимной компенсации и частично погашаться, и вовсе не очевидно, к чему приведет для любого конкретного уровня отличие двух интегралов на заданную величину (скажем, некоторые уровни могут быть перенаселены, а другие недонаселены, и интегралы могут сбалансироваться). Во-вторых, — и это гораздо важнее — в рассуждении имеется порочный круг, если с самого начала для расчета J_ν в качестве S_ν используется B_ν, так как известно, что

$$J_\nu(\tau_\nu) = \Lambda_{\tau_\nu}[B_\nu(t_\nu)] = B_\nu(\tau_\nu) + O(e^{-\tau_\nu}).$$

Тем самым мы вынуждаем J_ν быть близким к B_ν при $\tau_\nu \gg 1$, и оба интеграла становятся равными, хотя на самом деле это может быть и не так.

Как будет показано ниже (см. § 7.5 и гл. 11 и 12), характерная особенность процесса переноса излучения при отсутствии ЛТР состоит в том, что доминирующим членом в функции источников является *член, обусловленный рассеянием*, который слабо связан с локальными тепловыми параметрами. В таких случаях S_ν может сильно отличаться от B_ν вплоть до *больших* оптических глубин (практически до той глубины, с которой фотон не может выйти, не испытав термализации, несмотря на высокую вероятность рассеяния и низкую вероятность гибели). Далее, если попытаться найти S_ν, взяв в качестве начального приближения B_ν, вычислив J_ν и использовав его для повторного вычисления S_ν, а затем осуществив итерации, окажется (см. § 6.1), что *сходимость чрезвычайно медленная*. Осуществив одну итерацию, мы с неизбежностью получаем оценку S_ν, которая очень близка к ЛТР, но *она ложная*. Для распространения в глубокие слои информации о существовании границы с помощью этой неэффективной итерационной процедуры требуются дальнейшие итерации (возможно, тысячи их!). Каждая итерация будет давать непрерывно продолжающееся и все увеличивающееся отклонение от ЛТР, и когда будет достигнуто *строгое* согласование между S_ν и J_ν, эти отклонения оказываются гораздо больше и простираются гораздо глубже, чем на это указывает первая итерация. Короче говоря, опыт показал, что оценки описанного выше типа, в основе которых лежит одна итерация B_ν, никакой ценности не представляют. Тот факт, что, казалось бы правдоподобные соображения, основанные на таких оценках, ошибочны, в большинстве классических исследований звездных атмосфер не осознавался, и делались неверные заключения о справедливости ЛТР. Мы вернемся в этому имеющему решающее значение вопросу в гл. 7, 11 и 12. Дальнейшее его обсуждение дается также Томасом [626], стр. 141 — 147.

Итак, мы показали, что в процессах ионизации излучение доминирует над столкновениями. Если учесть неравновесный характер поля излучения, то следует ожидать, что ЛТР не будет иметь места, и поэтому надо с самого начала выполнять совместное решение уравнений статистического равновесия и переноса излучения. Лишь тогда, когда получено строго самосогласованное их решение, появляется возможность решить, в каких областях ЛТР на самом деле имеет место.

СОСТОЯНИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ

Как и в случае ионизаций, следует выяснить, преобладают ли для того или иного конкретного перехода ударные или радиативные процессы. Скорость радиативного возбуждения дается выражением $B_{ij}\int\phi_\nu J_\nu d\nu$, оценку которого мы получим путем замены J_ν на WB_ν. Для вычисления скорости ударного возбуждения воспользуемся опять формулой (5.43) с заменой f_c на $f_{ij} = B_{ij}h\nu mc/4\pi^2e^2$. Тогда

ТАБЛИЦА 5.2

Отношение скоростей ударного и радиативного возбуждения

λ, Å / Звезда	3000	4000	5000	6000	7000	8000	9000
Солнце	0,003	0,007	0,017	0,035	0,061	0,099	0,15
О-звезда	0,19	0,44	0,85	1,4	2,2	3,1	4,2

Источник: по данным К. Х. Бёма, из сборника Stellar atmospheres, ed. J. L. Greestein, Chicago, University of Chicago Press, 1960. [Имеется перевод: Звездные атмосферы. Под редакцией Дж. Л. Гринстейна. М.: ИЛ, 1963.]

получим

$$\frac{C_{ij}}{R_{ij}} = \frac{3e^2m^{1/2}\lambda^3}{2h(2\pi^3kT)^{1/2}}\frac{n_e}{W}E_2(x)(e^x - 1), \tag{5.47}$$

где $x = h\nu_{ij}/kT$. Бём вычислил это отношение для условий, типичных для солнечной атмосферы и атмосферы О-звезды (при $W = 1$) и получил результаты, которые приведены в таблице 5.2. Видно, что радиативные переходы преобладают, за исключением линий, лежащих в красной и инфракрасной областях спектра у горячих звезд. Те же самые замечания о непланковском характере поля излучения, которые были сделаны выше, применимы и к линиям (даже в еще большей мере!). Поэтому мы снова приходим к выводу, что должны совместно решаться уравнения статистического равновесия и переноса излучения. Можно было бы подумать, что ЛТР должно иметь место для линий в длинноволновой части спектра — на том основании, что ударные переходы здесь преобладают. Но, как будет показано в § 12.4, это не так, и на самом деле именно в этих линиях эффекты отклонений от ЛТР часто оказываются самыми большими!

5.4. Уравнения статистического равновесия без предположения об ЛТР

Рассмотрим теперь *уравнения статистического равновесия*, или *уравнения стационарности*, с помощью которых рассчитываются