

При расчете же линейчатого спектра какого-либо другого атома модель фотосферы (т. е. распределение в ней температуры и плотности) предполагается уже известной. Тем самым считаются заданными все величины, характеризующие вероятности атомных столкновений и вероятности радиативных переходов, связанных с непрерывным спектром (т. е. фотоионизаций и рекомбинаций).

Решение упомянутой выше системы уравнений стационарности и уравнений переноса излучения требует большой вычислительной работы. С целью ее упрощения можно в качестве первого приближения использовать результаты расчетов для отдельных линий, а затем принять во внимание влияние линий друг на друга. Однако такая процедура применима лишь в случае слабой связи между линиями. Иногда точные расчеты делаются только для нескольких первых уровней атома, а влияние более высоких уровней учитывается приближенно.

Расчет интенсивностей и профилей спектральных линий описанным путем производился для многих атомов (в частности, для водорода и гелия применительно к звездам ранних классов). Результаты вычислений удовлетворительно согласуются с наблюдательными данными. Вместе с тем эти результаты в некоторых отношениях значительно отличаются от тех, которые получаются при предположении о локальном термодинамическом равновесии (подробнее см. [6]).

§ 12. Химический состав звездных атмосфер

1. Эквивалентные ширины линий. Одной из наиболее важных характеристик линии поглощения является ее эквивалентная ширина, т. е. ширина соседнего участка непрерывного спектра, энергия которого равна энергии, поглощенной в линии. Эквивалентная ширина линии определяется формулой

$$W = \int (1 - r_v) dv, \quad (12.1)$$

где $r_v = H_v / H_v^0$ (см. § 9).

Подставляя в формулу (12.1) теоретическое выражение для величины r_v , мы можем получить зависимость между эквивалентной шириной линии и числом поглощающих атомов. Эта зависимость, изображенная на графике, называется обычно «кривой роста». По измеренной эквивалентной ширине линии с помощью кривой роста можно определить число поглощающих атомов. Такие определения служат основой для нахождения химического состава звездной атмосферы. В этом состоит очень важное (но не единственное) назначение кривой роста.

Для вычисления величины W по формуле (12.1) надо задать модель атмосферы. В случае модели Шварцшильда — Шустера величина r_v определяется формулой (10.19). Подставляя (10.19) в (12.1), мы получаем зависимость между W и N . Однако, строго говоря, в

этую зависимость должны входить еще величины, являющиеся параметрами в выражении для коэффициента поглощения k_v . Если для k_v взять выражение (8.18), то такими параметрами будут k_0 , Δv_D и a . Очевидно, что в данном случае эквивалентная ширина линии зависит от произведения $k_0 N$ и от параметров Δv_D и a , т. е.

$$W = F_1(k_0 N, \Delta v_D, a). \quad (12.2)$$

В случае модели Эддингтона при простейших предположениях величина r_v дается формулой (10.37), в которой $\eta_v = k_v n / \alpha_v$. В данном случае для эквивалентной ширины линии имеем

$$W = F_2\left(k_0 \frac{n}{\alpha_v}, \Delta v_D, a\right). \quad (12.3)$$

Легко видеть, что величина n/α_v обладает таким же физическим смыслом, как и величина N , т. е. представляет собой число поглощающих атомов в столбе с сечением 1 см² над фотосферой. В самом деле, мы имеем

$$N = \int_{r_0}^{\infty} n dr = \frac{n}{\alpha_v} \int_{r_0}^{\infty} \alpha_v dr = \frac{n}{\alpha_v} \tau_v. \quad (12.4)$$

А так как оптическая глубина основания атмосферы в непрерывном спектре τ_v порядка единицы, то величины n/α_v и N должны быть одного порядка.

Из сказанного следует, что для определения числа поглощающих атомов с помощью кривой роста необходимо знать параметры k_0 , Δv_D и a . Однако в большинстве случаев эти параметры известны плохо, и поэтому их пытаются находить также с помощью кривой роста. Это можно делать потому, что обычно в спектре звезды содержится много линий данного атома, т. е. мы имеем много соотношений типа (12.2) или (12.3), в которых значения величины W известны из наблюдений.

Таким образом, с помощью кривой роста может быть решен ряд задач. Мы сейчас перечислим некоторые из них.

1. Определение числа поглощающих атомов N (или n/α_v), т. е. числа атомов в состоянии, при переходах из которого возникает данная линия. После этого производится оценка числа атомов рассматриваемого элемента во всех состояниях. Таким путем находится химический состав атмосферы.

2. Нахождение числа атомов в разных состояниях (если в спектре звезды наблюдаются линии, возникающие из разных состояний). При представлении этих чисел формулой Больцмана определяется «температура возбуждения» атомов в атмосфере.

3. Определение доплеровской полуширины линии, равной

$$\Delta v_D = v_0 \frac{v}{c}, \quad (12.5)$$

где v — средняя скорость хаотического движения атомов (теплово-го и турбулентного). Отсюда может быть получено значение скорости v .

4. Нахождение параметра a , который дается формулой (8.27). Тем самым определяется роль столкновений в затухании излучения.

5. Определение величины k_0 , связанной с эйнштейновским коэффициентом спонтанного перехода A_{ki} формулой (8.16). Выражая коэффициент A_{ki} через силу осциллятора f , получаем

$$k_0 = \frac{V \pi e^2}{mv_0 v} f, \quad (12.6)$$

где m — масса электрона и e — его заряд. Следовательно, зная k_0 , можно найти силу осциллятора для данной линии.

Ниже мы получим теоретические кривые роста в явном виде и сообщим результаты их применения к определению химического состава звездных атмосфер. Вопросы определения других параметров атмосфер с помощью кривых роста будут кратко рассмотрены в следующем параграфе. Подробнее см. [9] и [10].

2. **Кривая роста для модели Шварцшильда — Шустера.** Чтобы получить зависимость эквивалентной ширины линии от числа поглощающих атомов в случае модели Шварцшильда — Шустера, надо подставить в формулу (12.1) выражение (10.19). Сделав это, находим

$$W = \int \frac{k_v N}{1 + k_v N} dv. \quad (12.7)$$

Для коэффициента поглощения k_v мы возьмем выражение (8.18). Так как интеграл (12.7) в общем виде не берется, то мы рассмотрим три частных случая, соответствующих трем участкам кривой роста.

1. Пусть N мало, так что $k_v N \ll 1$ для всех частот. В этом случае формулу (12.7) можно переписать в виде

$$W = N \int k_v dv. \quad (12.8)$$

Подставляя сюда выражение (8.18), получаем

$$W = V \pi \frac{v_0 v}{c} k_0 N. \quad (12.9)$$

Эта формула справедлива только для очень слабых линий.

2. Пусть N велико, так что $k_v N \gg 1$, но $k_v N \ll 1$ в тех частях линии, где k_v определяется затуханием излучения. В данном случае для k_v можно взять выражение (8.24). Подставляя его в формулу (12.7), имеем

$$W = k_0 N \frac{v_0 v}{c} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-u^2} du}{1 + k_0 N e^{-u^2}}. \quad (12.10)$$

Приближенное вычисление интеграла дает

$$W = 2 \frac{v_0 v}{c} \sqrt{\ln k_0 N}. \quad (12.11)$$

Заметим, что формула (12.11) может быть также получена из следующих соображений. Найдем то расстояние Δv от центра линии, на котором $r_v = 1/2$. Согласно формуле (10.19), на этом расстоянии должно быть $k_v N = 1$ или

$$k_0 N e^{-\left(\frac{c}{v} \frac{\Delta v}{v_0}\right)^2} = 1. \quad (12.12)$$

Отсюда находим

$$\Delta v = v_0 \frac{v}{c} \sqrt{\ln k_0 N}. \quad (12.13)$$

Так как приближенно $W = 2\Delta v$, то мы снова приходим к формуле (12.11).

3. Пусть, наконец, N настолько велико, что неравенство $k_v N \gg 1$ осуществляется даже в тех далеких от центра частях линии, где k_v определяется затуханием излучения. Очевидно, что в данном случае для вычисления интеграла (12.7) на всем протяжении линии можно пользоваться для k_v выражением (8.25). Подставляя (8.25) в (12.7), получаем

$$W = \frac{a}{\sqrt{\pi}} k_0 N \frac{v_0 v}{c} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{du}{u^2 + \frac{a}{\sqrt{\pi}} k_0 N}, \quad (12.14)$$

или, после интегрирования,

$$W = \pi^{3/4} \frac{v_0 v}{c} \sqrt{a k_0 N}. \quad (12.15)$$

Суммируя полученные результаты, можем сказать, что эквивалентная ширина линии W растет с увеличением числа поглощающих атомов сначала как N , затем приблизительно как $\sqrt{\ln N}$ и, наконец, как \sqrt{N} .

При практическом использовании зависимости между W и N обычно ее несколько преобразуют. Прежде всего, от эквивалентной ширины в шкале частот W_v (ее мы выше обозначали просто через W) переходят к эквивалентной ширине в шкале длин волн W_λ . Эти величины связаны между собой очевидным соотношением

$$\frac{W_\lambda}{\lambda} = \frac{W}{v}. \quad (12.16)$$

Далее, от числа поглощающих атомов N переходят к величине

$$X_0 = k_0 N, \quad (12.17)$$

представляющей собой приближенно оптическую толщину атмосферы в центре линии (так как k_{v0} мало отличается от k_0 при $a \ll 1$).

Учитывая сказанное, можно переписать полученные выше формулы в следующем виде:

при малых X_0

$$\frac{W_\lambda}{\lambda} = V \pi \frac{v}{c} X_0, \quad (12.18)$$

при больших X_0

$$\frac{W_\lambda}{\lambda} = 2 \frac{v}{c} \sqrt{\ln X_0}, \quad (12.19)$$

при очень больших X_0

$$\frac{W_\lambda}{\lambda} = \pi^{3/4} \frac{v}{c} \sqrt{a X_0}. \quad (12.20)$$

Вместо последней формулы мы можем также написать

$$\frac{W_\lambda}{\lambda} = \frac{\pi^{1/4}}{2} \sqrt{\frac{v \Gamma}{cv_0} X_0}, \quad (12.21)$$

где Γ — постоянная затухания (обусловленная как затуханием вследствие излучения, так и затуханием вследствие столкновений). Здесь мы воспользовались соотношением

$$a = \frac{c \Gamma}{4 \pi v_0 v}, \quad (12.22)$$

вытекающим из определения величины a , даваемого формулой (8.27).

Как уже сказано, кривая, представляющая зависимость W от N (или $\ln W_\lambda/\lambda$ от $\ln X_0$), называется кривой роста. Для построения кривых роста пользуются как приведенными выше формулами (12.18) — (12.20), так и результатами численного определения интеграла (12.7) для промежуточных значений X_0 .

Все кривые роста составляют семейство, зависящее от двух параметров: средней скорости хаотического движения атомов v и постоянной затухания Γ (или величины a).

3. Кривая роста для модели Эддингтона. Для получения зависимости эквивалентной ширины линии от числа поглощающих атомов в случае модели Эддингтона мы должны взять для r_v выражение (10.37) [или более общее выражение (10.52)]. Подставляя это выражение в формулу (12.7), можно получить зависимость W от $k_0 n / \alpha_v$. Мы не будем производить вычислений, а приведем лишь их результат. Оказывается, что эквивалентная ширина линии W сначала растет как $k_0 n / \alpha_v$, затем как $\sqrt{\ln k_0 \frac{n}{\alpha_v}}$ и, наконец, как $\sqrt{k_0 n / \alpha_v}$.

Иными словами, кривая роста в случае модели Эддингтона имеет приблизительно такой же вид, как и в случае модели Шварцшильда — Шустера. Напомним, что величина n / α_v по своему физическому смыслу аналогична величине N .

Пользуясь точным выражением для величины r_v , даваемым формулой (10.72), мы можем получить точную кривую роста для мо-

дели Эддингтона. Допустим для простоты, что флуоресценция отсутствует, т. е. $\gamma=0$. В таком случае формула (10.72) принимает вид

$$r_v(\mu) = \frac{\varphi_v(\mu)}{(1+\beta_v^*\mu)\sqrt{1+\eta_v}} \left[1 + \frac{\beta_v^*}{1+\eta_v} \left(\mu + \frac{\alpha_{v1}\eta_v}{2\sqrt{1+\eta_v}} \right) \right], \quad (12.23)$$

где $\eta_v = k_v n / \alpha_v$, функция $\varphi_v(\mu)$ определяется уравнением (10.67) и α_{v1} — ее первый момент.

Формулой (12.23) определяется профиль линии на угловом расстоянии $\arccos \mu$ от центра диска. При помощи этой формулы можно получить следующее выражение для величины r_v , определяющей профиль линии в спектре всей звезды:

$$r_v = \frac{1}{\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{3} \beta_v^* \right) \sqrt{1+r_v}} \left[\alpha_{v2} + \frac{\beta_v^*}{1+\eta_v} \left(\alpha_{v2} + \frac{\alpha_{v1}^2 \eta_v}{2\sqrt{1+r_v}} \right) \right], \quad (12.24)$$

где α_{v2} — второй момент функции $\varphi_v(\mu)$.

Подстановка выражения (12.23) или (12.24) в формулу (12.7) и выполнение интегрирования должно дать искомую кривую роста.

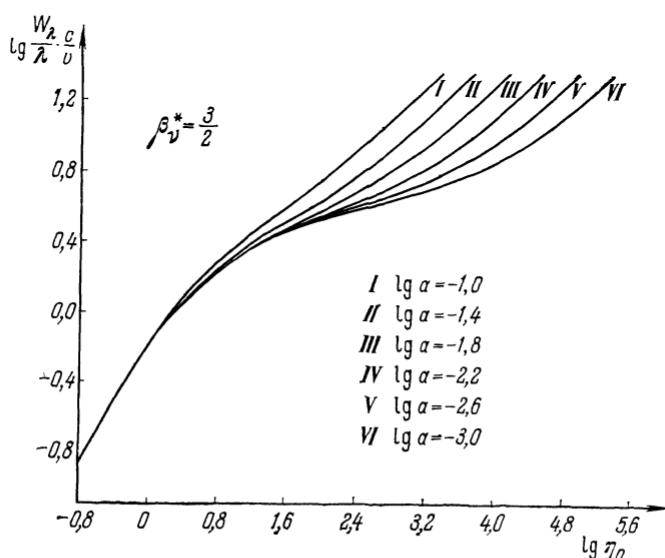


Рис. 12

Указанное интегрирование было численно произведено Врубелем, который привел свои результаты в виде таблиц и графиков.

На рис. 12 даются полученные кривые роста. По оси абсцисс отложена величина $\eta_0 = \frac{k_0 n}{\alpha_v}$, а по оси ординат — величина $\frac{W_\lambda}{\lambda} \frac{c}{v}$. При больших значениях η_0 кривая разветвляется на ряд кривых, соответствующих различным значениям параметра a .

Кривые роста, изображенные на рис. 12, относятся к случаю, когда $\beta_v^* = \frac{3}{2}$. Напомним, что $\beta_v^* = \beta_v \alpha / \alpha_v$, где β_v определяется формулой (6.7). Следовательно, величина β_v^* , а с ней вместе и кривая роста, могут заметно меняться при переходе от одного участка спектра к другому.

4. Построение кривых роста по наблюдательным данным. Теоретические кривые роста зависят от ряда параметров (k_0, a, v), которые заранее точно не известны. Поэтому для определения этих параметров приходится пользоваться наблюденными эквивалентными ширинами линий. С этой целью для данной звезды по линиям рассматриваемого атома строится эмпирическая кривая роста. Путем сравнения этой кривой с теоретической кривой роста и определяются значения упомянутых параметров.

Возможность построения кривой роста по наблюдательным данным основана на наличии в спектре звезды мультиплетов. Для линий мультиплета, имеющих общий нижний уровень, число N одно и то же, а силы осцилляторов часто известны. Поэтому для указанных линий значения величины $\lg X_0$, которая согласно формулам (12.17) и (12.6) равна

$$\lg X_0 = \lg f + \lg \frac{\sqrt{\pi} e^2}{mv_0 v} N, \quad (12.25)$$

отличаются друг от друга только неизвестным постоянным слагающим. Это обстоятельство позволяет по наблюденным эквивалентным ширинам линий, входящих в мультиплет, построить часть кривой роста с неизвестным, однако, нуль-пунктом на оси абсцисс. Соответствующие участки кривой роста могут быть построены также по линиям других мультиплетов. После этого путем перемещения полученных участков кривой роста вдоль оси абсцисс для достижения согласия между ними может быть определена полная кривая роста. На рис. 13 в виде примера дана кривая роста, построенная Д. Кулиевым по линиям Fe I (точки), Ca I (крестики) и Na I (кружочки) в спектре α Персея.

Сравнение эмпирической кривой роста с семейством теоретических кривых дает возможность выбрать ту из них, которая ближе всего соответствует наблюдениям. Тем самым определяются значения параметров v и a (или Γ) для рассматриваемых атомов в атмосфере данной звезды. По полученной таким путем кривой роста может быть найдено и число поглощающих атомов N .

Изучение звездных атмосфер при помощи кривых роста приводит к весьма интересным результатам. Укажем, например, на то, что для звезд-сверхгигантов значения параметра v часто оказываются в несколько раз превосходящими средние тепловые скорости атомов. Это объясняется турбулентными движениями в атмосферах звезд (см. § 13).

В случае звезд-карликов найденные из наблюдений значения параметра Γ оказываются во много раз больше (например, в случае

Солнца — в 5—10 раз) соответствующих теоретических значений, определенных при учете только затухания вследствие излучения. Это значит, что в атмосферах звезд большую роль играет также за-

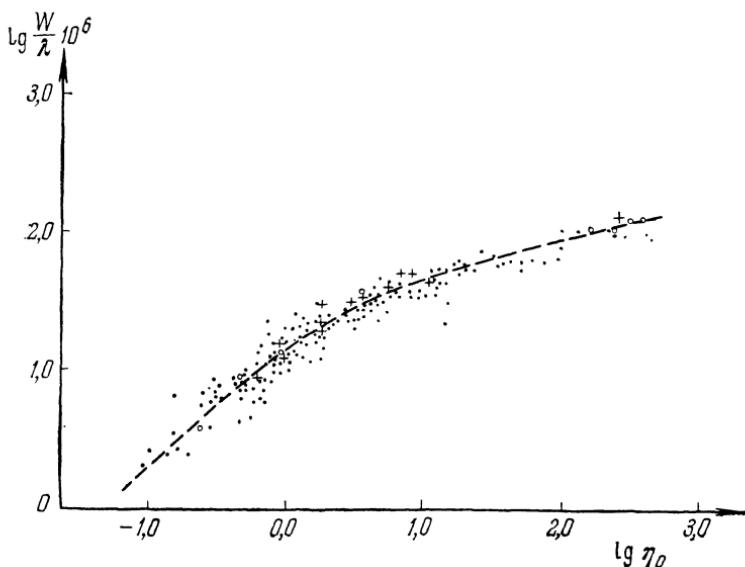


Рис. 13

тухание вследствие столкновений. Большое значение Γ для звезд-карликов объясняется сравнительно большой плотностью их атмосфер.

5. Содержание различных атомов в атмосферах. Основным назначением кривой роста является определение с ее помощью химического состава звездных атмосфер. По эквивалентной ширине линии кривая роста дает число поглощающих атомов, т. е. число атомов в нижнем состоянии для данной линии. В большинстве случаев это состояние является возбужденным. Чтобы перейти к числу атомов в основном состоянии, обычно пользуются формулой Больцмана. Часто бывает, что в спектре звезды наблюдаются линии, возникающие из возбужденных состояний нейтрального атома, а большинство атомов данного элемента находится в ионизованном состоянии (или наоборот). В таком случае для нахождения полного числа атомов этого элемента приходится применять также формулу ионизации Саха. Входящая в эту формулу концентрация свободных электронов должна быть предварительно определена одним из способов, описанных в следующем параграфе.

Указанный метод определения химического состава звездных атмосфер довольно прост и часто применяется на практике. Однако надо иметь в виду, что он связан с двумя погрешностями. Первая из них возникает вследствие отклонения распределения атомов по

состояниям от распределения, даваемого формулами Больцмана и Саха. Источником другой погрешности является использование средних для всей атмосферы значений температуры и электронной концентрации, в то время как эти величины сильно меняются в атмосфере.

По этим причинам в настоящее время определение химического состава звездных атмосфер с помощью кривой роста рассматривается лишь в качестве первого приближения. В следующем приближении (с целью устранения второй из упомянутых погрешностей) используются расчеты моделей звездных фотосфер, выполненных применительно к данной звезде (см. § 6). Результаты таких расчетов дают распределение температуры и плотности в поверхностных слоях звезды. Это позволяет более или менее точно вычислить профиль любой линии рассматриваемого элемента при различных предположениях относительно его содержания. Путем сравнения вычисленных и наблюденных эквивалентных ширин определяется содержание этого элемента в звездной атмосфере.

Определение химического состава атмосфер различных звезд делалось во многих исследованиях. Мы сейчас приведем некоторые результаты, взятые из статьи Аллера [9].

В таблице 13 содержатся сведения о химическом составе атмосферы Солнца. Здесь под n понимается полная концентрация атомов данного элемента. В таблице даются значения $\lg n$, причем для водорода условно принято $\lg n = 12$.

В таблице 13 нет сведений о количестве атомов гелия в солнечной атмосфере, что объясняется отсутствием линий поглощения гелия в видимой части спектра Солнца. В этой части спектра могут наблюдаться линии гелия, возникающие только из возбужденных состояний. Однако потенциал возбуждения гелия очень велик, вследствие чего при сравнительно низкой температуре Солнца в

Таблица 13

Химический состав атмосферы Солнца

Элемент	$\lg n$						
H	12,00	S	7,30	Cu	5,04	Rh	0,78
Li	0,96	K	4,70	Zn	4,40	Pb	1,21
Be	2,36	Ca	6,15	Ga	2,36	Ag	0,14
C	8,72	Sc	2,82	Ge	3,29	Cd	1,46
N	7,98	Ti	4,68	Rb	2,48	In	1,16
O	8,96	V	3,70	Sr	2,60	Sn	1,54
Na	6,30	Cr	5,36	Y	2,25	Sb	1,94
Mg	7,40	Mn	4,90	Zr	2,23	Ba	2,10
Al	6,20	Fe	6,57	Nb	1,95	Yb	1,53
Si	7,50	Co	4,64	Mo	1,90	Pd	1,33
P	5,34	Ni	5,91	Ru	1,43		

возбужденных состояниях оказывается мало атомов гелия и они не могут дать заметных линий поглощения. Интенсивные линии поглощения гелия появляются только в спектрах горячих звезд (классов В и О).

Однако, как увидим ниже, в спектре солнечной хромосферы наблюдаются эмиссионные линии гелия. По отношению интенсивностей эмиссионных линий гелия и водорода удалось определить, что число атомов гелия составляет примерно 0,2 числа атомов водорода.

Таким образом, наиболее распространенным элементом в солнечной атмосфере является водород. За ним следует гелий. Далее идут легкие элементы: углерод, азот, кислород. Число атомов металлов, вместе взятых, составляет примерно одну десятитысячную числа атомов водорода.

В таблице 14 приведены данные о химическом составе атмосфер звезд класса В (точнее говоря, значения $\lg n$). Эта таблица, как и предыдущая, взята из упомянутой статьи Аллера, который использовал опубликованные результаты ряда авторов. Частично эти результаты получены при помощи кривых роста, а частично — при помощи моделей фотосфер. Для звезды τ Скорпиона приведены два результата. Расхождение между ними обусловлено как различиями в наблюдательном материале, так и различиями в принятых методах определения химического состава.

Таблица 14

Химический состав атмосфер звезд класса В

Элемент	γ Peg	ζ Peg	τ Sco		10 Lac	55 Cyg
H	12,00	12,00	12,00	12,00	12,00	12,00
He	11,17	11,31	11,23	—	11,23	11,18
C	8,58	8,26	8,37	7,70	8,37	8,41
N	8,01	8,31	8,57	8,26	8,37	8,63
O	8,63	9,03	9,12	8,63	8,77	8,98
Ne	8,73	8,61	8,72	8,86	8,72	—
Mg	7,95	7,76	7,73	8,30	8,22	—
Al	5,76	6,78	6,58	6,40	7,07	—
Si	7,03	7,96	7,95	7,63	7,75	7,46

Из таблиц 13 и 14 видно, что химический состав звездных атмосфер в общих чертах не отличается от химического состава атмосферы Солнца. Как мы узнаем дальше, приблизительно таким же оказывается и химический состав газовых туманностей. Вывод об единстве химического состава различных типов звезд и туманностей имеет громадное значение для астрофизики.

Большой интерес представляет вопрос о выявлении реальных различий в химическом составе звездных атмосфер. Из наблюда-

тельных данных следует, что звезды с приблизительно одинаковой поверхностной температурой иногда очень сильно различаются по своим спектрам. В качестве примера можно указать звезды типа Больфа — Райе, спектры которых довольно резко делятся на две последовательности: азотную и углеродную. Другим примером могут служить звезды поздних классов, спектры которых делятся на кислородную и углеродную ветви (первая из них характеризуется полосами TiO, а вторая — полосами C₂, CN и CH). Наблюдениями установлено также существование звезд с очень слабыми спектральными линиями водорода («звезды, бедные водородом») и звезд с очень сильными линиями некоторых металлов («металлические звезды»). По-видимому, в большинстве указанных случаев спектральные аномалии объясняются особенностями химического состава. Однако вполне возможно, что в некоторых случаях эти аномалии вызваны особенностями возбуждения и ионизации атомов в атмосферах звезд.

Проблема определения химического состава атмосфер звезд разных типов очень важна как для теории звездной эволюции, так и для теории образования элементов. Это обусловлено тем, что в недрах звезд происходят ядерные реакции, при которых одни элементы превращаются в другие. Надо однако иметь в виду, что по содержанию элементов в атмосфере звезды можно судить о химическом составе ее недр лишь в случае перемешивания вещества внутри звезды (подробнее см. [11]).

§ 13. Физические условия в атмосферах

1. Возбуждение и ионизация атомов. Как известно, при термодинамическом равновесии степень возбуждения и ионизации атомов определяется формулами Больцмана и Саха. Строго говоря, в звездных атмосферах термодинамическое равновесие отсутствует. Однако и в этом случае в качестве первого приближения пользуются все-таки формулами Больцмана и Саха. Поэтому при рассмотрении физических условий в звездных атмосферах мы должны прежде всего остановиться на этих формулах.

Пусть E_i — энергия i -го уровня атома и g_i — его статистический вес (или кратность уровня). Обозначим через n_i число атомов с энергией E_i в 1 см³ при термодинамическом равновесии. Основная формула статистической физики дает

$$n_i = C g_i e^{-\frac{E_i}{kT}}, \quad (13.1)$$

где C — некоторая постоянная.

Из формулы (13.1) получаем

$$\frac{n_i}{n_1} = \frac{g_i}{g_1} e^{-\frac{\chi_1 - \chi_i}{kT}}, \quad (13.2)$$