

Рис. 10.2. Кривые роста для линий, возникающих за счет чистого поглощения. Обратите внимание, что чем больше значение α , тем раньше часть кривой роста, обусловленная затуханием, отклоняется вверх от плоской части.

W начинают доминировать крылья, а потому тем раньше корневая часть кривой роста начинает уходить вверх от плоского участка. Различные авторы рассчитали большое число кривых роста. Особенно удобный набор кривых роста был опубликован Врубелем для широкого диапазона параметров B_0 и B_1 , описывающих распределение температуры, при различных предположениях о модели атмосферы (модель Милна — Эддингтона или Шварцшильда — Шустера) и о механизме образования линий (поглощение или рассеяние); см. [687], [688], [689].

10.4. Эмпирическая кривая роста

В течение долгого времени кривая роста была одним из излюбленных средств, использовавшихся астрономами для анализа условий в звездных атмосферах. Существует огромная литература, посвященная различным применениям этого подхода. Причина популярности кривой роста в том, что она легко и быстро дает оценки нескольких ключевых параметров, а также в том, что здесь используются только эквивалентные ширины. Они хорошо определяются из наблюдений даже для слабых звезд, у которых точно измерить профили было бы нельзя.

Как было установлено в § 10.3, теоретическая кривая роста дает

$\lg(W_\lambda/\Delta\nu_D) = \lg(W_\lambda/\Delta\lambda_D) = \lg(W_\lambda c/\lambda\xi_0)$ в функции $\lg\beta_0$. Здесь ξ_0 — полная скорость хаотического движения атомов, ответственных за образование линии, и

$$\beta_0 = \frac{\chi_0}{k_c} = \frac{\pi^{1/2} e^2 f n_{ijk}^* (1 - e^{-h\nu/kT})}{mc\Delta\nu_D k_c' (1 - e^{-h\nu/kT})} = \frac{\pi^{1/2} e^2}{mc} f \lambda \frac{n_{ijk}^*}{\xi_0 k_c'}. \quad (10.45)$$

Здесь для удобства введен коэффициент поглощения в континууме k_c' , не исправленный за вынужденное излучение (а рассеяние в континууме предполагается пренебрежимо малым). Считается, что населенность n_{ijk}^* возбужденного состояния i химического элемента k в состоянии ионизации j дается формулами Больцмана и Саха, как это объяснялось в § 5.1.

В звездном спектре для любого элемента, принадлежащего некоторой группе, обычно имеются линии нескольких мультиплетов некоторого заданного иона, который бывает представлен одной (или более) стадией ионизации. Из-за множителя $\exp(-\chi_{ijk}/kT)$ в формуле Больцмана, описывающей возбуждение, каждый мультиплет имеет свою собственную кривую роста. Пользуясь формулой (5.8), можем написать

$$\lg\beta_0 = \lg(g_{ijk} f \lambda) - \theta \chi_{ijk} + \lg C_{jk}, \quad (10.46)$$

где $\theta = 5040/T$, χ выражено в эВ и

$$C_{jk} = [N_{jk}/U_{jk}(T)] (\pi^{1/2} e^2/mc) (\xi_0 k_c')^{-1}. \quad (10.47)$$

Очевидно, что на значение β_0 будет влиять выбор температуры в атмосфере (через θ) и что это значение будет свое для каждого мультиплета (из-за различий в χ_{ijk}) и для каждой линии (из-за различий в силах осцилляторов f).

Для построения эмпирической кривой роста значения $\lg(W_\lambda/\lambda)$ для каждой линии наносятся в функции $\lg(gf\lambda)$. Если допустить, что между β_0 и W_λ существует однозначная зависимость, можно попытаться все точки, относящиеся к различным линиям, расположить так, чтобы они как можно точнее определяли одну кривую. Чтобы добиться этого, мы выбираем такое значение θ , которое минимизирует разброс точек вокруг средней кривой. Это значение называется *температурой возбуждения* $\theta_{\text{возб}}$, и считается, что она служит характерной температурой в области формирования линий. Следует отдавать себе отчет в том, что получить имеющую смысл температуру возбуждения не всегда возможно, так как на самом деле различные линии образуются в разных слоях атмосферы. Например, можно ожидать, что линии, возникающие при переходах с

уровней с высокими потенциалами возбуждения, будут формироваться глубже в атмосфере, где температура выше. Аналогично следует ожидать, что средние температуры возбуждения будут выше для ионов более высоких стадий ионизации. Такого рода уточнение можно учесть ценой более сложных расчетов с использованием моделей атмосфер, но обычно при использовании кривых роста ими пренебрегают.

Существуют трудности и другого рода, с которыми приходится иметь дело на практике: значения W_λ и f содержат ошибки и эти ошибки вносят разброс в точки на кривой роста. Кроме того, наблюдаться могут линии с потенциалами возбуждения лишь из некоторого конечного интервала, и на этом коротком «базисе» $\theta_{\text{возб}}$ может определяться не очень хорошо.

Когда эмпирическая кривая, исправленная за эффекты возбуждения, определена, ее можно сравнить с теоретическими кривыми. Чтобы две кривые роста, эмпирическая и теоретическая, наложились друг на друга, обычно нужно эмпирическую кривую сдвинуть (и по абсциссе, и по ординате) относительно теоретической. В результате такой подгонки можно извлечь существенную информацию трех видов.

1. *Ординатой* эмпирической кривой служит $\lg(W_\lambda/\lambda)$, а теоретической — $\lg(W_\lambda/\Delta\lambda_D) = \lg(W_\lambda/\lambda) - \lg(\xi_0/c)$. Поэтому, когда эти две кривые совмещаются, *разность ординат* дает $\lg(\xi_0/c)$, и тем самым *параметр* ξ_0 , *описывающий скорости движения*. Получаемое таким путем значение можно сравнить с наиболее вероятной тепловой скоростью при температуре $T_{\text{возб}}$, равной $\xi_{\text{тепл}} = (2kT_{\text{возб}}/Am_{\text{H}})^{1/2}$, где A — атомный вес элемента. Обычно оказывается, что ξ_0 , полученное по кривой роста, *превосходит* $\xi_{\text{тепл}}$, причем иногда значительно. Чтобы объяснить это различие, было принято постулировать существование дополнительных нетепловых движений вещества звезды, которые обычно называют *микротурбулентностью*. Принимается, что эти движения имеют характерный масштаб, малый по сравнению с длиной свободного пробега фотона, и потому, по существу, создают дополнительный источник уширения линии. Если эти мелкомасштабные макроскопические движения имеют гауссово распределение с наиболее вероятной скоростью $\xi_{\text{турб}}^2$, то

$$\xi_0 = [(2kT_{\text{возб}}/Am_{\text{H}}) + \xi_{\text{турб}}^2]^{1/2}. \quad (10.48)$$

Этим методом «турбулентные» скорости были найдены для многих звезд. Самые поразительные результаты получаются для сверх-

гигантов, у которых были найдены скорости, превышающие скорость звука. Следует, однако, иметь в виду, что эти выводы не имеют под собой вполне твердой почвы, так как введение макроскопических движений оказывает радикальное влияние на весь процесс образования линий (см. гл. 14). Действительно, учитывая те высокие скорости, которые иногда получают, следует выяснить, не влияет ли на состояние возбуждения газа обмен энергией между макроскопическими движениями и внутренними степенями свободы вещества. Эта трудная проблема почти не исследована, так что наши сведения о полях мелкомасштабных движений в атмосферах звезд остаются в зачаточном состоянии, едва ли не на уровне просто утверждения о том, что они существуют.

2. Разность между *абсциссами* эмпирической и теоретической кривой роста дает

$$\lg C = \lg \beta_0 - [\lg(gf\lambda) - \theta_{\text{возб}}\chi]. \quad (10.49)$$

Чтобы продвинуться дальше, нужно иметь оценку электронной плотности. Ее получают из теоретической модели атмосферы. Зная n_e , можно рассчитать k'_c , и, поскольку ξ_0 уже известно, при помощи формулы (10.47) по C прямо находим N_{jk} — число атомов химического элемента k в стадии ионизации j . Далее, пользуясь формулой ионизации Саха, от N_{jk} можно перейти к N_k — числу атомов химического элемента k во всех стадиях ионизации. Точнее говоря, находится относительная распространенность $\alpha_k = N_k/N_H$, так как в k'_c обычно доминирует водород или H^- , и поэтому k'_c пропорционально N_H . Короче говоря, *горизонтальный сдвиг двух кривых роста* (эмпирической и теоретической. — *Ред.*) *дает относительное содержание рассматриваемого элемента*. Этот метод анализа был применен к большому числу различных звезд и показал, что некоторые звезды (например, звезды населения II и пекулярные звезды) имеют химический состав, заметно отличающийся от солнечного, который в свою очередь довольно типичен для звезд населения I. Следует ясно отдавать себе отчет, что определения химического состава по кривым роста основаны на ряде довольно ненадежных предположений: принималось, что справедливы формулы Больцмана и Саха; игнорировалось изменение с глубиной фигурирующих в этом методе параметров атмосферы (так называемые *эффекты стратификации*); использовалось грубо приближенное решение уравнения переноса излучения. Поэтому точность результатов является ограниченной.

3. При описанных выше сдвигах по горизонтали и по вертикали

использовались соответственно линейная и плоская части кривой роста. Для заданной совокупности теоретических кривых сравнение между теми частями наблюдаемой и теоретической кривых, которые определяются затуханием, дает значение $a = \Gamma / (4\pi\Delta\nu_D)$, а следовательно, — величину Γ , которую в свою очередь можно сравнить со значением, даваемым теорией уширения линий.

Обратимся теперь к краткому обсуждению ряда типичных результатов. Широко исследовался методом кривых роста спектр Солнца. Одно из самых выдающихся ранних исследований было выполнено Г. Н. Ресселом [542], который получил относительное содержание химических элементов (по глазомерным оценкам интенсивностей линий!), удивительно хорошо согласующееся с современными определениями. Очень интересное исследование с использованием кривых роста было выполнено К. О. Райтом [686], который изучил Солнце и три другие звезды солнечного типа. Это исследование далеко не самое последнее по времени из имеющихся (см., например, [182]), но оно является классическим примером использования кривой роста, и поэтому мы рассмотрим его здесь. На основе большого числа измерений эквивалентных ширин и лабораторных значений сил осцилляторов f была построена эмпирическая кривая роста, для чего были использованы линии FeI и TiI. Для построения кривой роста, показанной на рис. 10.3, было использовано около 75 линий FeI, возникающих при переходах с уровней с $0 \leq \chi \leq 1,6$ эВ, и 137 линий TiI с $0 \leq \chi \leq 2,5$ эВ. По этим двум атомам были найдены слегка различающиеся температуры возбуждения, а именно $T_{\text{возб}} = (4850 \pm 150)$ К для FeI и $T_{\text{возб}} = (4550 \pm 150)$ К для TiI. Эти значения близки к тому, какое можно было бы ожидать для модели атмосферы с лучистым равновесием. Видно, что кривая вполне четкая, хотя, правда, линейная часть определяется главным образом линиями TiI, а участок, обусловленный затуханием, — линиями FeI. Было бы лучше, если бы линии каждого атома были представлены и на линейном участке кривой, и на участке, обусловленном затуханием.

Сдвиг эмпирической кривой по вертикали относительно теоретической кривой Мензела дает параметр $\xi_0 = 1,6$ км/с. Поскольку тепловая скорость рассматриваемых атомов в солнечной атмосфере около 1,2 км/с, то отсюда следует, что микротурбулентная скорость равна примерно 1,0 км/с. Сопоставлением части кривой, обусловленной затуханием, с теоретическими кривыми роста было найдено, что $\lg a = -1,4$. Если в качестве средней длины волны линий принять 4500 \AA , это дает $\Gamma = 1,7 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$, что почти точно в

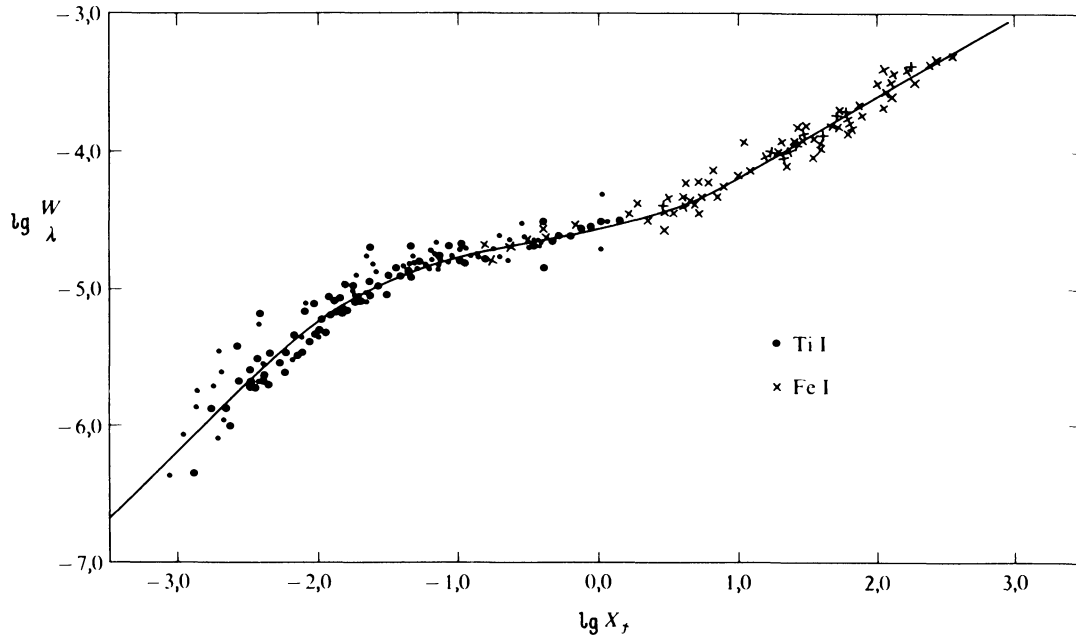


Рис. 10.3. Эмпирическая кривая роста для солнечных линий Fe I и Ti I. Расположение точек вдоль оси абсцисс основано на лабораторных значениях сил осцилляторов. По [686].

10 раз больше классической постоянной затухания Γ_c . Ясно, что основным источником уширения линий должны быть столкновения. Поскольку ионизация водорода в фотосфере Солнца мала, наиболее вероятным процессом является взаимодействие (вандерваальсово) излучающих атомов с водородом. Ранее было получено приближенное выражение (9.71) для Γ_6 , а именно $\Gamma_6 \approx 8,1 C_6^{2/3} v^{2/3} N_H$, где $C_6 \approx [13,6 / (\chi_{\text{ион}} - \chi_i)]^2 10^{-32}$ [формула (9.76)]. Для типичного значения $\chi_{\text{ион}} - \chi_i = 6$ эВ имеем $C_6 \approx 5,2 \cdot 10^{-32}$. Типичные значения v и N_H равны 10^6 см/с и 10^{17} см $^{-3}$, так что $\Gamma_6 \approx 10^9$, что в общем согласуется с эмпирическим значением. Часть эмпирической кривой роста, обусловленная затуханием, имеет угловой коэффициент (в логарифмических координатах) ближе к 0,6, чем к 0,5. Вероятное объяснение этого состоит в том, что линии, сильно различающиеся по интенсивности, формируются в различных слоях, так что описывающие их параметры (например, ширина, обусловленная затуханием) неодинаковы вопреки тому, что предполагалось при построении кривой роста.

Было выполнено множество и других исследований солнечного спектра. Шагом вперед по сравнению с обычной кривой роста явилось использование *функции насыщения* [505], которая позволяет принять во внимание, что ядро линии и ее крылья на самом деле образуются в разных слоях атмосферы. Удобен для учета этого и *метод весовых функций*, который подробно описывается в [261], гл. 4. Он применялся в одной из классических работ по анализу химического состава по солнечному спектру [252].

Важным применением солнечной кривой роста является использование ее для *дифференциального анализа химического состава* звезд по отношению к Солнцу. Прекрасные примеры применения этого метода к субкарликам типа G (звезды с крайне низким содержанием металлов) и к гигантам населения II можно найти в [13] и [294] соответственно. Достоинством этого метода является то, что силы осцилляторов, которые часто известны плохо, в первом приближении выпадают. Кроме того, поскольку температуры этих звезд близки к температуре Солнца, можно надеяться, что строение их атмосфер хотя бы грубо подобно солнечному. Если это действительно так, то другие эффекты, такие, как блендирование линий, стратификация, отклонения от ЛТР и т.д., также могут в первом приближении компенсироваться.

Основное предположение, делаемое при таком дифференциальном анализе, состоит в том, что *звездная* кривая роста, т.е. график $\lg(Wc/\lambda\xi_0)^*$ в функции $\lg\beta_0^*$, совпадает с *солнечной*, т.е. с графиком

$\lg(Wc/\lambda\xi_0)^\odot$ в функции $\lg\beta_0^\odot$. На самом деле β_0^\odot или ξ_0^\odot нам неизвестно, и поэтому непосредственно построить звездную кривую роста нельзя. В действительности для каждой линии известны $\lg(W/\lambda)^*$ и значение $\lg\beta_0^\odot$ для этой линии, найденное по ее наблюдаемой эквивалентной ширине в спектре Солнца. Согласно определению β_0 [см. формулу (10.45)], мы имеем

$$\lg\frac{\beta_0^\odot}{\beta_0^*} = \lg\frac{N_{jk}^\odot}{N_{jk}^*} + \chi_{ijk}(\theta_{\text{возб}}^* - \theta_{\text{возб}}^\odot) + \lg\frac{\xi_0^\odot k'_c U^*}{\xi_0^* k'_c U^\odot}. \quad (10.50)$$

Если для произвольной величины X обозначить $[X] = \lg(X^\odot/X^*)$, то соотношение (10.50) можно переписать в виде

$$[\beta_0] = [N_{jk}] + \chi_{ijk}\Delta\theta - [\xi_0] - [k'_c] - [U]. \quad (10.51)$$

Поэтому если значения $\lg(W/\lambda)^*$ для некоторого данного иона, скажем FeI, нанести в функции $\lg\beta_0^\odot$, а не $\lg\beta_0^*$, то линии с разными потенциалами возбуждения будут иметь разброс относительно средней кривой, если температура возбуждения для Солнца и для звезды различна. Поэтому наносим $\lg(W/\lambda)^*$ в функции $\lg\beta_0^\odot - \chi_{ijk}\Delta\theta$ и выбираем $\Delta\theta$ так, чтобы минимизировать разброс точек. Для субкарликов типа G найдено [13], что $\Delta\theta \lesssim 0,05$, а для K-гигантов населения II $\Delta\theta$ составляет от 0,25 до 0,35 [294]. После введения поправки за $\Delta\theta$ эмпирическая кривая роста для звезды накладывается на солнечную кривую роста, у которой в функции $\lg\beta_0^\odot$ нанесено $\lg(Wc/\lambda\xi_0)^\odot$. Сдвиг *по вертикали* непосредственно дает $[\xi_0]$, а сдвиг *по горизонтали* — среднее значение $\delta \equiv [N_{jk}] - [\xi_0 k'_c U]$ для рассматриваемого иона. Было найдено, что для субкарликов типа G величина ξ_0 почти точно равна тепловой скорости (турбулентности нет), для гигантов же типа G имеется заметная турбулентность. Так как температуры этих звезд достаточно близки к температуре Солнца, отношение сумм по состояниям обычно полагают равным единице, и значение δ зависит в первую очередь от различий в распространенности элемента, а также от различий в ионизации и в непрозрачности в континууме. Поскольку в рассматриваемой области температур главный вклад в k'_c дает H^- , значение $[k'_c]$ практически равно $[n_e]$. Величину же $[n_e]$ можно определить из условия ионизационного равновесия, пользуясь информацией о линиях ионов двух стадий ионизации одного и того же элемента k . Если имеются наблюдения линий ионов двух стадий ионизации (скажем, 0 и 1), можно написать

$$\delta_{jk} = [N_{jk}] - [\xi_0 k'_c], \quad j = 0; 1. \quad (10.52)$$

Пользуясь этими двумя значениями δ , можно получить

$$\Delta = \delta_{1k} - \delta_{0k} = [N_{1k}] - [N_{0k}] = \lg(N_{1k}^{\odot}/N_{0k}^{\odot}) - \lg(N_{1k}^*/N_{0k}^*). \quad (10.53)$$

Так как $\lg(N_{1k}^{\odot}/N_{0k}^{\odot})$ известен, по наблюдаемому значению Δ получаем $\lg(N_{1k}^*/N_{0k}^*)$. Но если принять, что температура определяется значением $\theta_{\text{возб}}^*$ (которое известно), то формула Саха дает $\lg(N_{1k}^* n_e^*/N_{0k}^*)$. Таким образом, $\lg n_e^*$ и $[n_e^*]$ можно определить. Оценки $[n_e^*]$ можно получить по линиям нескольких различных элементов и взять среднее. Знание $[n_e^*]$ позволяет получить $[k'_c]$ и $\lg(N_{jk}^*/N_k^*)$. Итак, окончательно отношение распространенности рассматриваемого элемента у звезды к его распространенности на Солнце можно рассчитать по формуле

$$\lg(N_k^{\odot}/N_k^*) = \lg(N_k^{\odot}/N_{jk}^{\odot}) + \lg(N_{jk}^*/N_k^*) + \lg(N_{jk}^{\odot}/N_{jk}^*),$$

или

$$\lg(N_k^{\odot}/N_k^*) = \lg(N_k^{\odot}/N_{jk}^{\odot}) + \lg(N_{jk}^*/N_k^*) + \delta + [\xi_j k'_c U], \quad (10.54)$$

так как все четыре члена, стоящие в правой части последнего соотношения, теперь известны.

Результаты упоминавшихся выше двух исследований привели к удивительному заключению, что содержание тяжелых элементов у звезд населения II меньше их содержания на Солнце по порядку величины в 10^2 раз! Этот факт имеет громадное значение для построения картины эволюции Галактики. Он указывает на то, что тяжелые элементы у звезд населения I, таких, как Солнце, появились в результате нуклеосинтеза в звездах более ранних поколений.

Точность определения содержания элементов методом кривых роста в типичном случае лежит в пределах множителя 2. Хотя эти ошибки и значительны, они не способны изменить упомянутые выше качественные результаты, касающиеся звезд населения II.

10.5. Синтез спектров по моделям атмосфер с ЛТР

Метод кривых роста основан на использовании большого числа упрощающих предположений, что существенно ограничивает точность получаемых результатов. Если сохранить *физическое предположение* об ЛТР, а для учета изменения всех физических параметров с глубиной использовать *модель атмосферы*, достигается значительное улучшение. Имея такую модель, можно рассчитать k_c и $\chi_i \phi_i$ в функции глубины, полностью учитывая изменения температуры, состояния ионизации и возбуждения, доплеровских ширин,