

рины, так как они содержат гораздо больше информации. В частности, очевидно, что существует бесконечное число радикально отличающихся друг от друга профилей (каждый из которых позволил бы сделать вполне определенные заключения о структуре атмосферы), которые будут иметь заданную эквивалентную ширину. Интерпретация, основанная на одной только эквивалентной ширине, может быть неправильной (это замечание справедливо даже и для профилей!). И все же существуют теоретические методы, основанные на совместном использовании сведений об эквивалентных ширинах многих линий (*кривая роста*), которые дают важные и практически однозначные результаты.

Реальный процесс измерения для получения наблюдательных данных требует использования тонких инструментальных методов. Мы не будем обсуждать здесь эти методы, так как это выходит за рамки этой книги. В литературе же имеются превосходные обзоры (см., например, [300], гл. 2, 4 и 13).

## 8.2. Физические факторы, влияющие на образование линий

Как и в случае континуума, для расчета потока в линии нужно решить уравнение переноса, так как наблюдаемое излучение зарождается в пределах широкого диапазона глубин, где физические свойства вещества могут более или менее сильно меняться. Выясним сейчас, какая информация нужна для того, чтобы можно было написать и решить уравнение переноса в спектральной линии.

Рассмотрим некоторую частоту  $\nu$  и предположим, что коэффициенты поглощения и рассеяния в континууме  $k_\nu$  и  $\sigma_\nu$  и коэффициент поглощения в линии  $\chi\phi_\nu$  известны в функции глубины. Тогда можно ввести шкалу оптических глубин в линии

$$\tau_\nu = \int_z^{z_{\max}} (k_\nu + \sigma_\nu + \chi\phi_\nu) dz' \quad (8.9)$$

и шкалу оптических глубин в континууме

$$\tau_c = \int_z^{z_{\max}} (k_\nu + \sigma_\nu) dz'. \quad (8.10)$$

Если, кроме того, был бы известен ход функции источников  $S_\nu$  с глубиной, то можно было бы сразу же вычислить

$$F_\nu = 2 \int_0^\infty S_\nu(\tau_\nu) E_2(\tau_\nu) d\tau_\nu, \quad (8.11)$$

$$F_c = 2 \int_0^{\infty} S_c(\tau_c) E_2(\tau_c) d\tau_c, \quad (8.12)$$

а отсюда, если требуется, также и  $A_\nu$  по формуле (8.1) и  $W_\lambda$  по формуле (8.6). Конечно, на практике *именно функция источников и подлежит определению*. Функция  $S_\nu$  известна заранее только в тривиальном случае ЛТР (именно,  $S_\nu = B_\nu$ ). Как говорилось в гл. 2 и 7, в общем случае (когда ЛТР заранее не постулируется) функция источников и оптическая глубина зависят явным образом от населенностей тех конкретных уровней, переход между которыми дает линию, а эти населенности в свою очередь зависят от поля излучения и потому в конечном счете от функции источников. Таким образом, здесь, как и в случае континуума, требуется совместное самосогласованное решение системы уравнений переноса и статистического равновесия.

Прежде чем переходить к этому, заметим, что некоторое общее представление о характере информации, которая потребуется для решения этой проблемы, можно получить из следующих феноменологических соображений. Рассмотрим распространение фотонов в линии, которая налагается на континуум, обусловленный поглощением и рассеянием. Часть фотонов будет взаимодействовать с континуумом, другие — вызывать переходы в этой линии. Некоторые из фотонов, поглощенных в линии, будут рассеиваться, испытывая, вообще говоря, перераспределение по частотам и по углам, которое описывается функцией перераспределения  $R(\nu', \mathbf{n}'; \nu, \mathbf{n})$ . Другие могут исчезать за счет ударных девозбуждений или переходов на другие уровни. Фотоны могут появляться в линии в результате ударных возбуждений или переходов на верхний уровень с других уровней с последующим переходом на нижний уровень. Уравнение переноса, учитывающее все эти процессы, будет иметь вид

$$\begin{aligned} \mu \frac{\partial I_\nu}{\partial z} = & - (k_\nu + \sigma_\nu + \chi\phi_\nu) I_\nu + k_\nu B_\nu + \sigma_\nu I_\nu + \\ & + \tilde{\gamma} \chi_l \oint \frac{d\omega}{4\pi} \int_0^{\infty} d\nu' I(\nu', \mathbf{n}') R(\nu', \mathbf{n}'; \nu, \mathbf{n}) + \bar{\epsilon} \chi_l \phi_\nu B_\nu. \end{aligned} \quad (8.13)$$

Здесь коэффициенты  $\tilde{\gamma}$  и  $\bar{\epsilon}$  дают соответственно доли рассеиваемых фотонов и тех, которые излучаются при других процессах, характеризующихся некоторой типичной температурой  $T_R$  (не равной, вообще говоря, локальной электронной температуре).

Теперь мы можем выделить четыре важных составных элемента, необходимые для теоретического расчета профилей линий.

а) Мы должны уметь рассчитывать профиль поглощения  $\phi_{\nu}$ . Этот вопрос будет рассмотрен в гл. 9.

б) Следует научиться описывать взаимодействие фотонов и вещества посредством параметров  $\tilde{\gamma}$  и  $\tilde{\epsilon}$ . В общем случае выражения для этих величин могут быть очень сложными. Они могут содержать скорости и радиативных, и ударных переходов между уровнями, порождающими линию, а также члены, описывающие взаимосвязь с *другими* уровнями. Конкретные выражения для  $\tilde{\gamma}$  и  $\tilde{\epsilon}$  следуют из уравнений статистического равновесия для атома как целого. Этот аспект проблемы будет изучен в гл. 11 и 12.

в) Мы должны научиться рассчитывать функцию перераспределения  $R(\nu', \mathbf{n}'; \nu, \mathbf{n})$  и определять влияние деталей процесса рассеяния фотонов на профиль линии. Эти вопросы будут рассмотрены в гл. 13.

г) Мы должны быть в состоянии решить получающуюся в результате задачу о переносе излучения. Что касается этой проблемы, то здесь будет достаточно отослать читателя назад, к обсуждавшимся в гл. 6 методам решения задач переноса путем дискретизации.

Во всех четырех перечисленных сейчас областях в последнее время достигнуты большие успехи. Наиболее существенно понимание проблемы продвинулось в отношении п. (б), (в) и (г). В ранних работах по проблеме образования линий вопрос о перераспределении часто игнорировали, рассматривая рассеяние в линии как когерентное. Теперь мы знаем, что это плохое приближение и что на самом деле гораздо лучшим приближением является противоположное крайнее предположение о полном перераспределении в пределах линии. Параметры  $\tilde{\gamma}$  и  $\tilde{\epsilon}$ , вводимые при классическом подходе, относились лишь к отдельным частным случаям, что породило некоторые серьезные заблуждения. Более близкий нам по времени анализ этой проблемы выявил важность ясного понимания природы указанных коэффициентов. Что касается получения реального решения уравнения переноса, то существенное продвижение вперед стало возможно за счет применения ЭВМ, обладающих большим быстродействием и имеющих обширную память, в сочетании с развитыми в последнее время мощными вычислительными методами.

Наконец, следует отметить, что в уравнении (8.13) молчаливо предполагалось, что атмосфера неподвижна. Важное влияние на процесс образования линий оказывают крупномасштабные движе-

ния. Эти эффекты обсуждаются в гл. 14, где описывается несколько различных методов решения уравнения переноса в движущихся средах. Роль линий в формировании *динамического* состояния атмосферы обсуждается в гл. 15 в разделах, посвященных звездному ветру, порождаемому излучением.