Глава 10

Классические трактовки проблемы переноса излучения в линии

В этой главе обсуждаются некоторые ранние трактовки проблемы образования линий. Они служат как бы фоном для более современных подходов, которые будут излагаться в последующих главах. Более полное обсуждение этих старых методов и их применения к звездным спектрам можно найти в [684], гл. 7; [638], гл. 15 — 18; [15], гл. 12 — 16; [11], гл. 8; [256], гл. 14 — 16. С этими методами нужно быть знакомым, потому что на них основано огромное количество имеющихся в литературе работ. Важнее, впрочем, другое: в физических основах классических трактовок проблемы следует разобраться для выяснения надежности спектроскопической диагностики, основанной на классическом подходе, и для понимания тех принципиальных отличий, которые свойственны современным исследованиям.

10.1. Постановка задачи

При классическом подходе обычно с самого начала выделяют существование двух различных процессов образования линий — рассеяния и поглощения. Эти два понятия уже обсуждались в гл. 2, где было описано и различие между ними. Обычно предполагают, что доля $1 - \varepsilon$ поглощенных фотонов просто *рассеивается,* так что возбужденный атом непосредственно возвращается на начальный нижний уровень. Обыкновенно предполагают, что рассеяние *изотропно* и *когерентно* (в действительности гораздо лучше приближение *полного перераспределения*). Тогда вклад в коэффициент излучения за счет рассеяния составляет

$$\eta_\nu^s = (1 - \varepsilon)\chi_l\phi_\nu J_\nu, \tag{10.1}$$

где χ_l — коэффициент поглощения в линии, отвечающей переходу между уровнями i и j:

$$\chi_l = (\pi e^2/mc)f_{ij}[n_i - (g_i/g_j)n_j]. \tag{10.2}$$

Относительно остальной доли фотонов ε принимается, что они *гибнут,* а их энергия за счет различных процессов переходит в тепло (см. § 2.1). Далее утверждается, что этот отток тепла в тепловой резервуар должен в точности балансироваться *тепловым излучением,* дающим в полный коэффициент излучения вклад, равный

$$\eta_\nu^t = \varepsilon\chi_l\phi_\nu B_\nu(T). \tag{10.3}$$

В предельном случае строгого ЛТР $\varepsilon = 1$, и все излучение является тепловым.

Кроме того, в коэффициенты поглощения и излучения дают вклад также тепловые процессы в континууме и электронное рассеяние. Поэтому уравнение переноса имеет вид

$$\mu\frac{\partial I_\nu}{\partial z} = -(k_c + \sigma + \chi_l\phi_\nu)I_\nu + k_c B_\nu + \\ + \sigma J_\nu + \varepsilon\chi_l\phi B_\nu + (1 - \varepsilon)\chi_l\phi_\nu J_\nu. \tag{10.4}$$

Зависимостью k_c и σ от ν мы пренебрегли, так как большинство линий настолько узко, что изменение этих коэффициентов в пределах линии пренебрежимо мало по сравнению с быстрым изменением ϕ_ν. Если обозначить $d\tau_\nu = -(k_c + \sigma + \chi_l\phi_\nu)dz$ и положить $\rho = \sigma/(k_c + \sigma)$ и

$$\beta_\nu = \chi_l\phi_\nu/(k_c + \sigma), \tag{10.5}$$

будем иметь

$$\mu\frac{\partial I_\nu}{\partial \tau_\nu} = I_\nu - \{[(1 - \rho) + \varepsilon\beta_\nu]B_\nu + [\rho + (1 - \varepsilon)\beta_\nu]J_\nu\}/(1 + \beta_\nu). \tag{10.6}$$

Если, далее, ввести обозначение

$$\lambda_\nu = [(1 - \rho) + \varepsilon\beta_\nu]/(1 + \beta_\nu), \tag{10.7}$$

то уравнение переноса примет вид

$$\mu\frac{\partial I_\nu}{\partial \tau_\nu} = I_\nu - \lambda_\nu B_\nu - (1 - \lambda_\nu)J_\nu. \tag{10.8}$$

Э. Милн и А. Эддингтон использовали уравнение (10.8) как аппроксимацию в проблеме образования линий, и его обычно связывают с их именами. Превосходное обсуждение физических следствий, вытекающих из этого уравнения, было дано Милном [416], стр. 169 и следующие за ней, и Стремгреном [613].

С физической точки зрения уравнение (10.8) дает довольно грубую идеализацию процесса образования линий и может быть подвергнуто критике с различных позиций. 1) На самом деле рассеяние в линии не является когерентным. Этот недостаток будет устранен, если вместо уравнения (10.8) написать

$$\mu\frac{\partial I_\nu}{\partial \tau_\nu} = I_\nu - \lambda_\nu B_\nu - \frac{\rho J_\nu}{1 + \beta_\nu} - \frac{(1 - \varepsilon)\beta_\nu}{(1 + \beta_\nu)\phi_\nu}\int R(\nu', \nu) J_{\nu'} d\nu', \qquad (10.9)$$

где $R(\nu', \nu)$ — соответствующая функция перераспределения (см. § 2.1 и гл. 13). 2) Чтобы решить уравнения (10.8) или (10.9), нужно знать параметр ε и населенности уровней n_i и n_j. При классическом подходе часто принимается, что имеет место ЛТР, так что $\varepsilon = 1$ и $n_i = n_i^*$, $n_j = n_j^*$. Следует, однако, подчеркнуть, что это просто *предположение,* причем, как будет показано в гл. 11 и 12, предположение часто неоправданное, которое может приводить к большим ошибкам. Во многих работах для ε выбирается некоторое соответствующее случаю значение, а про населенности по-прежнему предполагается, что они равновесные. Такой подход *внутренне противоречив,* так как, когда в линии происходит рассеяние, населенности уровней через посредство уравнений статистического равновесия зависят от поля излучения. 3) Уравнение вида (10.8) было выведено Милном для строго двухуровенного атома, и его анализ дает для параметра ε вполне определенное (и правильное) значение [416], стр. 172 — 178]. Однако, как отмечалось выше, когерентное рассеяние *не является* хорошим приближением. Важнее другое: анализ уравнений статистического равновесия для общих (т.е. многоуровенных) моделей атома показывает (см. гл. 11 и 12), что в выражении для функции источников появляются члены *другой природы.* Они могут зависеть от полей излучения, обусловленных другими переходами (в континуумах и в линиях), и тем самым связывают воедино *все* линии спектра. Короче говоря, как уравнение (10.8), так и (10.9) с физической точки зрения существенно неполны, и это следет иметь в виду при чтении всего, что излагается далее в этой главе.

10.2. Модель Милна — Эддингтона

ОПРЕДЕЛЕНИЕ

Рассмотрим теперь уравнение Милна — Эддингтона [уравнение (10.8)] при следующих упрощающих предположениях: λ_ν, ε и ρ не изменяются с глубиной, а функция Планка B_ν является линейной