

# Глава 11

## Перенос излучения в линии при отсутствии ЛТР: двухуровневый атом

Прогресс в понимании физики образования линий связан главным образом с исследованием совместных решений уравнений переноса и статистического равновесия, полученных без априорного предположения об ЛТР. В этой главе будут рассмотрены некоторые схематические модели образования линий, которые достаточно просты, чтобы их можно было легко исследовать, но в то же время обеспечивают хорошее описание физически существенных процессов и потому позволяют значительно продвинуться в понимании явления. Очевидно, что некоторые из делаемых предположений являются слишком большими упрощениями и не выполняются в реальных звездных атмосферах. Получение достаточно точных результатов для таких атмосфер сопряжено с громоздкими численными расчетами. С другой стороны, истинная цель состоит в том, чтобы *понимать* результаты, а не просто получать их. Чтобы добиться этого, необходимо хорошо разобраться в стандартных случаях, обсуждаемых в этой главе. Она обеспечивает *принципиальную основу*, весьма полезную для понимания результатов расчетов для сложных моделей атома и детальных моделей атмосфер.

### 11.1. Диффузия, гибель, выход и термализация

Важнейшее различие между подходом к проблеме образования линий, исходящим из априорного предположения об ЛТР, и подходом, не использующим его, состоит в том, каким образом рассматривается взаимодействие между газом и излучением. При подходе, исходящем из ЛТР, *принимается*, что *локальных* значений двух термодинамических переменных ( $T$  и  $N$ ) достаточно для полного задания состояния возбуждения и ионизации газа (а потому и таких определяющих перенос излучения величин, как  $\chi_\nu$ ,  $\eta_\nu$  и  $S_\nu$ ) независимо от состояния газа в других точках. (Это замечание является строго верным, только если распределение температуры *задано*; если же оно определяется условием лучистого равновесия, то различные точки атмосферы взаимосвязаны (см. §7.2), однако не в том смысле, о котором сейчас идет речь.) В предыдущих главах подчер-

кивалось, что в действительности на состояние ионизации и возбуждения газа сильное влияние оказывает поле излучения, которое в свою очередь через посредство уравнения переноса определяется состоянием газа в пределах значительных объемов атмосферы. На самом деле две задачи — о переносе излучения и о решении уравнений стационарности — неотделимы друг от друга и должны рассматриваться *совместно*.

Физику образования линий в значительной мере можно понять из рассмотрения характерных длин диффузии, гибели и термализации, которые определяются вероятностями выхода и гибели фотонов. Будем для простоты предполагать, что атом имеет только основное состояние (обозначаемое  $l$ ) и одно возбужденное состояние (обозначаемое  $u$ ). Расстояние, на которое фотон в среднем перемещается в атмосфере между последовательными актами взаимодействия с веществом (поглощениями), называется средней *длиной свободного пробега*  $l$ . Средняя длина пути фотона, излученного на данной частоте, — это расстояние, оптический путь вдоль которого на этой частоте примерно равен единице, т.е.  $l_\nu \approx 1/\chi_\nu = (\chi_{lu}\phi_\nu + \chi_c)^{-1}$ , где  $\chi_{lu}$  и  $\chi_c$  — коэффициенты поглощения в линии и в соседнем континууме, а  $\phi_\nu$  — профиль линии. При полном перераспределении вероятность излучения на частоте  $\nu$  равна  $\phi_\nu$ , так что

$$l = \langle l_\nu \rangle = \int l_\nu \phi_\nu d\nu.$$

Очевидно, что фотоны, излучаемые в ядре линии, проходят относительно небольшие расстояния; те же, что излучаются в крыльях, могут пройти гораздо большие расстояния — вплоть до расстояния, соответствующего единичному оптическому расстоянию в континууме.

Когда фотон поглощается в линии и возбуждает атом, переводя его на верхний уровень, он *обычно* переизлучается при радиативном переходе вниз и снова перемещается на среднюю длину свободного пробега. Этот процесс может повторяться *снова и снова*, пока в конце концов фотон не *погибнет* либо при ударном переходе вниз, либо поглотившись в континууме, на который налагается линия. При этом его энергия перейдет в тепло. Таким образом, существует некоторая характерная длина  $L$  — длина, которую фотон может пройти до того, как погибнет. Длина  $L$  имеет более фундаментальный физический смысл, чем длина свободного пробега, так как она служит мерой расстояния, на котором фотон, излученный в данной точке, сохраняет свою индивидуальность и потому способен «сообщать» информацию об условиях в этой точке в другие места.

Поэтому  $L$  определяет область взаимодействия — объем, содержащий те точки, которые способны влиять друг на друга посредством обмена фотонами.

Отношение величин  $L$  и  $l$  зависит от вероятности гибели фотона  $P_d$ , которая представляет собой среднюю вероятность того, что фотон погибнет при очередном акте взаимодействия с веществом. Вероятность гибели фотона за счет столкновений после его поглощения в линии равна  $C_{ul}/(A_{ul} + C_{ul})$  где  $C_{ul}$  — коэффициент ударного девозбуждения и  $A_{ul}$  — коэффициент спонтанного излучения. Так как  $C_{ul} \propto n_e$ , то ясно, что вклад столкновений в полную вероятность гибели становится большим (т.е. приближается к единице) в глубоких, более плотных слоях звездных атмосфер, а в наружных слоях он может быть совсем мал. Если принять, что все фотоны, поглощаемые в континууме, гибнут с переходом их энергии в тепло, то вклад процессов в континууме в  $P_d$  равен величине  $\chi_c/(\chi_{lu}\phi_\nu + \chi_c)$ , усредненной по профилю линии. Существование континуума ограничивает сверху значения  $l$  и  $L$ , так как фотон не может пройти пути, превышающего единичное оптическое расстояние в континууме, не испытав поглощения, а когда это случается, то он гибнет.

На больших глубинах в атмосфере  $P_d$  приближается к единице из-за большой плотности (а потому и большой частоты столкновений) и из-за большой интенсивности соседнего континуума. В этом случае  $L \rightarrow l$ , так как при очередном акте поглощения фотон почти наверняка погибнет. Если принять, что оптическая глубина в континууме стала уже большой, то понятно, что поле излучения оказывается сильно связанным с локальными условиями и *термализуется*, приближаясь к термодинамически равновесному полю с локальным значением температуры. В противоположность этому, когда вероятность гибели очень мала,  $L \gg l$  и область взаимодействия становится *громадной* по сравнению с тем объемом, в пределах которого фотон может перемещаться за один пролет. В этом случае поле излучения контролируется главным образом нелокальными эффектами и отражает физические условия (в пределах всей области взаимодействия. — *Ред.*), а они могут быть сильно различающимися. Например, в пределах этого объема могут существовать большие вариации кинетической температуры, ведущие к сильным вариациям термодинамических свойств и функции Планка. Поле излучения может тогда *заметно* отклоняться от равновесного, и это отклонение будет иметь место во всей области взаимодействия.

Важность этих понятий становится очевидной, если рассмотреть последовательность пробных точек, приближающихся к границе атмосферы. Для точек, расположенных достаточно глубоко, имеется равновесие. Но с приближением к поверхности расстояние  $L$  растет, и в конце концов в пределы объема взаимодействия попадает граница (точнее говоря, этот объем простирается выше того уровня, на котором всюду в линии  $\tau \geq 1$ ). Теперь на сцену выступает новое явление — *выход* фотонов из среды в окружающее пространство. Отсюда следует, что в тех пробных точках, области взаимодействия которых простираются за границу атмосферы звезды в окружающее пространство, интенсивность излучения должна падать, становясь *меньше* той, которая была бы, если бы этой границы не было, так как в области, не содержащей вещества, излучение не испускается и поэтому выход фотонов не компенсируется. Этот эффект приводит к дефициту излучения во всем объеме взаимодействия. Это значит, что область, где имеется такой дефицит, простирается до глубины по крайней мере порядка  $L$ . Но поле излучения на этой глубине, разумеется, влияет на поле излучения в точках, лежащих вглубь еще на одну длину  $L$ . Поэтому имеется некоторый комбинированный эффект, который приводит к отклонению поля излучения от равновесного в точках, лежащих очень далеко от границы.

Глубина, на которой интенсивность излучения (или функция источников) в конце концов становится близка к равновесной, называется *глубиной термализации*  $\Lambda$ . Это понятие, введенное Джеффрисом [333], оказалось исключительно плодотворным. Чтобы получить количественную оценку  $\Lambda$ , введем *вероятность выхода*  $P_e(\tau)$  — усредненную по линии вероятность того, что фотон, излученный на оптической глубине  $\tau$  в линии, выйдет из среды непосредственно, не испытав по пути поглощения. Механизмом, конкурирующим с выходом фотонов, является их гибель. Первый из них (выход) порождает отклонения от равновесия, а второй (гибель) ведет к взаимодействию с тепловым ансамблем. Сравним поэтому  $P_e$  и  $P_d$ . Ясно, что в глубине атмосферы, где  $P_e(\tau) \ll P_d$ , фотоны термализуются до того, как они успевают выйти, а потому  $S \rightarrow B$ . У поверхности, где  $P_e(\tau) \gg P_d$ , фотоны свободно выходят до термализации, а значит,  $S$  будет отличаться от  $B$ . Поэтому из физических соображений кажется разумным принять за глубину термализации  $\Lambda$  ту глубину, на которой  $P_e(\Lambda) = P_d$ . Введенная таким образом глубина термализации  $\Lambda$  есть, по существу, та наибольшая глубина, с которой фотоны имеют заметный шанс выйти из атмосферы до того, как они погибнут.

Что касается вероятности выхода фотона (а потому и  $\Lambda$ ), то она существенно зависит от характера перераспределения фотонов в пределах профиля линии при излучения и от величины поглощения в континууме, на который налагается линия. Вероятность поглощения фотона больше всего в центре линии. Если фотоны переизлучаются *когерентно*, то те из них, которые поглощаются в центре линии, в нем же и переизлучаются. Поэтому из-за большой оптической глубины в центре линии они будут оставаться запертыми вплоть до самых наружных слоев, где становится наконец прозрачной вся линия. Тем самым будут создаваться предпосылки к подавлению больших отклонений интенсивности излучения в центре линии от ее равновесного значения вплоть до самых наружных слоев (эта интенсивность дает существенный вклад в полную скорость фотовозбуждения). Напротив, если фотоны *полностью перераспределяются* по профилю линии, то существует заметная вероятность, что после ряда рассеяний фотон, поглощенный в центре линии, будет излучен в крыле, где коэффициент поглощения мал и потому велика вероятность выхода. Фотоны, которые при когерентном переизлучении были бы заперты, теперь свободно выходят из атмосферы, что ведет к уменьшению интенсивности в ядре линии (и темпа фотовозбуждений) в гораздо более глубоких слоях атмосферы. Если для фотонов хотя бы некоторых частот граница лежит на расстоянии, не превышающем среднюю длину их свободного пробега, то в данном случае реагирует на это уже поле излучения во всей линии. Понятно, что при полном перераспределении роль континуума существенна, так как им определяется нижняя граница полной непрозрачности, а потому и верхняя граница тех глубин, с которых выход фотонов становится возможен хоть на какой-то частоте, сколь бы далеко в крыле линии она ни находилась. Поэтому ясно, что когда рассеяние происходит некогерентно, то следует ожидать, что глубина термализации будет гораздо больше, а отклонения от равновесия — сильнее, чем при когерентном рассеянии. Более того, можно думать, что величина этих эффектов будет тем больше, чем сильнее крылья линии развиты по сравнению с ее ядром. Даваемый ниже детальный анализ показывает, что эти ожидания оправдываются.

Использование приведенных выше качественных соображений позволило выявить всю физическую суть проблемы. Чтобы получить количественные результаты и распространить анализ на случаи, когда эвристические соображения становятся менее эффективными, обратимся теперь к математическому рассмотрению проблемы.