

вычислить правую часть уравнения (12.48), последовательно для каждой линии (заметим, что эта процедура требует лишь перемножения векторов и поэтому выполняется очень быстро). Это дает некоторый определенный вектор известных значений правой части. При помощи ранее найденной E_i^{-1} получаются новые значения величин δZ_i . Каждый цикл процедуры ПУВ требует cD^2T^2 операций, так что если необходимо произвести I итераций, то полное время вычислений оказывается порядка $T_{\text{пув}} = cD^3T + c'D^2T^2$. Ясно, что если $I < DT$, то это значительно меньше T_D .

Путем проведения тестовых расчетов найдено [37], что этот метод работает хорошо, несмотря на то, что итерации ПУВ напоминают метод эквивалентных двухуровневых атомов в том отношении, что на каждом шаге рассматривается только одна линия. Причина заключается в том, что эта часть расчетов требуется лишь для определения величин δZ , т.е. является всего лишь одним шагом общей процедуры метода полной линеаризации (который как раз специально и предназначен для того, чтобы позволить последовательно учитывать все эффекты взаимосвязи). Ввиду того что в методе линеаризации должны выполняться дальнейшие этапы итераций, нет необходимости на каждой данной стадии знать величины δZ точно. Достаточно такой точности, чтобы *ошибка* текущих значений δZ , была меньше значений *самых величин* δZ , на следующем этапе линеаризационной процедуры. На практике хорошо работает требование

$$|\delta Z_i^{(i)} - \delta Z_i^{(i-1)}| < \varepsilon |\delta Z_i^{(i)}|$$

(где i означает номер итерации в методе ПУВ), если ε положить равным примерно 10^{-2} . Оказалось, что оба метода, описанные в этом разделе, очень эффективны для решения широкого круга физических задач, связанных с рассмотрением различных атомов в звездных атмосферах разных типов. Теперь обратимся к обсуждению некоторых результатов, полученных для звезд ранних типов.

12.4. Линии легких элементов в спектрах звезд ранних типов

Совместное изучение системы уравнений переноса и статистического равновесия позволило глубоко проникнуть в физику образования линий в звездных атмосферах. Однако одновременно выяснилось, что, когда учитываются отклонения от ЛТР, уравнения, которые необходимо решить, становятся крайне сложными и требу-

ют для своего решения специальных методов (которые в вычислительном отношении являются довольно дорогими). Поэтому значительный интерес представляют ответы на следующие вопросы: действительно ли отклонения от ЛТР оказывают заметное влияние на реальные звездные спектры. Вносим ли мы серьезные ошибки в определение химического состава и физических условий в атмосферах, когда пренебрегаем отклонениями от ЛТР. Имеются ли области спектра, участки диаграммы $\Gamma - R$ или те или иные виды атомов и ионов, относительно которых можно со всей категоричностью заявить, что использование предположения об ЛТР является для них оправданным или же, напротив, приводит к ошибочным выводам. С практической точки зрения важно знать, когда при анализе звездных спектров достаточно предположения об ЛТР, так как в этом случае объем необходимой вычислительной работы значительно меньше. Не менее важно знать и то, когда результатам, полученным путем такого анализа, доверять *нельзя*. Ответить на поставленные только что вопросы удалось лишь совсем недавно, когда стало возможно получение точных численных решений уравнений переноса при отсутствии ЛТР для сложных многоуровневых моделей атомов при принятии реалистичных моделей атмосфер. Они были найдены на больших ЭВМ по программам, в основе которых лежат описанные в этой главе методы. Теперь известно, что влияние отклонений от ЛТР в некоторых случаях, представляющих существенный интерес и имеющих большое значение, действительно приводит к существенным эффектам, и что учет отклонений от ЛТР позволяет устранить большое число серьезных расхождений между теорией и наблюдениями. Ниже будут приведены кое-какие из полученных к настоящему времени результатов. За дальнейшими подробностями следует обратиться к цитированным выше работам, а также к обзорам [433], [434], [435]. Не будет преувеличением сказать, что работа в этой важной области, по существу, едва начинается, и дальнейшие исследования должны будут дать еще многое.

Со многих точек зрения для атмосфер звезд ранних типов главным является спектр водорода. Дело не только в том, что профили водородных линий служат эффективным средством определения таких основных параметров атмосферы звезды, как эффективная температура и ускорение силы тяжести на поверхности. Следует также ясно отдавать себе отчет в том, что у звезд ранних типов именно водород определяет перенос излучения в большей части спектра. Отсюда следует, что серьезные расхождения между теорией и наб-

людениями для водородных линий должны отражать глубокие расхождения в основных характеристиках поля излучения. Хотя для В- и А-звезд между теоретическими и наблюдаемыми профилями линий водорода обычно получается очень хорошее согласие (см. §10.5), в случае О-звезд ($T_{\text{эфф}} > 30000$ К) были обнаружены сильные расхождения. Основная проблема заключается в том, что в спектрах О-звезд в интервале от О9 до О5 наблюдаемые линии водорода имеют почти постоянную интенсивность (что можно увидеть по фотографиям, приводимым в [465] или в [5]), тогда как эквивалентные ширины, рассчитанные в предположении ЛТР, в соответствующем температурном интервале ($30000 \text{ К} \leq T \leq 50000 \text{ К}$) вследствие возрастания степени ионизации водорода заметно уменьшаются. Такое уменьшение можно было бы отчасти компенсировать, приняв для моделей большее значение ускорения силы тяжести, однако тогда возникают другие противоречия. Оказалось, что в типичных случаях положение следующее [420]. Если добиться согласия между наблюдаемыми и рассчитанными по моделям с ЛТР эквивалентными ширинами линий водорода, то необходимые для этого ускорения силы тяжести получаются слишком большими (примерно в три раза) по сравнению со значениями, следующими из фундаментальных измерений масс и радиусов звезд, или с теми, которые вытекают из расчетов внутреннего строения этих звезд. Аналогично, если производится детальное сравнение профилей линий [510], то обнаруживается, что если добиться согласия в крыльях линий, то ядра линий, рассчитанные в предположении ЛТР, оказываются слишком слабыми. Эти несоответствия исчезают, если учесть отклонения от ЛТР [436], [45]. Оказывается, что при отсутствии ЛТР линии всегда гораздо сильнее, чем при ЛТР, как это можно видеть на рис. 12.9 для одной из типичных моделей. Сравнение наблюдаемых эквивалентных ширин H_{β} с теоретическими, рассчитанными с ЛТР и без ЛТР, приведено на рис. 12.10. Сразу же видно, что результаты расчетов без предположений об ЛТР находятся в гораздо лучшем согласии с наблюдениями. При ЛТР эквивалентные ширины систематически меньше, в самых крайних случаях в $3 + 5$ раз (см. также [174]). Более того, используя расчеты, проведенные без предположения об ЛТР, удается добиться превосходного согласия с наблюдаемыми профилями. Это можно установить, если сопоставить между собой результаты, приводимые в работах [510] и [45]; в них использовался один и тот же наблюдательный материал. Короче говоря, учет отклонений от ЛТР приводит к *значительному* улучшению согласия между теоретиче-

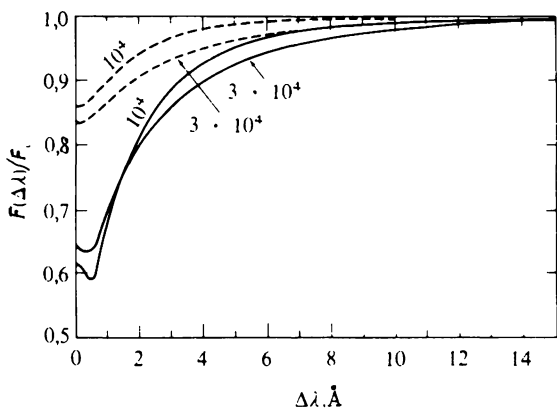


Рис. 12.9. Профили H_{α} , рассчитанные по моделям атмосфер О-звезд с $T_{\text{эфф}} = 45\,000$ К. Числа у кривых — значения ускорения силы тяжести. По оси абсцисс отложены расстояния от центра линии в \AA , по оси ординат — значения остаточного потока. Сплошные кривые — профили при отсутствии ЛТР, пунктир — профили при ЛТР. Обратите внимание на заметное усиление линии за счет эффектов, связанных с отклонениями от ЛТР. (По [45], с разрешения.)

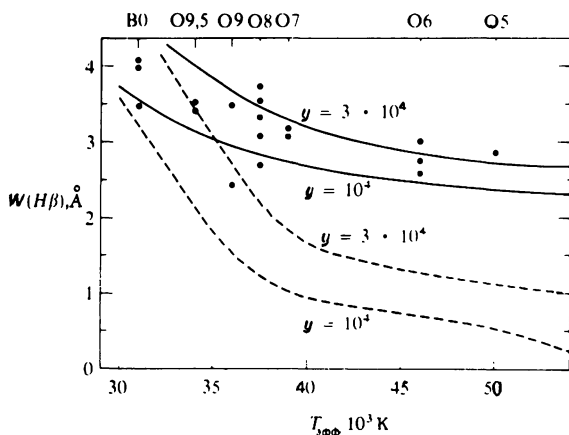


Рис. 12.10. Эквивалентные ширины H_{β} в спектрах О-звезд. Сплошные кривые — расчет без предположения об ЛТР, пунктир — расчет при принятии ЛТР; точки — наблюдаемые значения [693]. По оси ординат отложены эквивалентные ширины в \AA , по оси абсцисс — значения $T_{\text{эфф}}/10^3$ и спектральные типы.

скими и наблюдаемыми профилями линий водорода у О-звезд. У В-звезд отклонения от ЛТР влияют на водородные линии гораздо меньше, и для такой линии, как H_γ , ЛТР обеспечивает очень хорошее приближение. Некоторые существенные эффекты имеются у H_α [511], [430], где отклонения от ЛТР порождают более глубокое, чем при ЛТР, ядро линии и более мелкие крылья. Второй из этих эффектов возникает из-за того, что на тех глубинах, где образуются крылья H_α , имеем $b_3 > b_2$ (см. §7.5), и поэтому $S_{23} > B(\nu_{23}, T)$. Эти изменения, предсказываемые теорией, были подтверждены наблюдениями.

После водорода следующим по важности элементом в звездных атмосферах является гелий. В спектрах В-звезд он представлен линиями He I, в спектрах О-звезд — линиями He I, и He II. Эти линии можно использовать для определения содержания гелия $N(\text{He})/N(\text{H})$; у О-звезд отношение интенсивностей линий He II и He I служит очень чувствительным индикатором температуры. Расчеты линий He I В-звезд, выполненные в предположении об ЛТР, дали прекрасное согласие с наблюдениями для линий, расположенных в голубой и фиолетовой областях спектра (см., например, [390], [480], [481]), особенно если использовать наилучшую из имеющихся теорию уширения линий. Однако линии, лежащие в желто-красной области (например, $\lambda 5876$ ($2p^3P - 3d^3D$) и $\lambda 6678$ ($2p^1P - 3d^1D$), в спектрах В-звезд всегда оказываются более сильными, чем дают расчеты, основанные на предположении об ЛТР, в которых используются те же самые модели атмосфер и то же содержание гелия, что и при расчетах фиолетовых и голубых линий. Если подходить формально, то эти линии указывают на почти втрое большее содержание гелия, чем то, которое дают фиолетовые и голубые линии. Если же провести детальный расчет с учетом отклонений от ЛТР [46], пользуясь достаточно близкой к реальности моделью атома (рис. 12.11), то оказывается, что упомянутые выше линии значительно усиливаются, и получается хорошее согласие с наблюдениями, иллюстрируемое на примере линии $\lambda 6678$ на рис. 12.12. Интересно отметить, что наибольшее влияние отклонения от ЛТР оказывают на линии с наименьшими значениями $h\nu$. Действительно, как упоминалось в §5.3, для этих линий со сравнительно малыми $h\nu/kT$ число ударных переходов сравнимо с числом радиативных переходов и поэтому, согласно классической аргументации, эти линии должны описываться теорией, основанной на предположении об ЛТР. Истинную причину большого влияния отклонения от ЛТР можно выявить, изучив функцию источников в

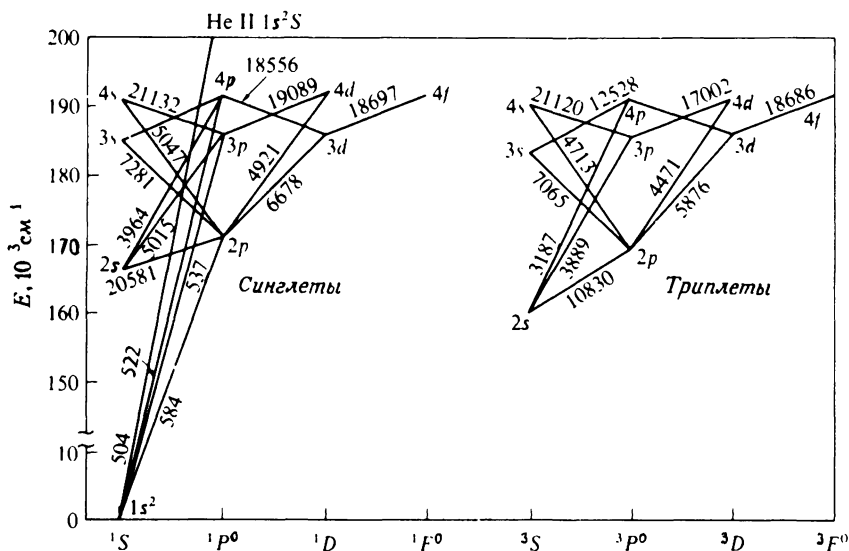


Рис. 12.11. Модель атома He I, использовавшаяся при расчете спектра He I с учетом отклонений от ЛТР. Ординаты — волновые числа в см^{-1} , умноженные на 10^{-3} . Все указанные переходы при расчетах считались «основными» в смысле, определенном в § 12.3. Все остальные разрешенные в дипольном приближении линии вплоть до $n = 10$ считались «второстепенными». Числа переходов в них принимались равными тем, которые получаются в приближении эквивалентных двухуровневых атомов. Синглеты и триплеты рассматриваются по отдельности. (По [46], с разрешения.)

предельном случае $\delta = h\nu/kT \ll 1$. Если обозначить $b_l/b_u = 1 + \beta$, то

$$S_l/B_v = (e^{h\nu/kT} - 1)/(b_l e^{h\nu/kT}/b_u - 1) = \\ = (e^\delta - 1)/(e^\delta(1 + \beta) - 1) \approx \delta/(\beta + \delta) = (1 + \beta/\delta)^{-1}.$$

Отсюда следует, что если $\delta \ll 1$, то при заданной величине β отклонения b_l/b_u от единицы соответствующая величина для S_l/B_v больше в δ^{-1} раз. Населенности уровней, а потому и отношение b_l/b_u будут, вообще говоря, определяться процессами, отличными от процессов переходов в рассматриваемой линии. У O- и В-звезд населенности уровней устанавливаются за счет ионизаций и рекомбинаций, и поэтому величина β будет, как правило, отлична от нуля, несмотря на высокий темп ударных переходов в рассматриваемой линии. Поскольку $\beta \neq 0$, становятся возможны большие отклонения S_l от B_v . Между прочим те же самые, соображения объяс-

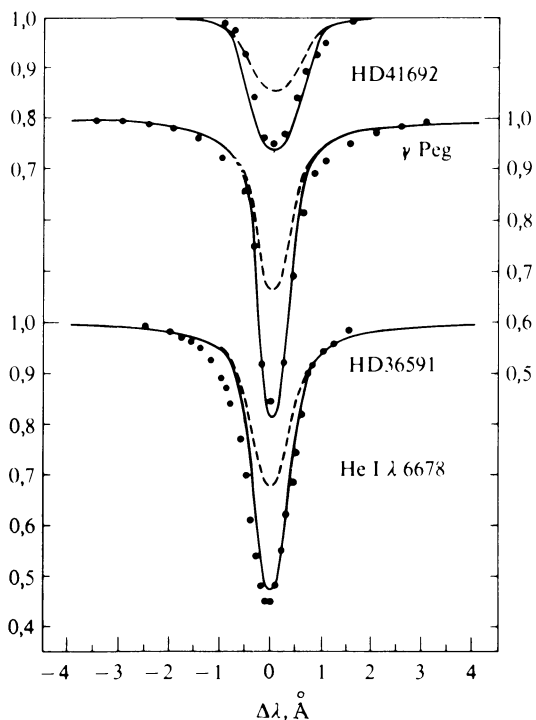


Рис. 12.12. Сравнение наблюдаемых [390] профилей линии $\lambda 6678$ He I (точки) с рассчитанными с учетом (сплошные кривые) и без учета (пунктир) отклонений от ЛТР для трех В-звезд. По оси ординат — остаточный поток, по оси абсцисс — расстояние от центра линии в Å . (По [46], с разрешения.)

няют, почему даже ничтожные отклонения от ЛТР оказывают очень большое влияние на рекомбинационные радиолнии, наблюдаемые в спектрах туманностей [199]. У О-звезд теория, исходящая из ЛТР, предсказывает слишком слабые линии как для He I, так и для He II. Если пытаться согласовать теоретические и наблюдаемые эквивалентные ширины, не обращая внимания на профили линий [420], то получающееся содержание гелия оказывается примерно вдвое большим значений, найденных у В-звезд и у тех входящих в межзвездную среду туманностей, из которых О-звезды только что образовались. Если добиться согласия между теорией и наблюдениями для крыльев линий [510], то опять оказывается, что у теоретических профилей ядра линии слишком слабы. В противоположность этому расчеты с учетом отклонений от ЛТР [45] приводят к

превосходному согласию с наблюдаемыми интенсивностями и профилями линий при «стандартном» содержании гелия: $N(\text{He})/N(\text{H}) = 0,1$ (см. также [174], [175]).

Отклонения от ЛТР могут иногда вызывать *большие* ошибки в определениях химического состава, основанных на принятии ЛТР. Например, определения содержания Mg у O-звезд, основанные на постулировании ЛТР, дают ошибку в десять и более раз [431]. Если же произвести расчеты, не предполагая ЛТР, то, как видно из рис. 12.13, согласие с наблюдениями получается при содержании Mg, близким к солнечному (и обычно принимаемому «космическому» его содержанию, см. также [384], [586]). Аналогично обычный ЛТР-анализ спектра NeI у B-звезд давал его содержание, равное $5 \cdot 10^{-4}$ по отношению к водороду, что не согласуется со значением 10^{-4} , полученным для туманностей, солнечной короны, солнечного ветра и космических лучей (как галактического, так и солнеч-

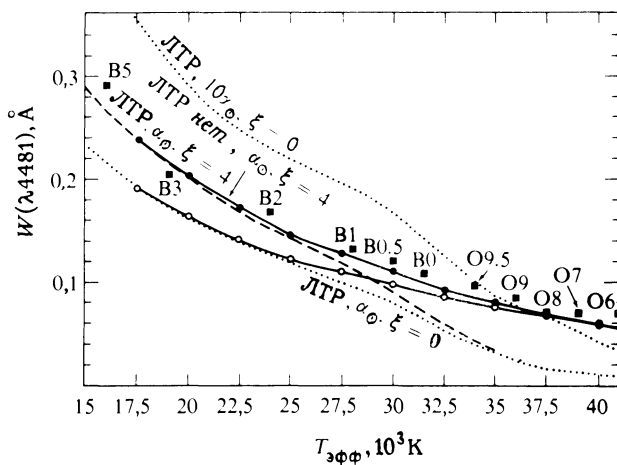


Рис. 12.13. Эквивалентная ширина линии $\lambda 4481$ Mg II в спектрах B- и O-звезд. По оси ординат отложены эквивалентные ширины в \AA , по оси абсцисс — $T_{\text{эфф}}/10^3$. Квадратики — наблюдаемые значения для звезд указанных спектральных типов. Точечные кривые — расчет при принятии ЛТР и солнечного, а также удесятеренного солнечного содержания Mg при отсутствии микротурбулентности; штриховая кривая — солнечное содержание Mg, микротурбулентная скорость 4 км/с; сплошные кривые — расчеты с учетом отклонений от ЛТР при принятии солнечного содержания Mg и скорости микротурбулентности, равной нулю (кружочки) и 4 км/с (точки). Отметим, что в случае O-звезд значение скорости микротурбулентности не влияет на результат, а также то, что при принятии ЛТР эквивалентные ширины получаются слишком малыми, тогда как результаты, полученные с учетом отклонений от ЛТР, хорошо согласуются с наблюдениями.

ного происхождения). И здесь расхождение устраняется, если произвести расчет с учетом отклонений от ЛТР [47], причем выясняется, что линии He I, расположенные преимущественно в красной области спектра, подвержены влиянию по сути дела того же механизма, который описывался выше для He I. Наконец, влияние отклонений от ЛТР существенно сказывается на линиях Si III и Si IV у В- и О-звезд [349]. Учет отклонений от ЛТР увеличивает полные интенсивности этих линий на 50 — 70%, а интенсивности в ядрах линий уменьшаются по сравнению с их значениями при ЛТР на множитель 0,6. Чтобы получить линии такой интенсивности при ЛТР, потребовалось бы содержание Si в 5 — 7 раз большее солнечного. Короче говоря, имеются достаточные доказательства того, что по крайней мере в случае звезд ранних типов учет отклонений от ЛТР может приводить к большим и имеющим важное значение изменениям в оценках содержания элементов.

Еще одно явление, для которого отклонения от ЛТР в атмосферах звезд ранних типов имеют важное значение, — это появление в их спектрах ярких линий. Например, у Of-звезд линии $\lambda 4686$ He II, $\lambda 5696$ C III и $\lambda \lambda 4634-41$ NIII видны в эмиссии, а другие линии тех же ионов — в поглощении. Для линии $\lambda 4686$ He II изучались механизмы ее селективного возбуждения [45] и влияние протяженности атмосферы в рамках статистических моделей [376]. Хотя слабые эмиссионные линии в этих работах и были получены, совершенно ясно, что количественного согласия с наблюдениями можно будет добиться только при учете крупномасштабного расширения атмосферы (см. гл. 14 и 15). Линии CIII еще пока не анализировались. Что касается линий NIII, то имеется подгруппа Of-звезд, обозначаемая O((f)), у которых в линиях NIII наблюдается слабая эмиссия, а линия HeII $\lambda 4686$ видна в поглощении [657]. Оказалось, что это объекты, близкие к главной последовательности, у которых эффектами протяженности и расширения атмосферы, если они и имеются, можно пренебречь. Детальный расчет дублетного спектра NIII, выполненный с учетом отклонений от ЛТР [429], [440], [443], [433], дал правдоподобное объяснение того, каким образом линии $\lambda \lambda 4634 - 41$ (переход $3p^2P - 3d^2D$) могут быть в эмиссии, тогда как соседний из мультиплетов с низкой энергией возбуждения $\lambda \lambda 4097, 4103$ (переход $3s^2S - 3p^2P$) наблюдается в поглощении. Чтобы добиться такого результата, необходимо найти а) механизм достаточно интенсивного заселения состояния $3d$, чтобы это могло вызвать заметное излучение при переходах $3d - 3p$, и б) способ опустошения состояния $3p$, чтобы не могла возникнуть эмиссия при переходе $3p - 3s$. Оба этих состояния, $3s$ и $3d$, могут заселяться не-

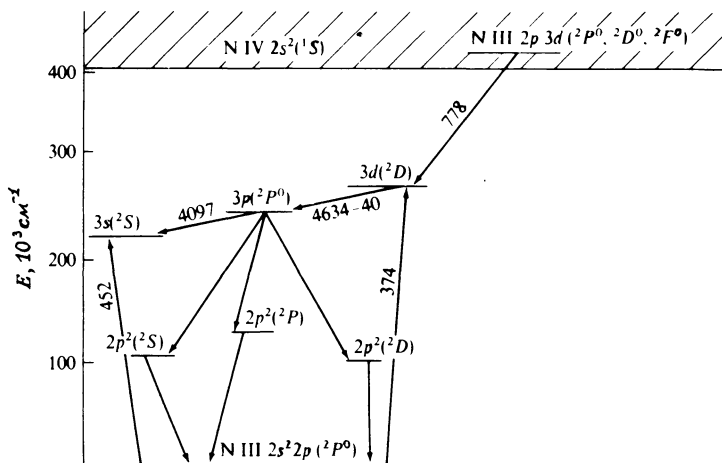


Рис. 12.14. Упрощенная схема термов нижних состояний иона N^{++} , а также его автоионизационное состояние $2s2p(^1P)3d$, с которого диэлектронные рекомбинации могут происходить непосредственно в состояние $2s^23d$, чем вызывается эмиссия у $\lambda\lambda 4634-40$.

посредственно за счет переходов из основного состояния (см. рис. 12.14), и, если интенсивность излучения в ультрафиолетовых линиях $\lambda 374$ и $\lambda 452$ достаточно велика, населенности этих состояний будут большими. Однако в неподвижных атмосферах, в резонансных линиях устанавливается детальный баланс, и поэтому очень большой перенаселенности состояния $3d$ не возникает. Более вероятно, что такая перенаселенность создается за счет диэлектронных рекомбинаций из состояния $2s2p(^1P)3d$, которое для иона N^{++} оказывается расположенным чуть выше предела ионизации. Стабилизация этого состояния достигается за счет того, что электрон из состояния $2p$ опускается на уровень $2s$, причем это происходит с большей вероятностью. (Этот процесс стабилизирует атом, так как он конкурирует с автоионизацией. — Ред.) В результате электроны попадают прямо в состояние $3d$. Эти электроны совершают затем переходы $3d \rightarrow 3p$, создавая эмиссию. Далее, оказывается, что из-за особенностей структуры иона N^{++} наиболее вероятный способ ухода из состояния $3p$ — это не переход $3p \rightarrow 3s$, а двухэлектронный переход $2s^2 3p \rightarrow 2s2p^2$ (см. рис. 12.14). Последний процесс настолько эффективен, что опустошает состояние $3p$, переводя линию, соответствующую переходу $3s \rightarrow 3p$, в поглощение. Поскольку эмиссия в линиях $\lambda\lambda 4634-41$ может возникать в плоских неподвижных

атмосферах исключительно вследствие особенностей строения соответствующего иона, их следует рассматривать как эмиссионные линии, *присущие* этому иону. В *расширяющихся* атмосферах будет происходить прямая накачка на уровни $3s$ и $3d$ при переходах $2p \rightarrow 3s$ и $2p \rightarrow 3d$, так как резонансные линии будут за счет эффекта Доплера смещены в яркий примыкающий к ним континуум и не будут находиться в детальном балансе. Это значительно усиливает эмиссию при переходах $3d \rightarrow 3p$ (чем и объясняется появление этих очень ярких эмиссионных линий у Of-звезд, о которых известно, что у них имеются расширяющиеся оболочки и происходит истечение звездного ветра). Одновременно с этим возросшая населен-

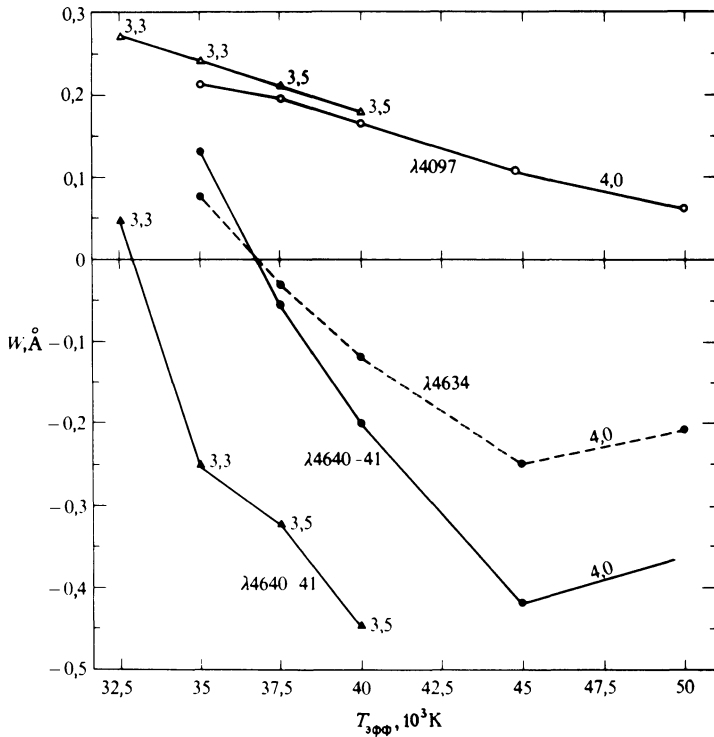


Рис. 12.15. Интенсивности линий Ne III $\lambda 4097$ ($3s \rightarrow 3p$) и $\lambda\lambda 4634-40$ ($3p \rightarrow 3d$) согласно плоским статичным моделям атмосфер. По оси ординат отложены эквивалентные ширины (отрицательные значения означают эмиссию), по оси абсцисс — $T_{эфф}/10^3$. Отметим, что линия $\lambda 4097$ остается в поглощении, тогда как у линий $\lambda\lambda 4634-40$ близ спектрального типа Об наблюдается переход от поглощения к эмиссии. (По [443], с разрешения.)

ность состояния $3s$ в комбинации с интенсивно происходящим опустошением уровня $3p$ гарантирует, что линии, образующиеся при переходах $3s \rightarrow 3p$, останутся в поглощении. Расчеты показывают (см. рис. 12.15), что переход от поглощения к излучению в линиях $\lambda\lambda 4634-40$ происходит у звезд спектрального типа примерно O_6 вблизи главной последовательности, в согласии с наблюдениями.

Понадобится выполнить еще множество исследований для самых разных атомов и различных звездных атмосфер (в особенности атмосфер звезд поздних спектральных типов), прежде чем можно будет получить полные ответы на те вопросы, которые были поставлены в начале этого параграфа. Усилия в этом направлении будут щедро вознаграждены интересными результатами.