

Наконец, уравнения движения и энергии удобно объединить, написав полное уравнение энергии, из которого наглядно видно влияние импульса и энергии, которые излучение передает веществу. Пусть  $q_R$  — обусловленная излучением скорость приращения плотности энергии вещества, а  $\mathbf{f}_R$  — сила в расчете на единицу объема, обусловленная действием излучения. Тогда из уравнений (15.97) и (15.13) будем иметь

$$\rho(De/Dt) + p(\nabla \cdot \mathbf{v}) = q_R. \quad (15.120)$$

Скалярно умножая уравнение (15.103) на  $\mathbf{v}$ , получаем

$$\rho \left[ D \left( \frac{1}{2} v^2 \right) / Dt \right] + (\mathbf{v} \cdot \nabla) p = \mathbf{v} \cdot (\mathbf{f} + \mathbf{f}_R). \quad (15.121)$$

Складывая (15.120) и (15.121) и пользуясь (15.17), находим

$$\begin{aligned} \partial \left( \frac{1}{2} \rho v^2 + \rho e \right) / \partial t + \nabla \cdot \left[ \left( \frac{1}{2} \rho v^2 + \rho e + p \right) \mathbf{v} \right] = \\ = q_R + \mathbf{v} \cdot (\mathbf{f} + \mathbf{f}_R). \end{aligned} \quad (15.122)$$

Для установившегося ( $\partial/\partial t = 0$ ) сферически-симметричного течения в обычном поле силы тяжести интегрирование уравнения (15.122) дает

$$\begin{aligned} 4\pi r^2 \rho v \left( \frac{1}{2} v^2 + e + p/\rho - G\mathcal{M}/r \right) + \\ + 4\pi \int_r^\infty (q_R + \mathbf{v} \cdot \mathbf{f}_R) r^2 dr = E = \text{const}, \end{aligned} \quad (15.123)$$

что аналогично соотношению (15.59) с учетом радиативных членов. Для дальнейшего первую группу членов удобно обозначить через  $E_0$ , написав

$$E_0(r) + 4\pi \int_r^\infty (q_R + \mathbf{v} \cdot \mathbf{f}_R) r^2 dr = E = \text{const}. \quad (15.124)$$

## 15.4. Ветер, порождаемый излучением

Наблюдательные факты, собранные за последнее десятилетие, убедительно показали, что у всех звезд, лежащих на диаграмме Герцшпрунга — Рессела в области, соответствующей высоким тем-

пературам и светимостям, происходит быстрая потеря массы за счет трансзвукового ветра. Основная теоретическая модель, в рамках которой объясняется такое истечение, — это звездный ветер, возникающий под влиянием импульса, сообщаемого газу интенсивным излучением этих ярких звезд. Хотя основные положения этой теории в настоящее время представляются установленными уже довольно твердо, она является областью очень активных исследований. Развитие здесь происходит очень быстро, но некоторые важные вопросы остаются пока открытыми, ожидая своего решения в будущем. Поэтому мы сосредоточим внимание на достаточно идеализированных моделях, которые иллюстрируют физическую сущность явления. Детальное сопоставление теоретических моделей с наблюдательными данными едва начинается, и читателю следует обратиться к текущей специальной литературе, чтобы познакомиться с последними достижениями в этой области.

#### НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ СВИДЕТЕЛЬСТВА НАЛИЧИЯ ТРАНСЗВУКОВОГО ВЕТРА У ЗВЕЗД РАННИХ ТИПОВ

Давно известно, что большое число специфических особенностей (например, профили типа Р Лебеда, эмиссионные линии, асимметрия линий), наблюдаемых в спектрах многих О- и ранних В-звезд (в особенности у сверхгигантов, звезд типов Of и WR), свидетельствует о том, что эти объекты имеют протяженные оболочки и что вещество, дающее линии, истекает наружу из фотосфер звезд (см., например, [261], гл. 10). Однако, происходит ли потеря массы на самом деле, было не вполне ясно, так как наблюдаемые скорости, измеренные по положению коротковолнового абсорбционного компонента линий типа Р Лебеда (обычно 200 — 400 км/с), не превышают скорости убегания с поверхности звезды

$$v_{\text{убег}} = 620(M/M_{\odot})^{1/2} (R/R_{\odot})^{-1/2} \text{ км/с}, \quad (15.125)$$

которая порядка 1000 — 1500 км/с для О-звезд главной последовательности и порядка 600 — 900 км/с для ОВ-сверхгигантов. Данные, полученные путем наземных наблюдений, обладают одним серьезным недостатком: все наблюдаемые линии являются *субординатными* и возникают при переходах с уровней с *высокими потенциалами возбуждения*, населенности которых вне областей высокой температуры и плотности являются малыми. Поэтому число атомов на луче зрения, поглощающих в этих линиях, совсем мало, и наблюдаются только *самые внутренние* слои оболочки, расположенные непосредственно над фотосферой.

С другой стороны, из исследования ультрафиолетовой области спектра, доступной для наблюдений из космоса, получается прямо противоположная информация. Эта область спектра содержит *резонансные линии*, возникающие при переходах из *основных состояний* ионов преобладающих стадий ионизации тех легких элементов, содержание которых велико. Числа атомов на луче зрения, поглощающих в этих линиях, настолько велики, что можно изучать *самые внешние части* оболочки. Таким путем было впервые получено *прямое* доказательство наличия потери массы: Мортон [467] обнаружил смещения, соответствующие скоростям истечения от 1500 до 3000 км/с по абсорбционным компонентам профилей типа Р Лебедя ультрафиолетовых резонансных линий SiIV  $\lambda$  1402,8 Å и CIV  $\lambda$  1549,5 Å в спектрах, полученных с ракет (см. также [468], [469], [470], [129], [600], [579], 580)). Совместное рассмотрение данных ракетных и наземных наблюдений приводит к выводу о существовании трансзвукового течения в расширяющейся оболочке. Скорости, измеренные по резонансным линиям, в действительности дают лишь нижний предел истинной конечной скорости течения, потому что изменение состояния ионизации может вызывать исчезновение поглощающих ионов на некотором уровне в оболочке (или же вещество может просто стать оптически тонким и создавать спектральные детали, лежащие ниже порога обнаружения). Недавно с помощью орбитальной обсерватории «Коперник» были получены [589] данные об ультрафиолетовых спектрах ОВ-звезд, обладающие большой точностью и высокой чувствительностью.

Дополнительные свидетельства существования потери массы дают инфракрасные наблюдения и наблюдения радиоконтинуума (для нескольких звезд типов ОВ и WR), которые проще всего интерпретировать, считая, что излучение возникает при свободно-свободных переходах в протяженной оптически толстой оболочке с распределением плотности, имеющим место при стационарном истечении вещества [171], [241], [277], [685].

Данные наземных наблюдений имеют большое значение, поскольку они в принципе дают информацию об условиях в той области, где скорость течения переходит через скорость звука. Одними из самых сильных линий в видимой области спектра ОВ-звезд являются линия водорода  $H_{\alpha}$  и линия HeII  $\lambda$  4686 Å. Поэтому обычно именно они, переходя в эмиссию, дают первые указания на то, что атмосфера является протяженной и расширяется. Были проведены обширные наблюдательные обзоры обеих линий. Обнаружено [537], что линия  $H_{\alpha}$  видна в эмиссии в спектрах ярких В-звезд всех

типов от В0 до А3. Имеется совершенно четкое минимальное значение светимости, при котором эмиссия в  $H_\alpha$  впервые становится заметной, а именно  $M_i \approx -5,8$  ( $M_{bol} \approx -8,8$ ) вблизи спектрального типа В0 и  $M_i \approx -6,8$  ( $M_{bol} \approx -7,3$ ) вблизи спектрального типа А0. Имеется и вполне определенная зависимость между полной интенсивностью эмиссии в  $H_\alpha$  и светимостью звезды. Есть явные указания на дифференциальное расширение атмосфер у звезд, которые примерно на 0,5 звездной величины слабее звезд с заметной эмиссией в  $H_\alpha$ . Для О-звезд [177] имеется довольно сильная корреляция между интенсивностями эмиссии в линии  $He\ II \lambda 4686 \text{ \AA}$  и в  $H_\alpha$ . Эмиссия в любой из этих линий указывает на наличие протяженной оболочки вокруг звезды. Далее, найдено, что абсолютная величина, при которой  $H_\alpha$  ослабевает или переходит в эмиссию, равна  $M_i \approx -6$  ( $M_{bol} \approx -9$ ). Профили линии  $H_\alpha$  обычно показывают особенности типа Р Лебеда или же имеют с коротковолновой стороны протяженное абсорбционное крыло, свидетельствующее о расширении. Типичные ширины соответствуют скоростям порядка  $\pm 600$  км/с. При переходе к расширяющимся оболочкам ОВ-звезд, которые являются более протяженными и плотными, начинает проявляться определенная совокупность других спектроскопических эффектов. Полезную качественную оценку состояния атмосферы удастся получить из анализа того, какие эффекты проявляют себя [328].

Лучевые скорости (в обычном спектроскопическом смысле), измеренные по разным линиям различных ионов в спектрах Of-звезд [326], [327], показывают ряд интересных особенностей. 1) Имеется *систематическое изменение скорости* от одной линии серии к другой (например, для бальмеровских линий), причем самые сильные линии дают наибольшие скорости приближения. Это указывает на *ускорение течения наружу*, поскольку в самых сильных линиях видны самые внешние слои. Путем сопоставления наблюдаемых профилей с теоретическими в принципе можно найти изменение скорости с расстоянием от центра звезды. Если такого рода информацию можно получить надежно, то она имеет большую ценность, так как может накладывать важные ограничения на допустимые теоретические модели в тех критических областях, где течение из дозвукового становится сверхзвуковым. Для одной звезды (HD 152236) было найдено [327], что скорость течения резко растет наружу от значения, близкого к звуковой скорости ( $\sim 25$  км/с), до  $v \sim 300$  км/с на расстоянии примерно 0,5 радиуса звезды над фотосферой. Для двух других звезд такой подъем происходит намного более плавно, так что скорости в несколько сотен км/с достигают-

ся на расстоянии в два или три радиуса звезды над фотосферой. Важность этих результатов отмечается ниже в этом разделе.

2) Имеет место следующая четкая корреляция: большие скорости получаются по линиям с *меньшими* потенциалами возбуждения нижнего уровня. Если бы можно было допустить, что возбуждение соответствует ЛТР, то эта корреляция означала бы, что температура в оболочке убывает наружу (как и следовало бы ожидать для оболочки, находящейся в лучистом равновесии или расширяющейся адиабатически). Понятно, что наличие ЛТР маловероятно, и указанная корреляция, по-видимому, отражает усиление дилуции излучения (а отсюда и падение скорости радиативного возбуждения) или же уменьшение плотности (а потому и уменьшение скорости ударного возбуждения). Все приведенные выше результаты крайне нуждаются в уточнении с использованием надежной диагностики, основанной на аккуратном совместном решении уравнений переноса и статистического равновесия для различных моделей течения. Наконец, следует упомянуть, что в спектрах некоторых Of-звезд были обнаружены [678] слабые широкие эмиссионные детали, на которые наложены сравнительно узкие яркие эмиссионные линии He II  $\lambda 4686 \text{ \AA}$ , C III  $\lambda 5696 \text{ \AA}$  и N III  $\lambda 4634 - 40 \text{ \AA}$ . Эти детали имеют полные ширины, соответствующие скоростям до 4000 км/с. Если они реальны (их регистрируют не все наблюдатели), то они могли бы, по-видимому, порождаться излучением, возникающим в протяженной быстро расширяющейся внешней оболочке звезды.

К настоящему времени благодаря возможности выполнения длинных серий наблюдений со спутника «Коперник» накопилось большое количество данных по ультрафиолетовой области [589]. Поскольку наблюдаемые резонансные линии, как правило, являются сильными и легко регистрируются, они служат чрезвычайно чувствительными индикаторами звездного ветра. Из анализа ультрафиолетовых спектров 47 звезд типов O, B и A (см. в качестве примера рис. 15.4) найдено, что потеря массы имеет место в гораздо более широкой области температур и светимостей, чем можно заключить по эффектам, наблюдаемым в спектрах, которые получаются с поверхности Земли. Оказалось, что потеря массы происходит практически у всех звезд со светимостями более  $3 \cdot 10^4 L_{\odot}$  (что в 15 раз меньше предела, полученного по наземным наблюдениям). Наблюдаемые конечные скорости всегда определенно больше скорости убегания с *поверхности* (и, следовательно, много больше, чем  $v_{\text{убег}}$  на большом расстоянии от звезды). Они колеблются от 300 км/с до 3500 км/с. По-видимому, заметная корреля-

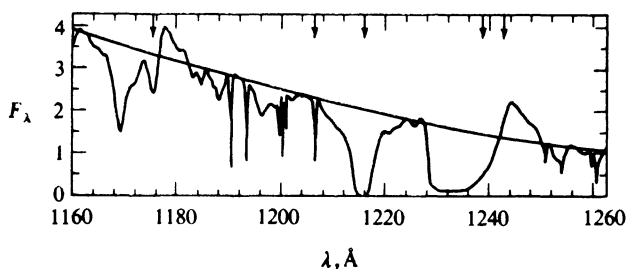


Рис. 15.4. Запись спектра  $z$  Pup (O5f) в далекой ультрафиолетовой области, полученная на спутнике «Коперник». По оси ординат отложен поток (в произвольных единицах), по оси абсцисс — длина волны в Å. Положения линий C III  $\lambda$  1175,7, Si III  $\lambda$  1206,5, N I  $\lambda$  1216 и N V  $\lambda$  1242,8 указаны вертикальными стрелками. Плавная кривая вверх представляет собой оценку уровня «континуума». Она проведена исключительно для иллюстративных целей. Обратите внимание на то, что линии C III и N V имеют заметно выраженные характеристики типа Р Лебеда. (По [589], с разрешения.)

ция между  $v_{\infty}$  и температурой, светимостью, ускорением силы тяжести и скоростью вращения звезды отсутствует.

Наблюдаются самые разнообразные ионы — от MgII и CII у самых холодных звезд до CIV, SiIV и NV у самых горячих. Линии, возникающие при переходах из возбужденных состояний (например, линии NIV  $\lambda$  1718,5 Å и HeII  $\lambda$  1640 Å с энергиями возбуждения соответственно 16,1 и 40,6 эВ), дают меньшие скорости [470], что еще раз указывает на уменьшение степени возбуждения с удалением от звезды. Как отмечалось выше, это, вероятно, отражает уменьшение плотности вещества и ослабление излучения. У нескольких звезд наблюдаются линии OVI  $\lambda$  1032 и 1038 Å [533], [589]. Эти линии неожиданно сильны, что указывает на более высокую концентрацию ионов  $O^{+5}$ , чем можно было бы ожидать, исходя из цветовой температуры излучения звезды. Если считать, что ионизационное равновесие контролируется столкновениями (корональный случай), то получается температура около  $2 \cdot 10^5$  K, что рассматривается как свидетельство существования коронального нагрета у этих звезд. С другой стороны, из наблюдений ионов более низких стадий ионизации (например, CIII и NIII), имеющих в газовом потоке, и из сравнения верхних оценок потоков рентгеновского излучения с потоками излучения в линии  $H_{\alpha}$  вытекает верхняя граница для  $T$ , равная приблизительно  $3 \cdot 10^5$  K [145]. В дальнейшем будет показано, что эти температуры слишком малы, чтобы породить течение типа коронального ветра и обеспечивать конечные скорости, лежащие в наблюдаемом диапазоне.

Скорости потери массы были оценены по наблюдаемым интенсивностям [468] и профилям [329] линий для сверхгигантов в Орионе —  $\delta$ ,  $\epsilon$  и  $\zeta$  Ori. Они составляют около  $(1 + 2) \cdot 10^{-6} M_{\odot}$  в год. Детальное изучение профилей линий у  $\zeta$  Pup (O5f) дает скорость потери массы  $7 (\pm 3) \cdot 10^{-6} M_{\odot}$  в год [383].

#### ОСНОВЫ ДИНАМИКИ ВЕТРА, ПОРОЖДАЕМОГО ИЗЛУЧЕНИЕМ

Вопрос, который возникает прежде всего, — не может ли истечение вещества, наблюдаемое у звезд ранних типов, быть результатом коронального расширения того вида, который рассматривался в § 15.2. Как установили Люси и Соломон [404], ответ на этот вопрос, вероятно, отрицательный. Во-первых, считается, что OB-звезды не имеют обширных конвективных зон, и поэтому заранее предполагается, что у них нет корон. Но даже если у них по той или иной причине короны все же есть, то из формул (15.59), (15.62) и (15.64) следует, что температура  $T_c$  в критической точке, при которой возникает истечение, должна удовлетворять соотношению  $2kT_c \approx \frac{1}{2} m v_{\infty}^2$ . Принимая  $v_{\infty} \sim 3 \cdot 10^3$  км/с, находим  $T_c \sim 3 \cdot 10^7$  К. Это значение совершенно исключается ввиду а) отсутствия мягкого рентгеновского излучения у таких звезд и б) наличия линий таких ионов, как CIV, NV и SiIV (согласно наблюдениям, они возникают в газовом потоке при скоростях от  $\sim v_{\infty}/2$  до  $v_{\infty}$ ); они были бы разрушены под действием ударной ионизации при температурах, больших примерно  $3 \cdot 10^5$  К.

Необходимо, таким образом, искать другой механизм, ответственный за поддержание ветра. Люси и Соломон [404] предположили, что этот механизм состоит в прямой передаче импульса газу при поглощении излучения в сильных резонансных линиях, которые наблюдаются в ультрафиолетовой области спектра. Передача импульса происходит, когда фотоны поля изучения звезды, которое характеризуется угловым распределением, сильно вытянутым в направлении наружу, поглощаются теми или иными ионами и затем переизлучаются *изотропно*. Поскольку переизлучение происходит изотропно, оно не изменяет импульса вещества. Поэтому в результате падающее на вещество излучение передает ему направленный наружу импульс. Поглощающие ионы за счет этого ускоряются в радиальном направлении, испытывая затем столкновения со всеми другими частицами среды. В результате импульс, приобретенный теми или иными ионами, поглощающими излучение, перераспределяется между всеми атомами газа, что приводит к ускорению всего

вещества. Направленное вдоль радиуса наружу ускорение, которое испытывает газ, равно поэтому

$$g_R = (4\pi/c\rho) \int_0^\infty \chi_\nu^0 H_\nu^0 d\nu, \quad (15.126)$$

где  $\chi_\nu^0$  — объемный коэффициент поглощения, обусловленный всеми возможными причинами (поглощение в континуумах и в линиях, электронное рассеяние);  $H_\nu^0$  — падающий поток.

Направленное наружу радиативное ускорение следует сравнивать с направленным к центру ускорением силы тяжести  $g = GM/r^2$ . Если  $g$  повсюду больше  $g_R$ , то атмосфера остается в гидростатическом равновесии и не расширяется. Поэтому нам следует рассмотреть те условия, при которых  $g_R$  будет превосходить  $g$ . Для удобства обозначим

$$\Gamma = g_R/g. \quad (15.127)$$

У О-звезд в тех спектральных областях, где выходит большая часть потока излучения, непрозрачность в континууме обусловлена электронным рассеянием. Сечение томсоновского рассеяния не зависит от частоты, так что получающееся для  $\Gamma$  выражение можно записать сразу же:

$$\Gamma_e = s_e L / 4\pi c G M, \quad (15.128)$$

где  $s_e = n_e \sigma_e / \rho$  — коэффициент электронного рассеяния на единицу массы. Вспоминая результаты из упражнения 7.1, находим  $\Gamma_e \approx 2,5 \cdot 10^{-5} (L/L_\odot)(M_\odot/M)$ . Для О-звезд  $L/L_\odot \approx 10^6$ ,  $M/M_\odot \approx 60$ , так что  $\Gamma_e \approx 0,4$ . Таким образом, видно, что *одно только поглощение в континууме не способно создавать силу, которая превосходила бы силу тяжести.* (Мы увидим ниже, что для объяснения транзвукового ветра это обстоятельство очень существенно.) Поэтому, чтобы получить требуемую силу, нам надлежит обратиться к спектральным линиям.

Для больших глубин в атмосфере справедливо диффузионное приближение, и  $H_\nu \propto \chi_\nu^{-1}$  [см. формулу (2.91)]. В этом предельном случае произведение  $\chi_\nu H_\nu$ , входящее в выражение (15.126), не зависит от значения  $\chi_\nu$ , т.е. *в диффузионном пределе передача импульса газу происходит в линиях не более эффективно, чем в континууме.* Таким образом, в глубине  $\Gamma$  остается практически равным значению  $\Gamma_e$ , даваемому формулой (15.128). Напротив, на поверхности атмосферы  $H_\nu$  может быть намного больше, чем в диффузионном



режиме, так как из расположенного снизу вещества исходит очень интенсивное излучение, а поток сверху отсутствует. Чтобы оценить *максимальную* силу, которая может создаваться отдельной линией, будем считать, что в линии поглощается *неослабленное* излучение континуума, т.е.  $F_\nu = F_c = B_\nu(T_{\text{эфф}})$ . Тогда верхний предел ускорения вещества, которое вызывается поглощением в отдельной линии атома химического элемента  $k$ , находящегося в стадии ионизации  $j$  и в состоянии возбуждения  $i$ , равен

$$g_R^0 = (\pi^2 e^2 / mc^2) f_{ie} B_\nu(T_{\text{эфф}}) (n_{ijk} / N_{jk}) \times (N_{jk} / N_k) (\alpha_k X / m_H), \quad (15.129)$$

где  $n_{ijk}$  — населенность рассматриваемого уровня,  $N_{jk}$  — полное число ионов, находящихся в стадии ионизации  $j$ , во всех состояниях возбуждения,  $N_k$  — полное число всех атомов и ионов химического элемента  $k$ ,  $\alpha_k$  — содержание элемента  $k$  по отношению к водороду и  $X$  — доля водорода по массе в веществе звезды. Люси и Соломон рассмотрели линию CIV  $\lambda$  1548 Å. Принимая  $f = 0,2$ ,  $T_{\text{эфф}} = 25000$  К (чтобы максимизировать  $B_\nu$ ),  $\alpha_C = 3 \cdot 10^{-4}$ ,  $X = 1$  и  $n_{ijC} / N_{jC} = 1$ , они нашли

$$\lg(g_R^0)_{\lambda 1548} = 5,47 + \lg(N_{jC} / N_C). \quad (15.130)$$

Для типичного О-сверхгиганта  $\lg g \approx 3$ . Поэтому верхняя оценка силы, обусловленной поглощением в одной только этой линии (получающаяся при  $N_{jC} / N_C = 1$ ), *превышает силу тяжести в 300 раз*.

Разумеется, только что полученная оценка является лишь (намеренно) грубым верхним пределом, так как атомы углерода в фотосфере звезды порождают линию поглощения, в которой  $F_\nu \ll F_c$ . Чтобы учесть это, Люси и Соломон приближенно решили уравнение переноса и нашли, что выше некоторого критического уровня в атмосфере радиативная сила, вычисленная по формуле (15.126) для линии CIV  $\lambda$  1548 Å, по-прежнему превышает силу тяжести. (Интересно, что аналогичные результаты были получены и при расчете стандартных плоскопараллельных статических моделей атмосфер [7], [298]. Для звезд ранних типов радиативная сила за счет поглощения в реалистическом линейчатом спектре на поверхности атмосферы оказалась превышающей силу тяжести. Однако с позиции построения моделей это было сочтено «нефизическим», и при расчетах были приняты меры, чтобы *избавиться* от этого!) Итак, заключаем, что для О-звезд силы, которые получают, если считать атмосферу неподвижной, несовместимы с этим предположением. *Следовательно, гидростатическое равновесие в самых верхних слоях невозможно, и должно происходить истечение вещества наружу.*

Когда самый верхний слой приходит в движение, линии вследствие эффекта Доплера смещаются относительно их положений в неподвижной атмосфере и в них начинает поглощаться интенсивное излучение соседних участков континуума. Это повышает темп передачи импульса веществу, а следовательно, увеличивает ускорение. Нижележащие слои должны расширяться, чтобы заполнить области, где из-за ускорения верхних слоев возникает разрежение. Кроме того, в этих более глубоких слоях линии становятся ненасыщенными (так как в верхних слоях линии поглощения смещены из-за эффекта Доплера). Поэтому на эти внутренние слои также начинает действовать радиативная сила, превышающая силу тяжести. В результате может начаться истечение. Остается показать, что а) *скорость* потери массы, обусловленной этим эффектом, значительна и б) что изменение радиативной силы с глубиной *согласуется* с трансзвуковым течением. Рассмотрим сначала последний вопрос.

Чтобы получилось трансзвуковое течение, в критической точке должны выполняться определенные условия [408], [132], как в и случае коронального ветра. Для установившегося течения закон сохранения массы выражается соотношением (15.16), а уравнение движения (15.103) с учетом формулы (15.127) можно записать в виде

$$v dv/dr + \rho^{-1} dp/dr = -G\mathcal{M}(1 - \Gamma)/r^2. \quad (15.131)$$

Здесь считается, что  $\Gamma$  есть некоторая заданная функция расстояния от центра  $r$ . Давление можно выразить через плотность и изотермическую скорость звука  $a$  следующим образом [см. формулу (15.37)]:  $p = a^2\rho$ . Считается, что  $a$  — функция расстояния от центра  $r$ . Тогда, пользуясь уравнением неразрывности (15.14), находим

$$\rho^{-1} dp/dr = da^2/dr - 2a^2/r - (a^2/v)dv/dr. \quad (15.132)$$

Подставляя (15.132) в уравнение (15.131), получаем

$$\frac{1}{2} (1 - a^2/v^2)dv^2/dr = 2a^2/r - da^2/dr - G\mathcal{M}(1 - \Gamma)/r^2. \quad (15.133)$$

Предположим для простоты, что оболочка изотермична (это хорошее приближение), так что член  $da^2/dr$  можно отбросить. Тогда ясно, что, если мы хотим получить плавный переход от дозвукового течения при малых  $r$  к сверхзвуковому течению при больших  $r$ , правая часть уравнения (15.133) должна 1) *обращаться в нуль* на том критическом расстоянии  $r = r_c$ , где  $v = a$ , 2) быть *отрицательной* при  $r < r_c$  и 3) быть *положительной* при  $r > r_c$ . Указанное условие при  $r < r_c$  может выполняться, только если  $\Gamma < 1$  в этой области,

т.е. в области дозвукового течения радиативная сила должна быть *меньше* силы тяжести. Если  $\Gamma > 1$  повсюду (что означает неустойчивость *всей звезды*), то трансзвуковое течение становится *невозможным* и имеется либо течение, которое с самого начала является *дозвуковым*, причем оно происходит с *замедлением*, либо же имеется *сверхзвуковое* течение, происходящее с *ускорением*. В трансзвуковых течениях значение  $\Gamma$  может при  $r > r_c$  стать сколь угодно большим. Оказывается, что чем оно больше, тем больше импульс, сообщаемый газу, и тем больше будет  $dv/dr$ . Это, конечно, представляет большой интерес для изучения ветра у звезд ранних типов, поскольку мы видели, что значение  $\Gamma$  может стать очень большим в области сверхзвукового течения, где линии достаточно смещены относительно их стационарных положений, чтобы в них происходило поглощение излучения континуума. Именно эти большие значения  $\Gamma$  и приводят к тем большим значениям  $v_\infty$ , которые наблюдаются. Поскольку там, где  $\Gamma$  больше единицы, течение уже является сверхзвуковым, информация о сообщаемом импульсе не может распространяться назад против течения и на течении в самой критической точке практически не сказывается.

Важно понимать, что сила, возникающая вследствие поглощения излучения континуума и спектральных линий, обладает в точности теми (описанными выше) свойствами, которые необходимы, чтобы возникал нужный нам трансзвуковой ветер. Именно, внутри звезды, где справедливо диффузионное приближение, значение  $\Gamma$  меньше единицы; оно приближается к единице по мере того, как линии делаются ненасыщенными, становится больше единицы, когда среда делается оптически тонкой в линиях, и достигает очень больших значений, когда линии смещаются в континуум. В дальнейшем будет найдено, что в хорошем приближении эта сила пропорциональна некоторой степени градиента скорости. Эта зависимость позволяет силе и вызываемому ею течению так подстраиваться друг к другу, что может получиться стационарный трансзвуковой ветер.

Прежде чем покончить с вопросом о том, как устанавливается течение, сто́ит сказать несколько слов о некоторых других моментах, обсуждавшихся в литературе. Касинелли и Кастор [132] исследовали задачу о подводе энергии к оптически тонкому течению, поглощающему только в континууме. Они пришли к нескольким важным выводам. а) Течение *может* порождаться за счет нагрева газа излучением вблизи критической точки, обусловленного процессами *истинного поглощения*. Такой механизм приводит к накачке энер-

гии в обширной области, аналогичной солнечной короне, причем излучение играет здесь такую же роль, какую при корональных температурах играет теплопроводность. Было указано, что член  $E_0$  в соотношении (15.124) близ звезды отрицателен, но на больших расстояниях при конечных значениях  $v_\infty$  должен становиться положительным. Высказывалось утверждение, что такое поведение обусловлено характером полного подвода энергии за счет поглощения ( $q_R$ ) и был сделан вывод, что истинное поглощение необходимо для перехода дозвукового течения в сверхзвуковое. Этот вывод является, однако, слишком жестким [307], так как из соотношения (15.124) ясно, что, хотя соответствующий подвод тепловой энергии и может породить течение, не менее эффективно это может быть сделано за счет работы, совершаемой радиативными силами. По существу, именно за счет совершения этой работы порождается ветер, рассматривавшийся в расчетах Люси и Соломона (они считали, что в линиях происходит консервативное *рассеяние*, так что  $q_R = 0$ ), а также ветер, обсуждаемый ниже в этом разделе. б) Если механизм, порождающим ветер, является истинное поглощение, то он имеется практически у каждой звезды раннего типа, но в большинстве случаев звуковая точка расположена настолько далеко от поверхности звезды, что поток массы очень незначителен (в области дозвукового течения падение плотности происходит практически с гидростатической шкалой высот). Заметный ветер возникает, только если принять нереалистически большие значения коэффициента поглощения и параметра  $\Gamma$  (который считается постоянным). Эти трудности полностью отпадают, если используется реалистическое описание радиативной силы, обусловленной поглощением в линиях (см. ниже). в) Время, необходимое для радиативного нагрева или охлаждения вещества, мало по сравнению со временем, за которое элемент среды проходит расстояние, равное шкале высот по плотности. Поэтому баланс энергии с высокой точностью выражается условием лучистого равновесия. Этот результат используется в моделях, которые описываются ниже.

Первые удачные модели порождаемого излучением ветра у О-звезд были построены Люси и Соломоном [404]. Они считали, что 1) геометрия *плоская* (достаточно хорошее допущение для описания течения в дозвуковой области), 2) температура постоянна, 3) ионизационное равновесие описывается формулой (5.46) с  $W = 1/2$  и  $T_c$  и  $T_e$ , равными  $0,7 T_{\text{эфф}}$  (эффективная температура относится к модели фотосферы), и 4) радиативная сила определяется поглощением в резонансных линиях всего нескольких ионов (CIII, CIV,

NIII, NV, SiIV, SIII, SIV и S VI). Уравнение движения бралось в виде

$$\frac{1}{2} [1 - (a/v)^2] dv^2/dr = -g_{\text{эфф}}, \quad (15.134)$$

где  $g_{\text{эфф}} = g - g_{R,l}$ , причем  $g = g - \pi F s_e/c$  (таким образом учитывается радиативная сила, обусловленная электронным рассеянием) и  $g_{R,l}$  — радиативная сила, обусловленная линиями. При расчете  $g_{R,l}$  принималось, что в линиях происходит чистое рассеяние приходящего снизу фотосферного излучения с интенсивностью

$$I_\nu(0, \mu) = \sigma B_\nu(T_{\text{эфф}})/[\sigma + \chi_\nu(\nu)], \quad (15.135)$$

где  $\sigma = n_e \sigma_e$  — объемный коэффициент электронного рассеяния. Формула (15.135) приближенно описывает частотную зависимость излучения, выходящего в линии, которая образуется в фотосфере при чистом рассеянии. При расчете интенсивности в более высоких слоях оболочки переизлучение не учитывалось, поскольку в среднем оно не дает вклада в силу, с которой излучение действует на вещество. В этом случае  $I_\nu(\tau_\nu)$  убывает экспоненциально, и можно написать  $I_\nu(\tau_\nu) = I_\nu(0) \exp(-\tau_\nu/\mu)$ , где  $\tau_\nu$  — оптическое расстояние на частоте  $\nu$  от основания оболочки до рассматриваемой точки с учетом доплеровского смещения профиля поглощения вдоль луча. Тогда

$$g_{R,l} = (2\pi/c\rho) \sum_l \int_0^1 d\mu \int_0^\infty \chi_\nu(\nu) I_\nu(0) \mu e^{-\tau_\nu/\mu} d\nu, \quad (15.136)$$

где суммирование распространяется на все линии.

Плотность  $\rho_0$  у основания оболочки берется по модели атмосферы. Затем выбирается пробное значение скорости  $v_0$ . Тем самым фиксируется поток массы  $J = \rho_0 v_0$ . Величина потока массы является собственным значением задачи. Если выбрано слишком большое значение, то в звуковой точке, где  $v = a$ , радиативная сила будет слишком малой [в сущности из-за того, что  $\tau_\nu$  в формуле (15.136) будет слишком большим]. Поэтому  $g_{\text{эфф}} > 0$ , что делает непрерывный переход к сверхзвуковому течению невозможным. Аналогично если взято слишком малое  $J$ , то  $g_{\text{эфф}}$  в звуковой точке будет меньше нуля. Условие  $g_{\text{эфф}} = 0$  будет выполняться, и околосвуковое течение окажется возможным, только если взято в точности верное значение  $J$ . Таким путем было получено большое число решений, соответствующих различным значениям параметров звезды. Было найдено, что они дают скорость потери массы порядка  $10^{-8} M_\odot/\text{год}$  или менее, что примерно в 100 раз меньше наблюдаемых значе-

ний. В то же время конечные скорости получаются приемлемыми:  $v_\infty \approx 3300$  км/с.

Рассмотрим теперь вопрос о том, насколько большой поток массы может поддерживаться излучением звезды. Предположим, что спектр содержит большое число линий, каждая из которых полностью отбирает импульс от поглощаемого в ней излучения. Пусть в результате вещество ускоряется от  $v = 0$  до  $v = v_\infty$ , так что линия с центральной частотой  $\nu_i$  размывается по участку спектра шириной  $\Delta\nu_i = \nu_i v/c$ . Тогда максимальную скорость потери массы, которая может при этом возникнуть, мы получим, приравняв поток импульса вещества потоку импульса излучения, поглощаемого в линиях (т.е. считая эффективность передачи импульса сто-процентной), что дает

$$\dot{M} v_\infty = (4\pi r^2/c) \sum_i F(\nu_i) \Delta\nu_i, \quad (15.137)$$

где суммирование распространяется на все линии. Люси и Соломон полагали, что величина суммы определяется вкладом всего от одной линии, расположенной вблизи максимума частотного распределения потока, откуда

$$\dot{M} v_\infty = (4\pi^2 r^2/c^2) F_{\max} (\nu_{\max} v_\infty/c)$$

или

$$\dot{M} = (4\pi^2 r^2/c^2) F_{\max} \nu_{\max} \approx (4\pi^2 r^2/c^2) F = L/c^2,$$

где  $F$  — интегральный поток и  $L$  — светимость звезды. Это дает  $\dot{M} = 7 \cdot 10^{-14} (L/L_\odot) \mathcal{M}_\odot$  в год, или около  $7 \cdot 10^{-8} \mathcal{M}_\odot$  в год при  $L = 10^6 L_\odot$ . Люси и Соломон считали, что этим определяется *верхний предел* скорости потери массы. На самом деле это ближе к *нижнему пределу* [627], поскольку, по существу, эта оценка получена в предположении, что вещество ускоряется (формально) до скорости света за счет поглощения всего в одной линии, которая перемещается вдоль всего спектра. Лучшую оценку мы получим [132], заменив в формуле (15.137)  $4\pi r^2 \sum F(\nu_i) \Delta\nu_i$  на  $L$ . Поэтому

$$\dot{M} \leq L/v_\infty c = 7 \cdot 10^{-12} (L/L_\odot) (3000/v_\infty) \mathcal{M}_\odot/\text{год}, \quad (15.138)$$

причем  $v_\infty$  берется в км/с. При  $L = 10^6 L_\odot$  и  $v_\infty = 3000$  км/с находим  $\dot{M} = 7 \cdot 10^{-6} \mathcal{M}_\odot$  в год, что совпадает со значением, полученным из наблюдений для  $\zeta$  Pup. Этот результат получен в предположении, что импульс, которым обладают фотоны звезды, *целиком* передается теряемому звездой веществу при одном рассеянии. На

самом же деле при этом веществу будет передаваться только некоторая доля импульса  $\varepsilon$ . Однако наблюдения указывают на то, что значение  $\varepsilon$  может быть достаточно большим и достигать 0,5. Таким образом, требуемую скорость потери массы, по-видимому, можно получить, если (и только если) учитывать при вычислении  $g_R$  достаточно большое число линий (см. также обсуждение в [145]). Еще бóльшую верхнюю оценку  $\dot{M}$  можно получить, если учесть, что часть фотонов может рассеиваться в оболочке *множественно*, перемещаясь при этом взад и вперед между областями, расположенными по разные стороны от центральной звезды. Количественных оценок роли этого эффекта пока нет.

#### ВЕТЕР У Of-ЗВЕЗД, ПОРОЖДАЕМЫЙ ПОГЛОЩЕНИЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ В ЛИНИЯХ

Самой полной и внутренне согласованной теорией звездного ветра, порождаемого излучением, является в настоящее время теория Кастора, Аббота и Клейна [138], [145]. Используемые в ней значения физических параметров делают эту теорию применимой к звездам типа Of. Предполагается, что течение стационарно и сферически-симметрично. Газ трактуется как одножидкостная система. Теплопроводность и вязкость не учитываются. Считается, что приобретение импульса газом от поля излучения при поглощении излучения в спектральных линиях происходит согласно некоторому конкретному степенному закону, который обсуждается ниже.

Использование одножидкостного приближения можно обосновать [145], сравнив скорость течения со скоростью дрейфа ионов, получающих импульс от излучения, относительно других ионов, с которыми они испытывают кулоновские столкновения. При характерной электронной концентрации  $n_e \sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$  и температуре  $T = 40000 \text{ К}$  скорость дрейфа ионов  $\text{C}^{+3}$  оказывается равной 0,7 км/с, что для среды со скоростью течения в 1000 км/с явно пренебрежимо мало. Поглощение в линиях всех химических элементов приводит к близким скоростям дрейфа. Это указывает на отсутствие систематического разделения элементов и свидетельствует о законности одножидкостного описания. Чтобы обосновать возможность пренебрежения вязкостью, нужно вычислить число Рейнольдса  $\mathcal{R} = vl/\nu$ , где  $l$  — характерный размер течения жидкости плотности  $\rho$  и кинематической вязкости  $\nu$ , происходящего со скоростью  $v$ . По существу, число Рейнольдса представляет собой отношение силы инерции к силе внутреннего трения [490], стр. 19; [385], стр. 62. При очень больших значениях  $\mathcal{R}$  жидкость можно рас-

смаатривать как вязкую. Для ветра у Of-звезд, согласно расчетам, минимальное значение  $\mathcal{R}$  оказывается порядка  $10^{10}$  [145]. Этим доказывается, что вязкостью можно пренебречь. Наконец, поскольку температура вещества не очень высока, теплопроводность его мала. Поскольку же поток массы велик (в  $10^8$  раз больше, чем в солнечном ветре), оказывается [145], что поток тепла за счет теплопроводности примерно на восемь порядков меньше потока тепла, переносимого течением, а значит, им можно пренебречь.

Рассмотрим теперь, как вычисляется сила, с которой излучение действует на вещество. Существенным моментом при этом является учет насыщения линий, необходимый для правильного описания перехода между предельными случаями оптически толстой и оптически тонкой среды. Эта задача была подробно рассмотрена Кастором [137]. Его анализ привел к простому результату. Мы приведем эвристические соображения, которые отражают суть физической картины. Предположим, что поглощение в линиях происходит лишь в некотором слое, лежащем над фотосферой. Пусть поток излучения континуума, падающий снизу, равен  $\pi F_c$ . Представим приближенно импульс, приобретаемый веществом (в расчете на единицу массы) от *неослабленного* континуума за счет поглощения в линии с коэффициентом поглощения  $\chi_l$  и шириной  $\Delta\nu_D$ , в виде  $g_{R,l}(0) = \pi F_c \chi_l \Delta\nu_D / c\rho$ . Чтобы учесть ослабление, заметим, что поскольку ищется лишь полный приобретаемый веществом импульс, то переизлучением, которое предполагается изотропным, можно пренебречь. В этом случае падающий поток убывает как  $\exp(-\tau_l)$ , где  $\tau_l$  — оптическая глубина в линии, найденная с учетом доплеровского смещения. Таким образом, средняя скорость подвода импульса к слою составляет

$$\tau_l \langle g_{R,l} \rangle = g_{R,l}(0) \int_0^{\tau_l} e^{-\tau'} d\tau' \quad (15.139)$$

или

$$\langle g_{R,l} \rangle = (\pi F_c \chi_l \Delta\nu_D / c\rho) (1 - \exp(-\tau_l) / \tau_l). \quad (15.140)$$

В работе Кастора, Аббота и Клейна множитель  $(1 - \exp(-\tau_l) / \tau_l)$  заменяется на  $\min(1, \tau_l^{-1})$ , что обеспечивает достаточно хорошее приближение.

Для некоторой заданной частоты, измеренной в *системе отсчета наблюдателя*, эффективная оптическая толщина  $\tau_l$  будет определяться либо а) количеством вещества в слое, где образуется линия



(если среда неподвижна); в этом случае

$$\tau_l = \int_R^{\infty} \chi_l dr, \quad (15.141a)$$

где  $R$  — радиус фотосферы, либо б) градиентом скорости *в движущейся среде* (который приводит к доплеровскому смещению линии относительно ее статического положения); в этом случае

$$\tau_l \approx \chi_l v_{\text{тепл}} (dv/dr)^{-1}, \quad (15.141б)$$

где  $v_{\text{тепл}}$  — тепловая скорость поглощающих атомов. Формула (15.141б) находится из соображений, аналогичных тем, которые использовались при выводе приближения Соболева, и представляет собой аналог формул (14.61) и (14.62) для плоской геометрии.

Удобнее иметь шкалу глубин, которая не зависит от силы линии. Введем поэтому эквивалентную электронную оптическую толщину  $t = \tau_l/\beta_l$ , где  $\beta_l = \chi_l/\sigma$ . Для расширяющейся атмосферы она оказывается равной

$$t = \sigma v_{\text{тепл}} (dv/dr)^{-1}. \quad (15.142)$$

Мы будем применять формулу (15.142) для всей области ветра, несмотря на то, что в фотосфере звезды она становится неприменимой. Это возможно потому, что радиативная сила, обусловленная поглощением в линиях, оказывается там заведомо пренебрежимо малой. Полная сила, обусловленная поглощением в линиях, получается суммированием выражений (15.140) по всем линиям. Ее можно записать в виде

$$g_{R,l} = (\pi F \sigma / c \rho) M(t) = (s_e L / 4 \pi c r^2) M(t), \quad (15.143)$$

где

$$M(t) = F^{-1} \sum_l F_c(\nu) \Delta \nu_{D,l} \min(\beta_l, t^{-1}) \quad (15.144)$$

называется *фактором светового давления*. Вычисление радиативной силы сводится, таким образом, к определению величины  $M(t)$ , являющейся функцией одного параметра  $t$ .

Кастор, Аббот и Клейн рассчитали  $M(t)$  в предположении, что линейчатый спектр совпадает со спектром иона С III (для которого имеются обширные таблицы сил осцилляторов  $f$ ), приняв полное содержание  $S^{++}$  по отношению к водороду равным  $10^{-3}$  (что соответствует полному содержанию С, N и O вместе взятых). Населенности уровней рассчитывались в предположении об ЛТР. Хотя эти

предположения представляются довольно грубыми, результаты несомненно являются качественно верными. Оказалось, что численные значения  $M(t)$  хорошо представляются формулой  $Mv(t) = kt^{-\alpha}$  с  $k \approx 1/30$  и  $\alpha = 0,7$ . В более поздней работе [145] учитываются все элементы от H до Ni и допускается, что параметры  $k$  и  $\alpha$  могут зависеть от физических переменных (однако эти уточнения рассматриваться здесь более подробно не будут). Пользуясь (15.142), (15.143) и формулой для  $M(t)$ , находим окончательно

$$g_{R,l} = \frac{s_e L k}{4\pi c r^2} \left( \frac{1}{\sigma v_{\text{тепл}}} \frac{dv}{dr} \right)^\alpha = \frac{C}{r^2} \left( r^2 v \frac{dv}{dr} \right)^\alpha, \quad (15.145)$$

причем мы воспользовались также уравнением неразрывности. Постоянная  $C$  равна

$$C = (s_e L k / 4\pi c) [4\pi / (s_e v_{\text{тепл}} \mathcal{M})]^\alpha. \quad (15.146)$$

Если для описания вклада линий в радиативную силу использовать выражение (15.145), то уравнение движения (15.133) принимает вид

$$\frac{1}{2} \left( 1 - \frac{a^2}{v^2} \right) \frac{dv^2}{dr} = \frac{2a^2}{r} - \frac{da^2}{dr} - \frac{G\mathcal{M}(1 - \Gamma_e)}{r^2} + \frac{C}{r^2} \left( r^2 v \frac{dv}{dr} \right)^\alpha. \quad (15.147)$$

Если ввести новые переменные  $w = v^2/2$  и  $u = -1/r$ , уравнение (15.147) переходит в следующее:

$$F(u, w, w') \equiv \left( 1 - \frac{1}{2} a^2 w^{-1} \right) w' - h(u) - C(w')^\alpha = 0, \quad (15.148)$$

где  $w' = dw/du$  и

$$h(u) = -G\mathcal{M}(1 - \Gamma_e) - 2a^2 u^{-1} - da^2/du. \quad (15.149)$$

Уравнение (15.147) [как и уравнение (15.148)] имеет особую точку, в которой решения обрываются, «заостряются» или характеризуются какими-либо другими нарушениями непрерывности. Эта точка не есть звуковая точка. В звуковой точке, где  $v = a$ , левая часть уравнения (15.147), как легко видеть, обращается в нуль за счет соответствующего выбора производной  $dv/dr$ , которая не должна обязательно быть ни бесконечной, ни разрывной. Это отличие от стандартной теории коронального ветра возникает из-за того, что в данном случае сила зависит не только от  $r$ , но и от  $dv/dr$ . Исследование поведения решений вблизи критической точки является более сложным, чем в случае теории, излагаемой в § 15.2, так как уравнение (15.147) нелинейно по  $dv/dr$ . Детальное исследование показывает [138], что геометрическое место особых точек опреде-

ляется уравнением

$$\partial F(u, w, w')/\partial w' = 1 - \frac{1}{2} a^2 w^{-1} - \alpha C(w')^{\alpha-1} = 0. \quad (15.150)$$

Однако не любая из точек этого геометрического места дает допустимое решение. Если потребовать, чтобы производная  $w'$  была непрерывной, то должно выполняться дополнительное условие

$$\partial F/\partial u + w' \partial F/\partial w = 0. \quad (15.151)$$

Уравнения (15.148), (15.150) и (15.151) определяют  $u$ ,  $w$  и  $w'$ , если задано  $C$ , или же  $w$ .  $w'$  и  $C$ , если задано  $u$ . Далее, удастся получить аналитические выражения для скорости потери массы и законов изменения скорости и ускорения  $dv/dr$ . В пределе  $v \gg a$  они имеют весьма простой вид:

$$\dot{M} = \frac{4\pi G \mathcal{M}}{s_e v_{\text{тепл}}} \alpha \left( \frac{1 - \alpha}{1 - \Gamma_e} \right)^{(1-\alpha)/\alpha} (k\Gamma_e)^{1/\alpha}, \quad (15.152)$$

$$v^2 = [2G\mathcal{M}(1 - \Gamma_e)\alpha/(1 - \alpha)](1/r_s - 1/r) \quad (15.153)$$

и

$$r_c/r_s = 1 + \left\{ -\frac{1}{2}n + \left[ \frac{1}{4}n^2 + 4 - 2n(n+1) \right]^{1/2} \right\}^{-1}, \quad (15.154)$$

где  $r_s$  — расстояние до звуковой точки  $v = a$  (практически равное радиусу фотосферы  $R$ ) и  $r_c$  — расстояние до критической точки. Выражение (15.154) найдено в предположении, что  $T \propto r^{-n}$ . Правдоподобные значения  $n$  заключены между 0 (изотермический случай) и 1/2 (лучистое равновесие), откуда следует, что  $1,5 \leq r_c/r_s \leq 1,74$ .

Модель звезды определяется набором параметров  $L$ ,  $\mathcal{M}$  и  $R$ , а также заданием вида зависимости  $T(r)$  [или  $a^2(r)$ ]. Скорость потери массы определяется почти исключительно значениями  $\mathcal{M}$  и  $L$  (входящими через  $\Gamma_e$ ). В  $v_{\text{тепл}}$  входит также характерная температура  $T_{\text{эфф}}$ . На практике для определения модели сначала по формуле (15.154) с  $r_s = R$  получают предварительную оценку значения  $r_c$ . Затем уравнение (15.147) решается численно и рассчитывается точная зависимость между геометрическим и оптическим расстояниями. Величину  $r_c$  варьируют затем до тех пор, пока для оптической глубины на уровне фотосферы при  $r = R$  не будет получено приемлемое значение ( $\approx 2/3$ ). Построив динамическую модель, можно использовать даваемое ею распределение плотности в программе, по которой рассчитывается сферическая модель атмосферы, и перестроить распределение температуры таким образом, чтобы добиться

выполнения условия лучистого равновесия. Это новое распределение температуры используется затем для построения новой динамической модели, и процесс повторяется. На деле динамика атмосферы, а следовательно, скорость, распределение плотности и скорость потери массы нечувствительны к распределению температуры, и поэтому итерации сходятся быстро.

Кастор, Аббот и Клейн опубликовали [138] решение для значений параметров, соответствующих звезде типа O5:  $M = 60 M_{\odot}$ ,  $L = 9,7 \cdot 10^5 L_{\odot}$ ,  $R = 9,6 \cdot 10^{11}$  см =  $13,8 R_{\odot}$ ,  $T_{\text{эфф}} = 49\,300$  К,  $\lg g = 3,94$ ,  $\Gamma_e = 0,4$ . Полученная в результате скорость потери массы составляет  $\dot{M} = 6,6 \cdot 10^{-6} M_{\odot}$  в год. Такое значение характерно для звезд, подобных  $\zeta$  Pup. Конечная скорость  $v_{\infty}$ , приобретаемая газом, равна 1500 км/с, так что  $\dot{M} \approx \frac{1}{2} (L/v_{\infty}c)$ , откуда видно, что около половины импульса, которым первоначально обладало излучение, передается веществу. Кроме того, около половины потока в континууме оказывается заблокированным за счет поглощения в линиях. Это значение хорошо согласуется с наблюдениями [304]. Стандартная теория звездной эволюции [606] дает для звезды указанной массы время жизни на главной последовательности около  $3 \cdot 10^6$  лет, откуда следует, что полная потеря массы составляет около 1/3 первоначальной массы. Таким образом, оказывается, что у этих звезд звездный ветер должен весьма существенно влиять на их эволюцию.

Распределения плотности и скорости в описанной выше модели приведены на рис. 15.5 и 15.6. Буквами  $P$ ,  $S$  и  $C$  отмечены соответственно фотосфера, звуковая и критическая точки. Поразительной особенностью решения является характерная структура распределения плотности, позволяющая выделить ядро и гало: в дозвуковой области модель имеет почти гидростатический градиент плотности, тогда как за критической точкой  $\rho \propto r^{-2}$ . В пределах сферы радиуса  $r_c$  модель, по существу, плоская. Подъем скорости при  $r > r_c$  происходит резко, причем теоретический градиент намного больше градиентов, найденных из наблюдений для нескольких Of-звезд [326], [327]. Однако эти эмпирические исследования не очень точны, и настоятельно требуется провести намного более точное исследование. Распределение скорости является, разумеется, фундаментальной характеристикой динамики оболочки, и его эмпирическое определение несомненно оправдывает любые усилия, необходимые для получения точных результатов.

Изменение фактора светового давления с  $r$  показано на

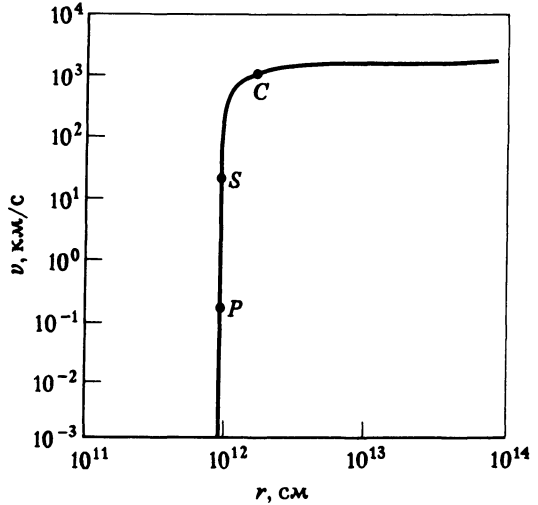


Рис. 15.5. Зависимость скорости от радиуса для модели ветра у звезды типа Of. (По [138], с разрешения.)

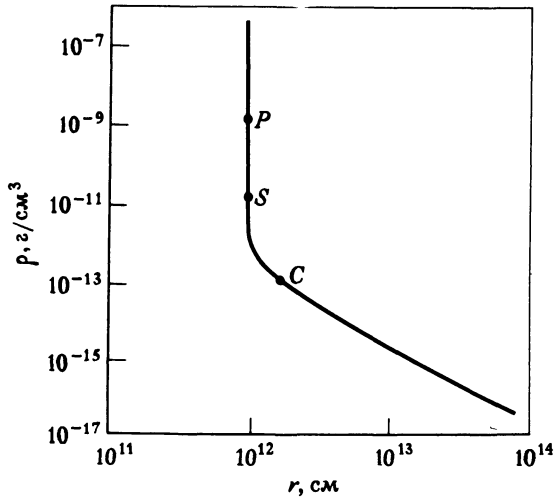


Рис. 15.6. Зависимость плотности от радиуса для модели ветра у звезды типа Of. (По [138], с разрешения.)

рис. 15.7. Из него видно, что во внешней части оболочки  $M \approx 5$ , откуда следует, что радиативная сила, возникающая за счет рассеяния в линиях, превышает силу тяжести примерно вдвое. Добавив сюда ускорение за счет электронного рассеяния (и вычтя ускорение силы тяжести), найдем, что вещество испытывает направленное *наружу* ускорение, превышающее ускорение силы тяжести примерно в 1,4 раза.

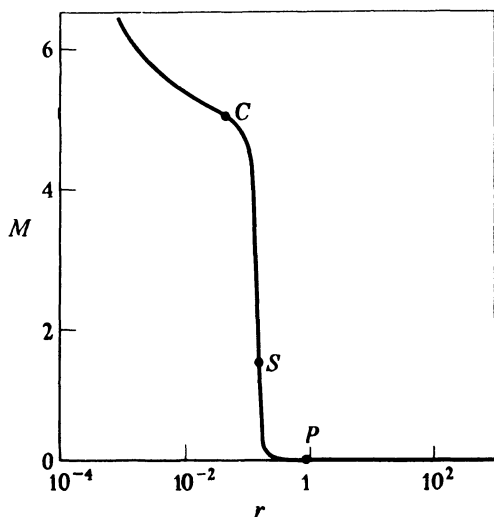


Рис. 15.7. Изменение фактора светового давления  $M$  с оптической глубиной в континууме для модели ветра у звезды типа Of. (По [138], с разрешения.)

Относительное распределение выходящего излучения по частотам для описанной модели, учитывающей ветер, почти тождественно распределению для *плоскопараллельной* статической модели с  $T_{\text{эфф}} \approx 50000$  К. Однако внешняя оболочка имеет оптическую толщину по электронному рассеянию, равную примерно 0,16, и наличие этого слоя, который рассеивает консервативно и поэтому не влияет на относительное распределение энергии, приводит к некоторому увеличению наблюдаемого радиуса звезды (измеряемого интерферометрически), а потому — к уменьшению *абсолютного* потока. Критическое рассмотрение [304] данных как по видимой, так и по ультрафиолетовой области спектра  $\zeta$ Pup (при учете межзвездного покраснения и покровного эффекта) показывает, что если и наблюдательные данные, и теоретические модели брать на самом пределе, то удастся добиться согласия с моделью Кастора — Аббота — Клейна. Более ранние исследования указывали на необходимость учета эффектов, обусловленных протяженностью и сферической симметрией атмосферы, чтобы добиться согласия с наблюдаемым распределением энергии.

Наконец, расчет профилей линий  $H_{\alpha}$  и  $\text{HeII } \lambda 4686 \text{ \AA}$  по модели, учитывающей ветер, дает профили, форма которых похожа на наблюдаемую, причем интенсивность эмиссии и величина красных смещений качественно согласуются с типичными значениями, измеренными у Of-звезд. Эти сопоставления нуждаются в улучшении на основе более точных расчетов. В целом модель Кастора — Аббо-

та — Клейна, по-видимому, вполне удовлетворительно описывает основные особенности динамики атмосфер Of-звезд. Однако многие вопросы остаются открытыми.

#### ПЕРЕДНИЙ КРАЙ ИССЛЕДОВАНИЙ

Теория ветра, порождаемого излучением, находится на начальной стадии развития, и многие интересные и служащие вызовом для исследователей проблемы остаются еще не решенными. Если оставаться в рамках теории Кастора — Аббота — Клейна, более точные и надежные результаты можно будет получить за счет использования более точного закона изменения силы, учитывающего влияние всего спектра, более реалистичного учета состояния ионизации и возбуждения и лучшего описания процесса переноса излучения (которое учитывало бы, что фотон, рассеянный в одной точке атмосферы, может затем испытать взаимодействие с веществом в другой точке).

Более трудная проблема связана с вопросом о том, каким образом правильно учитывать уравнение энергии и определять температурную структуру течения. Для объяснения наблюдений линий O VI [533], описанных ранее в этом разделе (при допущении, что имеется только ударная ионизация, — предположение, которое нуждается в дополнительном обосновании), требуются температуры порядка  $2 \cdot 10^5$  К, что намного больше тех температур, которые может обеспечить излучение. Это наводит на мысль, что, возможно, имеет место подвод механической энергии, который приводит к образованию (сравнительно холодной) короны. Механизмы, вызывающие возникновение потока механической энергии (который, вероятно, диссипирует, нагревая внешние слои), были предложены в [289], [290], [404], однако в их нынешнем виде они не являются вполне удовлетворительными. Если бы течение становилось *турбулентным* (см. ниже), то диссипация энергии и нагрев могли бы происходить. Поскольку  $\rho v^2 \gg kT$ , даже при относительно низкой эффективности преобразования энергии течения в тепло этот процесс мог бы сильно влиять на температуру. Тем не менее следует подчеркнуть, что хотя имеющиеся модели и не позволяют надежно находить температурную структуру, *динамика* течения останется практически неизменной при  $T \leq 3 \cdot 10^7$  К (значение, которое, видимо, полностью исключается наблюдениями), *если* только выделение энергии *не* приведет к изменению топологии решения (например, из-за появления дополнительных критических точек

[307]) и за счет этого — к изменению даже качественного поведения решения. Все эти возможности ожидают дальнейшего исследования.

Одна из проблем, с которой в конце концов придется иметь дело моделям со структурой «ядро + гало», состоит в том, что найдены наблюдательные указания на эффекты, обусловленные протяженностью атмосферы, в распределении энергии в *континууме* у *наиболее крайних* представителей Of-звезд [367], [466]. Если удастся показать, что ошибок в наблюдениях и в их обработке (например, в учете межзвездного покраснения) нет, то придется искать пути к построению моделей с более плавным нарастанием скорости. Для звезд WR без таких моделей, по-видимому, не обойтись, так как критический анализ [304] распределения энергии у HD 50896 (WN 5) совершенно определенно указывает на наличие протяженной области дозвукового течения. Был построен ряд моделей такого типа [133], но в них принимались специально подобранные к случаю априорные законы изменения силы. Нужна еще большая работа, прежде чем эти модели можно будет признать удовлетворительными.

Хотя во всех теоретических моделях ветра, порождаемого излучением, течение считается стационарным, имеются достаточно убедительные доказательства того, что спектр (а значит, и ветер) у Of-звезд изменяется со временем. Обнаружены изменения с весьма различными характерными временами [176], [536]. По-видимому, практически все сверхгиганты ранних типов с эмиссионными линиями являются спектральными переменными [537]. В нескольких случаях наблюдались [173] очень необычные спектры с появляющимися на какое-то время линиями, имеющими *обращенные* профили типа Р Лебеда (что, по-видимому, указывает на имеющееся по временам *втекание* вещества в звезду). Если характерное время изменений велико по сравнению со временем, за которое элемент жидкости проходит расстояние от фотосферы до критической точки, то тогда, очевидно, течение можно рассматривать как последовательность квазистационарных состояний, каждое из которых хорошо аппроксимируется установившимся течением. Единственная проблема, которая здесь остается, — понять механизм, ответственный за переменность. С другой стороны, если бы из наблюдений были получены очень короткие характерные времена, то потребовалось бы рассмотрение с полным учетом нестационарности, что сделало бы задачу неизмеримо более трудной.

Хотя предположение о сферической симметрии ветра является разумным начальным приближением, оно, возможно, недостаточ-



но для описания течения у некоторых звезд. В частности, если звезда быстро вращается, то центробежные силы могут заметно снижать эффективную силу тяжести на поверхности, доводя ее до величины, едва превышающей радиативную силу за счет поглощения в одном только континууме. Это может вызывать усиление потери массы из экваториальных областей звезды [409]. Течение в этом случае становится аксиально-симметричным, а не сферически-симметричным. Отклонение линий тока от экваториальной плоскости может в свою очередь вызывать радикальное изменение топологии решения [307]. Кроме того, наличие вращения означает, что течение обладает ненулевой завихренностью, и из-за обусловленных вращением боковых сдвигов течение может распаться и стать *турбулентным*. На это указывают очень большие значения числа Рейнольдса, упоминавшиеся выше в этом разделе. В этом случае в ветре могут развиваться крупномасштабные неоднородности, и перед теорией снова встают неодолимые трудности.

Наконец, имеется и вопрос о роли магнитных полей в динамике ветра у звезд ранних типов. О-звезды очень молоды и образовались из межзвездной среды совсем недавно. Можно предполагать, что любые поля, имевшиеся в этой среде, будут сохраняться в атмосферах этих звезд в виде слабых полей. Тогда могла бы существовать область твердотельного вращения, простирающаяся до альвеновской точки, за которой происходит радиальное расширение. Не может ли это давать профили с широкими эмиссионными крыльями, простирающимися за коротковолновый срез абсорбционного компонента профиля типа Р Лебеда, которые наблюдаются у некоторых звезд? Не могут ли такие поля порождать структурные неоднородности с расходящимися трубками тока, подобные наблюдаемым в солнечной короне и в солнечном ветре [307]? Не могут ли они порождать структуры, в которых (вследствие вращения) развиваются поперечные сдвиги, а отсюда — и турбулентность? В настоящее время наблюдательный порог регистрации магнитных полей звезд составляет несколько сотен гаусс. Даже намного более слабые поля в атмосфере (в несколько десятков гаусс) могли бы оказывать сильное влияние на течение.

Из всего сказанного должно быть ясно, что о физике звездного ветра у звезд ранних типов предстоит многое еще узнать. Без сомнения, нельзя предполагать, что все эти проблемы можно решить, исходя лишь из теоретических соображений. Очевидно, что здесь необходим тщательный анализ спектроскопических данных, проводимый с соблюдением высокого уровня внутренней согласованности. Его цель — *полуэмпирическое определение физических условий в потоке*. Усилия такого рода окупятся сторицей.