Таблица 5.1. Границы зон внутреннего строения Солнца и их химический состав

Область	Размер в ед. $R_{\odot} \approx 7 \cdot 10^{10}$см	Химический состав и физическое состояние
Ядро	0.2	В центре: He(0.63), H(0.35), металлы (0.02), полная ионизация
Зона лучистой теплопроводности	0.5	He(0.23), H(0.75), металлы (0.02), высокая ионизация
Конвективная зона	0.3	низкая степень ионизации
Фотосфера	0.002	низкая степень ионизации
Граница фотосферы	1.000	
Хромосфера	0.02	низкая степень ионизации
Корона	≈ 5	высокая степень ионизации

5.6. Роль давления излучения в массивных звездах. Эддингтоновский предел светимости

В недрах звезд существенную роль может играть давление излучения. Из-за высокой непрозрачности во внутренних частях звезды условия близки к ТДР, поэтому с высокой точностью давление излучения определяется формулой для абсолютно черного тела

$$P_r = \frac{a_r T^4}{3}, \tag{5.32}$$

где $a_r = 4\sigma_B/c$ — постоянная излучения (см. главу 2). Чем массивнее звезда, тем выше температура в ее центральных частях, и тем большую роль начинает играть давление излучения.

Следуя Эддингтону, можно ввести параметр, характеризующий вклад давления излучения в полное давление,

$$\beta = \frac{P_g}{P_g + P_r},$$

где P_g — газовое давление. Очевидно, $\beta \to 0$ в случае преобладания давления излучения. Уравнения внутреннего строения звезды легко обобщаются с учетом давления излучения (5.32). Для этого везде под давлением нужно понимать полное даление $P_{tot} = P_g + P_r = P_g/\beta$. Отметим несколько важных следствий такого обобщения.

1. Из уравнения гидростатического равновесия (5.27) для центральных значений давления и плотности

$$\frac{P_c}{\rho_c} \sim \frac{GM}{R}$$

с учетом замены $P_c \to P_c/\beta$ и соотношения $R \sim (M/\rho)^{1/3}$ следует

$$P_c \sim GM^{2/3}\rho_c^{4/3}\beta\,,$$

откуда с использованием соотношения для идеального газа $P_c \sim \rho_c T_c/\mu_c$ получаем:

$$\frac{T_c^3}{\rho_c} \sim M^2\beta^3\mu_c^3\,. \tag{5.33}$$

Поскольку $P_r \sim T^4$, а $P_g \sim \rho T$, можно записать: $T_c^3/\rho_c \sim P_{r,c}/P_{g,c} = (1-\beta)/\beta$, и мы приходим к зависимости:

$$\frac{1-\beta}{\beta^4} \sim M^2\mu_c^4\,,$$

откуда при малых β следует $\beta \sim 1/\sqrt{M}$, то есть чем массивнее звезда, тем больше в ней роль давления излучения. Точное выражение (Эддингтон) имеет вид:

$$\frac{M}{M_\odot} \simeq 18\frac{\sqrt{1-\beta}}{\mu_c^2\beta^2}\,.$$

Например, для звезд с массой около 150 солнечных при $\mu_c = 0.6$ получаем $\beta \simeq 0.55$ — в самых массивных звездах даже на главной последовательности газовое давление оказывается очень существенным!

2. Подставим $P_r = (1-\beta)P_{tot}$ в уравнение радиационного теплопереноса (5.26), переписав последнее в виде:

$$\frac{L(r)}{4\pi r^2} = -\frac{c}{\varkappa\rho}\frac{d}{dr}\left(\frac{a_r T^4}{3}\right).$$

Получим:

$$L(r) = -\frac{4\pi r^2 c}{\varkappa\rho}\frac{d}{dr}(1-\beta)P_{tot}.$$

Будем считать, что β не зависит от радиуса (это справедливое допущение для самых массивных звезд). Тогда, подставляя в эту формулу градиент полного давления из уравнения гидростатического равновесия (5.27), получаем:

$$L(r) = (1-\beta)\frac{4\pi G M(r) c}{\varkappa}\,. \qquad (5.34)$$

Это означает, что при постоянном отношении давления излучения к полному давлению светимость на каждом радиусе определяется только массой, заключенной внутри этого радиуса, и непрозрачностью звездного вещества. При $\beta \to 0$ из этой формулы получается замечательное соотношение для светимости всей звезды, которое называется *эддингтоновским пределом*:

$$L_{edd} = \frac{4\pi G M(r) c}{\varkappa} \simeq 1.4 \cdot 10^{38}(\text{эрг/с}) \left(\frac{M}{M_\odot}\right)\left(\frac{\varkappa_T}{\varkappa}\right) \qquad (5.35)$$

(здесь численное значение $\varkappa$ нормировано на значение непрозрачности вследствие томсоновского рассеяния на свободных электронах $\varkappa_T = \sigma_T/m_p$). Физический смысл эддингтоновского предела прост: при увеличении светимости выше этого значения давление излучения становится столь большим, что гидростатическое равновесие невозможно — давление излучения становится сильнее гравитационного притяжения.

Светимость стационарных звезд никогда не превосходит предела Эддингтона для данной массы. Однако было бы неверно считать, что верхний предел массы звезды на главной последовательности всегда определяется эддингтоновским пределом светимости — существуют физические причины, по которым звезды с солнечным химсоставом становятся пульсационно неустойчивыми уже при массах 120–150 $M_\odot$, при которых β далеко не ноль (см. п. 1 выше).

Эддингтоновский предел играет также важную роль при аккреции вещества на компактные звезды в тесных двойных системах (см. ниже, глава 10) и определяет максимальную стационарную светимость активных ядер галактик и квазаров при аккреции газа на сверхмассивные черные дыры (глава 11).