

Л. Э. ГУРЕВИЧ

**СТРУКТУРА ГЛАВНОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ
И ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ ЕЕ ЗВЕЗД**

(Представлено академиком О. Ю. Шмидтом 7 VII 1953)

§ 1. В звездах Главной последовательности содержание He в области конвекции больше, чем в оболочке, и поэтому 2 уравнения Шварцшильда (1) содержат 3, а не 2 неизвестных и в обычной форме дают преувеличенное содержание He в оболочке. В случае наличия изотермического ядра его размер также представляет 3-е неизвестное. Это делает вообще невозможным определение состава отдельной звезды и необходимым рассмотрение Главной последовательности в целом.

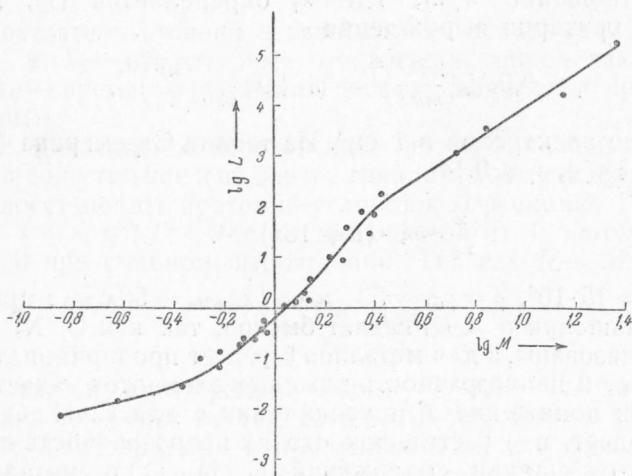


Рис. 1

Для звезд Главной последовательности зависимость (L, M) , построенная по данным (2), имеет S-образный характер. Если в солнечных единицах $L = L_0 M^l$, то в верхней части последовательности ($2,7 < M < 23,4$) $L_0 = 7,95$, $l = 3,1$; в средней части ($1,1 < M < 2,7$) $L_0 = 0,56$, $l = 5,75$; в нижней части ($0,14 < M < 1,1$) l переменна и в среднем равно 2,4.

Эти значения допускают две интерпретации:

1) Радиация поглощается в основном тяжелыми элементами, а изменение l объясняется изменением молекулярного веса μ . Так как $L \sim \mu^{7,5} M^{5,5-0,5r}$ (если радиус звезды $R \sim M^r$), то $L \sim M^{3,1}$ при $r = 0,75$, если $\mu \sim M^{-s}$, где $s \approx 0,27$. Но тогда в верхней части μ должно увеличиться в отношении 1,8, т. е., по крайней мере, от 0,5 до 0,9. А так как для Солнца по (3-5) $\mu \leq 0,69$, то в средней части μ должно увеличиться в 1,3 раза, что увеличит L в 7,16 раза, а l на 2,19, т. е. даст $l \approx 7,31$ вместо наблюдаемого 5,75. Поэтому перейдем ко второй интерпретации.

2) Для всех звезд последовательности μ примерно одинаково; радиацию поглощают в основном Н и He. Изломы на кривой (L, M) объясняются: верхний — переходом от поглощения радиации к ее рассеянию, а нижний — переходом к вырождению электронов.

§ 2. При высоких температурах $T \gg T_0 Z^2$, где $T_0 = 156\,000$, Z — атомный номер поглощающего элемента, сечение излучения частоты ν электроном с энергией ϵ при столкновении с ионом

$$\frac{d\sigma}{d\nu} = \frac{32\pi Z^2 e^6}{3mc^3 \epsilon h\nu} \ln \left(\sqrt{\frac{\epsilon}{h\nu}} + \sqrt{\frac{\epsilon}{h\nu} - 1} \right),$$

откуда непрозрачность

$$\kappa = \kappa_0 \rho T^{-3.5} = 1,26 \cdot 10^{22} \rho T^{-3.5} (1 + x) (x + y + 1/2 Zz), \quad (1)$$

где x, y, z — весовые концентрации Н, He и прочих элементов (со средним атомным номером Z), предполагаемых полностью ионизованными, а теплопроводность $Q = 3,02 \cdot 10^{-4} T^3 (\kappa \rho)^{-1}$. Практически эти формулы применимы к Н и He.

При $T \ll T_0 Z^2$ непрозрачность обусловлена фотоэффектом и, как можно показать, заменяя суммирование по высоким уровням атомов интегрированием, в пределе отличается от (1) лишь множителем 637.

При промежуточных температурах $T \approx T_0 Z^2$, т. е. для тяжелых элементов, отношение κ/κ_1 , где κ_1 определяется (1), зависит от $\xi = Z^2 T_0 / T$ и критерия вырождения

$$\eta = 0,5 N_e \left(\frac{2\pi\hbar^2}{mkT} \right)^{3/2} = (1 + x) \frac{\rho}{520} \left(\frac{10^7}{T} \right)^{3/2},$$

где N_e — число электронов в 1 см³. Из таблиц Стремгрена (7) следует, что при $1/4 < \xi < 4$, $\eta \leq 0,14$

$$\frac{\kappa}{\kappa_1} \sim \xi^{1/2} (1 + 16\eta)^{-0.4}.$$

При $T = T_\odot = 15 \cdot 10^6$, $\rho = \rho_\odot = 50$ $\kappa_{\text{CNO}} / \kappa_{\text{H+He}} = 50 \kappa_{\text{CNO}}$; при увеличении T и уменьшении ρ ξ_{CNO} падает быстро, так как С, N, O при этом полностью ионизованы, а для металлов ξ растет пропорционально $-\ln \eta$, т. е. медленно, и непрозрачность тяжелых элементов падает, несмотря на рост η . При понижении T и увеличении ρ для С, N, O и металлов ξ медленно падает, а η растет, так что их непрозрачность падает. При наблюдаемом отношении содержаний С, N, O и металлов общее содержание тяжелых элементов $z \lesssim 0,01$ (3,4). Расчет показывает, что при этом $\kappa_{\text{CNO}} \lesssim 0,5 \kappa_{\text{H+He}}$ для Солнца и $\ll \kappa_{\text{H+He}}$ для звезд с $M > 1$ и $M < 1$. Учет протонной реакции (5) не меняет этих выводов, но лишь уменьшает y при $M \approx 1$, когда эта реакция играет роль.

§ 3. Отношение непрозрачности, обусловленной поглощением Н и He, к непрозрачности рассеяния

$$\frac{\kappa_{\text{H}}}{\kappa_{\text{p}}} = 0,64 \cdot 10^{23} \rho T^{-3.5} \sim R^{0.5} M^{-3.5} \sim M^{-2,125} \quad (\text{при } R \sim M^{0.3}).$$

Считая, что для полного «теплосопротивления» звезды существенна область вблизи границы конвекции и используя известные структурные множители звезды (8), получим, что $\kappa_{\text{H}} > \kappa_{\text{p}}$ при $M < 0,634 \mu^{-1,67}$, что для чисто водородной звезды дает $M < 2$. Однако общая непрозрачность определяется выражением

$$\kappa^{-1} = \int \frac{\xi^4 e^\xi d\xi}{[\kappa_{\text{p}} + a \xi^{-3.5} (1 - e^{-\xi})] (e^\xi - 1)^2} \left(\int \frac{\xi^4 e^\xi d\xi}{(e^\xi - 1)^2} \right)^{-1}.$$

При $x_p \ll x_n$ или $x_p \gg x_n$ это даст

$$x^{-1} = x_n^{-1} \left(1 - 13,2 \frac{x_p}{x_n} \right), \quad x = x_p + 1,68 x_n.$$

Эти выражения показывают, что существует некоторая область звездных масс, соответствующая переходу от поглощения к рассеянию. Второе выражение означает, что $l \approx 3$ будет лишь при $x_p > 1,68 x_n$, что соответствует при $x = 1$ массе $M > 2,6$, если поглощение обусловлено H и He, т. е. $z < 0,02$. Если же, например, $z = 0,12$, то можно показать, что переходная масса $M \approx 6,5$.

Значит, изменение наклона кривой при $M \approx 2,5$ примерно соответствует поглощению H и He при сравнительно малом y (например, $y \approx 0,2$).

§ 4. Так как в нижней части последовательности $R \sim M^{0,5}$ (2), то $\rho \sim M^{-0,5}$, и при $x \approx 1$ и $M \approx 0,1$ на протяжении всей области конвекции и вблизи нее $\eta \approx 2$, т. е. электроны заметно вырождены. Переход к протонной реакции и прекращение конвекции в центре приведут к исчерпанию там водорода и возникновению постепенно растущей изотермической области через время

$$t = \frac{3\sqrt{\pi}}{4} \left(\frac{5}{k+3} \right)^{3/2} \frac{\lambda_T^{3/2}}{\lambda_p^{1/2}} t_E \approx 0,1 t_E,$$

где k — показатель степени в зависимости тепловыделения от температуры; λ_T и λ_p — структурные множители, определяющие T и ρ в центре; t_E — время исчерпания всего водорода при неизменной светимости.

Сжатие, связанное с образованием изотермической области, усилит вырождение внутри нее и вблизи ее границы, хотя и повысит температуру и может восстановить протонно-углеродную реакцию. При этом непрозрачность $x = x_0 \eta^{-\alpha} T^{-2}$, где α уменьшается от 1 в отсутствие вырождения до 0 при сильном вырождении. Так как $R \sim M^{0,5}$, то

$$L \sim \frac{T^4 R}{x_p} \sim T^6 M \eta^\alpha.$$

Если, как и для средней части, $T \sim M^{0,2}$ (теорема вириала при вырождении не имеет места), то $L \sim M^{2,2} \eta^\alpha$, и при $\alpha \ll 1$ мы получим согласие с наблюдениями в предположении, что состав звезд нижней и средней частей Главной последовательности практически одинаков.

Поступило
29 VI 1953

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Астрофиз. сборн., 1949, стр. 176, ² П. П. Паренаго А. Г. Масевич, Тр. ГАИШ, 20, 81 (1951). ³ J. Keller, Aph. J., 108, 7 (1948). ⁴ M. Harrison, ibid., 108, 310 (1948). ⁵ J. Epstein, ibid., 114, 438 (1951). ⁶ В. Гайтлер, Квантовая теория излучения, 1940. ⁷ В. Strömberg, Z. Aph., 4, 118 (1932). ⁸ Н. А. Козырев, Изв. Крымск. obs., 2, 3 (1948).