

ЭВОЛЮЦИЯ ПЕРВИЧНЫХ КОМПОНЕНТ ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД БОЛЬШОЙ МАССЫ

А.В.Тутуков, Л.Р.Юнгельсон, А.Я.Кляйман

Р е з ю м е. Рассчитана эволюция первичных компонент тесных двойных звезд $10 M_{\odot} + 9.4 M_{\odot}$, $16 M_{\odot} + 15 M_{\odot}$, $32 M_{\odot} + 30 M_{\odot}$, $64 M_{\odot} + 60 M_{\odot}$. При учете полуконвекции в качестве критерия конвективной устойчивости использован критерий Леду. В случае А обмена веществом существует разделенная стадия эволюции при $M_1/M_2 \approx 0.6$, достаточно длительная для того, чтобы звезду можно было наблюдать в это время. В случаях В и АВ обмена веществом остатки первичных компонент попадают в область диаграммы Герцшпрунга-Рессела, занимаемую звездами Вольфа-Райе. Непосредственно в результате обмена должны образовываться звезды Вольфа-Райе азотной последовательности. В ходе дальнейшей эволюции на стадиях горения углерода и кислорода в ядре звезда может вновь заполнить внутреннюю критическую поверхность, что приведет к потере ею 2-3% исходной массы. Рассчитана эволюция звезды, теряющей массу с постоянной скоростью в то время, когда она находится в области звезд Вольфа-Райе на диаграмме Герцшпрунга-Рессела. Исследовано влияние фото-нейтринных потерь энергии на эволюцию остатков первичных компонент тесных двойных звезд на стадиях горения углерода и кислорода в ядре.

EVOLUTION OF PRIMARIES OF MASSIVE CLOSE BINARY SYSTEMS

A.Tutukov, L.Yungelson, A.Klayman

Summary

The evolution of initially more massive components of four massive close binaries $10 M_{\odot} + 9.4 M_{\odot}$, $16 M_{\odot} + 15 M_{\odot}$, $32 M_{\odot} + 30 M_{\odot}$, $64 M_{\odot} + 60 M_{\odot}$ has been computed. The Ledoux criterion for convective instability was used for the handling of semiconvection. The influence of neutrino emission on the advanced evolution of primaries was investigated.

It is shown that mass exchange in case A is interrupted by an intermediate detached stage of evolution, when the decreasing mass ratio of the components approaches a value

about 0.6. This detached stage of evolution is caused by decrease of temperature and density in the core due to mass loss and consequently to a decrease of efficiency of nuclear burning in the core. It is impossible for the star fill the Roshe lobe when $m_1/m_2 \approx 0.6$ if gravitational energy is the main source of it's luminosity. The star contracts until thermal equilibrium is restored; an expansion due to nuclear burning follows till the Roshe lobe is filled for the second time. The evolutionary track of the star with an initial mass $16 M_\odot$ is plotted on the HR diagram on fig.1, the $\rho - T_c$ diagram - on fig.2. The dependences of the Roshe lobe radius and the stellar radius on it's mass, together with radii of models in thermal equilibrium are plotted on fig.6. The time-dependence of the stellar structure and it's mass is shown on fig 3, the distribution of energy sources, luminosity and chemical composition within the star - on fig.4.

For stars with initial mass $32 M_\odot$ and $64 M_\odot$ the results of the first stage of mass loss, which occurs in the thermal time-scale were approximated by models in thermal equilibrium. The evolutionary tracks for the second stage of mass exchange, which occurs in the nuclear time-scale of hydrogen burning in the core, are shown on fig.7. On fig.8 the luminosity excesses of computed models together with those of observed semidetached massive binaries are plotted against the mass ratio. The results of theory and observations are hardly comparable due mainly to scarcity of the observational material.

Evolutionary tracks of primaries suffering mass loss in the course of mass exchange in case B are shown on fig. 9. In the course of mass loss the luminosity of models decreases until mass loss touches the layers with chemical composition influenced by nuclear reactions i.e. enriched by helium. The following increase of luminosity is caused mainly by decrease of envelope opacity, as the rate of energy generation in the core and in the hydrogen burning shell remains practically unchanged. The process of mass loss stops when the surface is reached by layers with hydrogen content $X_e \approx 0.2$. The mass of the primary remnant is related to it's initial mass by the approximate relationship: $m_f/m_\odot \approx 10^{-0.96} (m_i/m_\odot)^{1.4}$. The remnant of the primary after mass loss is close to thermal equilibrium. It's further evolution to the left of the HR diagram is determined by hydrogen burning in the shell. On the evolutionary tracks on the HR diagram on fig.9 time intervals of 10^7 years after detaching from Roshe lobe are marked by filled circles. Most part of their lifetime the remnants spend in the region of the HR diagram occupied by Wolf-Rayet stars. The mass of remnants $2.4 M_\odot - 7 M_\odot$ and their radii $1R_\odot - 7R_\odot$ cover the range of masses and radii of compact bright cores of WR stars. The chemical composition of the surface layers of the remnants is enriched by nitrogen but impoverished by carbon. This means that as a result of mass loss a WN star is formed. It may evolve into a WC star due to mass loss with the rate $10^{-6} - 10^{-5} M_\odot/\text{year}$, observed for WR stars. In the course of advanced evolution on core carbon and oxygen byrning stages remnants of $32 M_\odot$ and $64 M_\odot$ stars fill their Roshe lobes several times. The remnant of a $16 M_\odot$ star fills it's Roshe lobe for the second time only if neutrino emission is absent. It is possible to observe remnants as blue supergiants close to their inner contact surface only in the absence of neutrino energy losses. Mass loss due to duplicity in the course of advanced evolution does not surpass 2 - 3 per cent of the initial stellar mass. The evolution in respect to the Roshe lobe is determined by two processes: nuclear

burning in the core and in shells and decrease of hydrogen content in the envelope due to mass loss, which forces the envelope to contract.

Mass exchange in case AB leads to results similar to those for case B. The time-dependence of stellar mass and inner structure for all computed sequences of models is shown on fig. 10-13,18,20,23, the distribution of luminosity, energy sources and chemical composition within the star - on fig. 14-17,19,21,22. The influence of constant rate mass loss in the WR stars branch on evolution of a $16 M_{\odot}$ star remnant is also investigated. The results are shown on fig. 25.

In appendix A some general relationships between parameters of homogeneous stars are derived, in appendix B the problem of the choice of the first timestep for computation of evolution of a star filling it's Roshe lobe is discussed.

In appendix D the necessary conditions for formation of intermediate convective zones in helium, carbon and oxygen burning shells are derived. In appendix E the problem of core convection when heating of convective bubbles occurs due to nuclear burning, but their cooling is caused by neutrino emission is discussed. Sequences of models of homogeneous helium stars and of helium stars with envelopes of varying hydrogen content and mass are described in appendix F. Tables of several selected evolutionary models for all computed sequences are given in appendix G.

§ 1. Постановка задачи и основные предположения

Эволюция первичных компонент тесных двойных звезд большой массы изучалась рядом авторов. Пачинский [1] рассчитал эволюцию тесных двойных звезд с массой первичной компоненты $16 M_{\odot}$ в случае, когда обмен веществом начинается на стадии главной последовательности. Эволюцию с обменом веществом, начинающимся на стадии горения водорода в слоевом источнике первичной компоненты, исследовали Пачинский [2] для звезды $16 + 10.7 M_{\odot}$, Киппенхан [3] для звезды $25 + 10 M_{\odot}$, Барбаро и др. [4] для системы $30 + 10 M_{\odot}$. В работе [4] для той же пары исследована также эволюция с обменом веществом, начинающимся на стадии горения гелия в ядре. При учете полуконвекции во всех перечисленных работах условие нейтрального равновесия относительно конвекции принималось в виде $\nabla_2 = \nabla_a$. В этом случае в звезде образуется промежуточная водородная конвективная зона и гелий в звездах горит в то время, когда на диаграмме Герцшпрунга-Рессела они находятся в области, занимаемой голубыми сверхгигантами. В область красных сверхгигантов звезды попадают только после выгорания большей части гелия.

Совершенно не исследована эволюция с обменом массой, начинающимся на более поздних стадиях и эволюция после повторного заполнения внутренней критической поверхности (ВКП).

Чиози и Сумма [5] показали, что среди двойных звезд с массой первичной компоненты $20 M_{\odot}$ и m_{10}/m_{20} , близким к 1 в 33% систем обмен веществом должен начаться на стадии горения водорода в ядре первичной звезды системы, в 38% - на стадии гравитационного сжатия и горения водорода в слоевом источнике, в 26% - на стадии горения He в голубых сверхгигантах, в 3% - на стадии горения He в красных сверхгигантах и на более поздних стадиях. Для двойной звезды с первичной компонентой $30 M_{\odot}$ эти доли изменяются на 42%, 42%, 14-15% и 2%, соответственно. (Оценки выполнены в предположении о критерии конвективной устойчивости $\nabla_2 < \nabla_a$). Если при исследовании эволюции предположить, что условие конвективной нейтральности имеет вид $\nabla_2 = \nabla_a + \nabla_{\mu}$, то гелий в моделях звезд загорается на стадии красного сверхгиганта и догорает на стадии голубого или красного сверхгиганта в зависимости от глубины проникновения поверхностной конвективной зоны. Положение остатка первичной звезды на диаграмме Герцшпрунга-Рессела после потери вещества, вероятно, также зависит от профиля химического состава, который определяется условием конвективной неустойчивости.

Исследование эволюции тесных двойных звезд большой массы имеет важное значение в связи с интерпретацией соотношения численностей голубых и красных сверхгигантов, проблемой образования звезд типа Вольфа-Райе, вопросом о природе рентгеновских источников. Если "черные дыры" формируются в двойных системах, то для определения их параметров необходимо знать, каким образом эволюционировала система до потери звездой устойчивости. Предсверхновая - компонента двойной системы - должна отличаться от предсверхновой - одиночной звезды. При взрыве сверхновой в тесной двойной системе кривая блеска может иметь особенности, связанные с прохождением ударной волны через оболочку или систему оболочек, образованных веществом, сброшенным на предшествующих стадиях эволюции.

Для исследования эволюции были выбраны двойные системы $10 M_{\odot} + 9.4 M_{\odot}$, $16 M_{\odot} + 15 M_{\odot}$, $32 M_{\odot} + 30 M_{\odot}$, $64 M_{\odot} + 60 M_{\odot}$. Массы $16 M_{\odot}$ и $32 M_{\odot}$ близки к максимумам в распределении звезд по массам [6], масса $64 M_{\odot}$ близка к предельной массе для звезд, устойчивых к радиальным пульсациям. Эволюция одиночных звезд $16, 32, 64 M_{\odot}$ при различных предположениях относительно полуконвекции рассчитывалась Варшавским [7, 8] и Варшавским и Тутуковым [9, 10]. Исходное соотношение масс 1.07 близко к среднему наблюдаемому для непроэволюционировавших систем. В то же время, как показывает опыт расчетов, от исходного соотношения масс зависят конечные параметры системы, такие, как расстояние между компонентами, период и массы компонент, а сам ход эволюции с потерей вещества от $(m_1/m_2)_0$ зависит слабо.

Для эволюционных расчетов использована программа, реализующая версию метода Хениея, предложенную Пачинским и Джулковским [11]^{*}. Условие конвективной нейтральности принималось в виде $\nabla_2 = \nabla_Q + \nabla_{\mu}$, перемешивание в промежуточной конвективной зоне не учитывалось.

При расчетах оболочек горячих звезд возможно использование аналитических интерполяционных формул для вычисления коэффициентов непрозрачности. Для химического состава, изменяющегося в пределах $X=0.602$, $Z=0.044$, до $X=0$, $Z=0.044$, в атмосферной части программы были использованы следующие интерполяционные формулы для таблиц Кокса [12]:

$$\kappa = 10^{-48} \cdot \rho^{0.44} \cdot T^{13.45} \quad (1)$$

$$\kappa = 0.2 \cdot (1+X) / (1+2 \cdot 10^{-9} \cdot T) + X \cdot 10^{23.4} \cdot \rho^{0.99} \cdot T^{-3.33} \quad (2)$$

Первая из этих формул хорошо описывает непрозрачность для температур $T \leq 10^4$ К, вторая для $10^4 \text{ К} \leq T \leq 2 \cdot 10^6$ К. Для расчета выбиралось меньшее из двух значений κ .

Программа расчета оболочек была включена в эволюционную программу и точка сшивания оболочки с внутренней частью выбиралась так, чтобы она находилась в области $2 \cdot 10^5 \text{ К} \leq T \leq 10^7 \text{ К}$. Теория длины пути перемешивания была использована для описания строения конвективных оболочек.

Учитывались ядерные реакции CN-цикла, 3α -реакция, реакции $\alpha + C^{12}$, $C^{12} + C^{12}$, $O^{16} + O^{16}$. Для расчета потерь энергии за счет фотонейтрино использована интерполяционная формула [13]:

$$\epsilon_{\nu} = \exp(-19.5 + 18 \lg T_7) \quad (3)$$

Для звезд больших масс существенна роль градиента лучистого давления в атмосферных слоях с $\tau \leq 1$. Для его учета было получено уравнение гидростатического равновесия, справедливое для серых атмосфер:

$$\frac{d}{dr} \left(P_g + \frac{\frac{3}{2} \tau}{1 + \frac{3}{2} \tau} P_R \right) = -\rho g$$

^{*} Авторы выражают искреннюю благодарность Б.Пачинскому и Я.Джулковскому за предоставленную возможность использования программы.

где P_g - газовое давление, P_R - лучистое давление, τ - оптическая толщина, ρ - плотность, g - ускорение силы тяжести.

При $\tau \gg 1$ соотношение (4) переходит в обычное уравнение гидростатического равновесия. При $\tau \leq 1$ уравнение (4) учитывает дилюцию излучения в верхних оптически прозрачных слоях атмосферы. Граничное условие на поверхности определялось при $\tau = 2/3$ и имело вид:

$$P_g + \frac{1}{2} P_R = \frac{2}{3} \frac{g}{x} \quad (4)$$

При расчетах предполагалось, что полная масса и момент двойных систем сохраняются в ходе эволюции:

Все расчеты проведены на ЭВМ БЭСМ-6 ВЦ АН СССР.

§ 2. Эволюция с обменом веществом, начинающимся на стадии главной последовательности (случай А)

Эволюцию с обменом веществом на главной последовательности подробно рассмотрим на примере системы $16 M_{\odot} + 15 M_{\odot}$, $A_0 = 18.75 R_{\odot}$, $P_0 = 1.67$.

Эволюционный трек первичной компоненты на диаграмме Герцшпрунга-Рессела изображен на рис.1, диаграмма $\rho_c - T_c$ на рис.2 зависимость массы от времени и изменение внутреннего строения - на рис.3. Распределение химического состава, энергоделения и светимости по массе для некоторых моделей приведено на рис.4. Зависимость светимости моделей от их массы показана на рис.5. Параметры некоторых моделей приведены в приложении в таблице 16

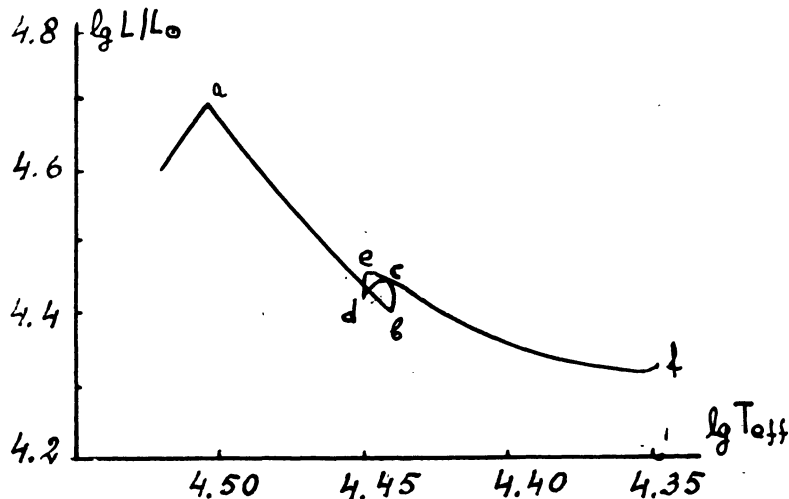


Рис.1. Эволюционный трек теряющей массу звезды $M_0 = 16 M_{\odot}$ на диаграмме Герцшпрунга-Рессела. Случай А.

звезда $16 M_{\odot}$ заполняет ВКП через $4.526 \cdot 10^6$ лет после начальной главной последовательности (точка а на рисунках и в таблице). Радиус звезды в этот момент $7.23 R_{\odot}$, $\chi_c = 0.304$. После заполнения ВКП следует быстрая потеря вещества: в течение $8 \cdot 10^3$ лет звезда теряет $4 M_{\odot}$. Некоторые вопросы, связанные с

При данном исходном расстоянии между компонентами системы

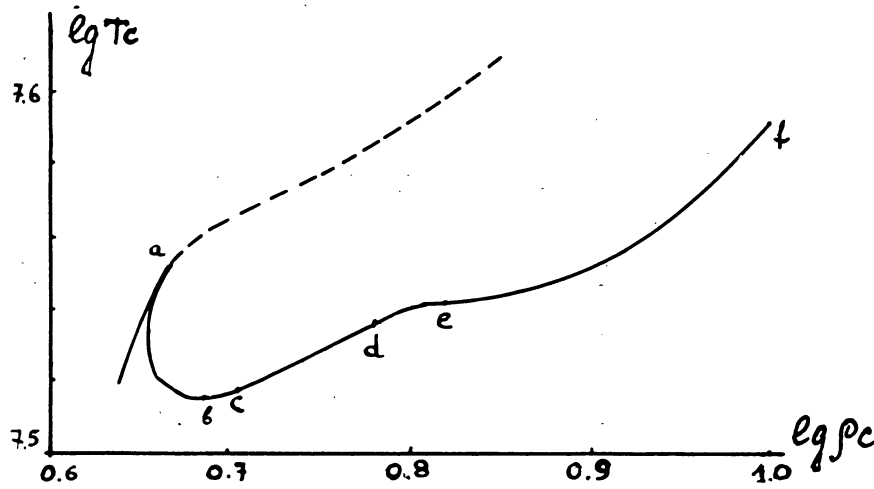


Рис.2. Диаграмма температура-плотность для центра звезды, теряющей вещество. $M_0 = 16 M_\odot$ Случай А. Штриховая линия соответствует звезде с постоянной массой $16 M_\odot$.

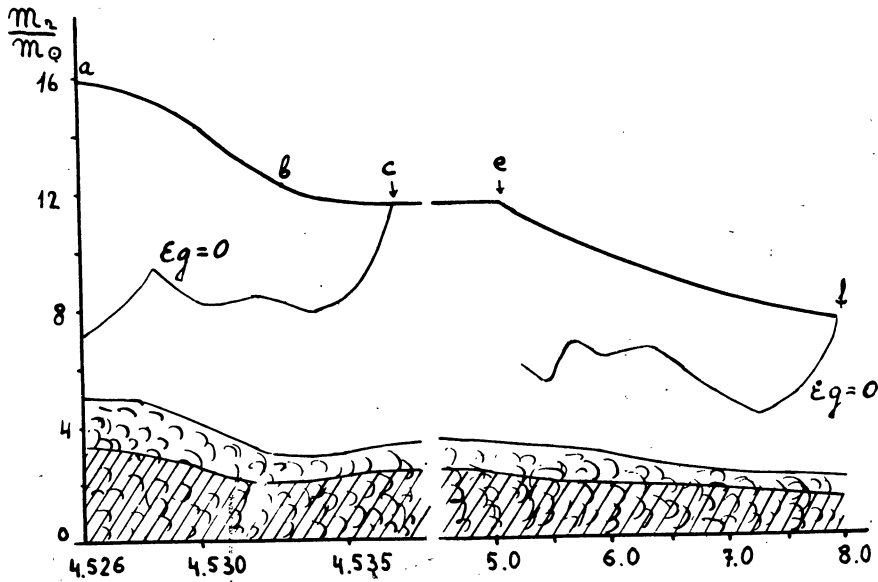


Рис.3. Изменение массы и внутреннего строения звезды с временем. $M_0 = 16$. Случай А.
— поверхность звезды, // — область ядерного горения, ~ — конвективные области.

построением первой теряющей массу модели рассмотрены в приложении С. Светимость сначала падает до минимума (точка в), а затем, по мере уменьшения содержания водорода в оболочке, медленно возрастает.

Продолжительность первой стадии потери вещества значительно меньше кельвиновского времени для всей звезды.

Рассмотрим соотношение между радиусами R_{c2} моделей, заполняющих ВКП и радиусами R_e моделей звезд той же массы и с тем же распределением химического состава, находящихся в тепловом равновесии, изображенное на рис.6. Кривые пересекаются при $M = 12.8 M_\odot$ после того, как R_{c2} проходит через минимум. Однако, уменьшение скорости потери вещества происходит несколько позже, при $M \leq 12 M_\odot$, т.е. конец первой стадии потери вещества не совпадает точно с моментом, когда $R_{c2} = R_e$. В ходе первой стадии потери вещества звезда значительно отклоняется от теплового равновесия. Если в первой модели, заполнившей ВКП, отношение ядерной светимости L_N к полной светимости L_T близко к 1,

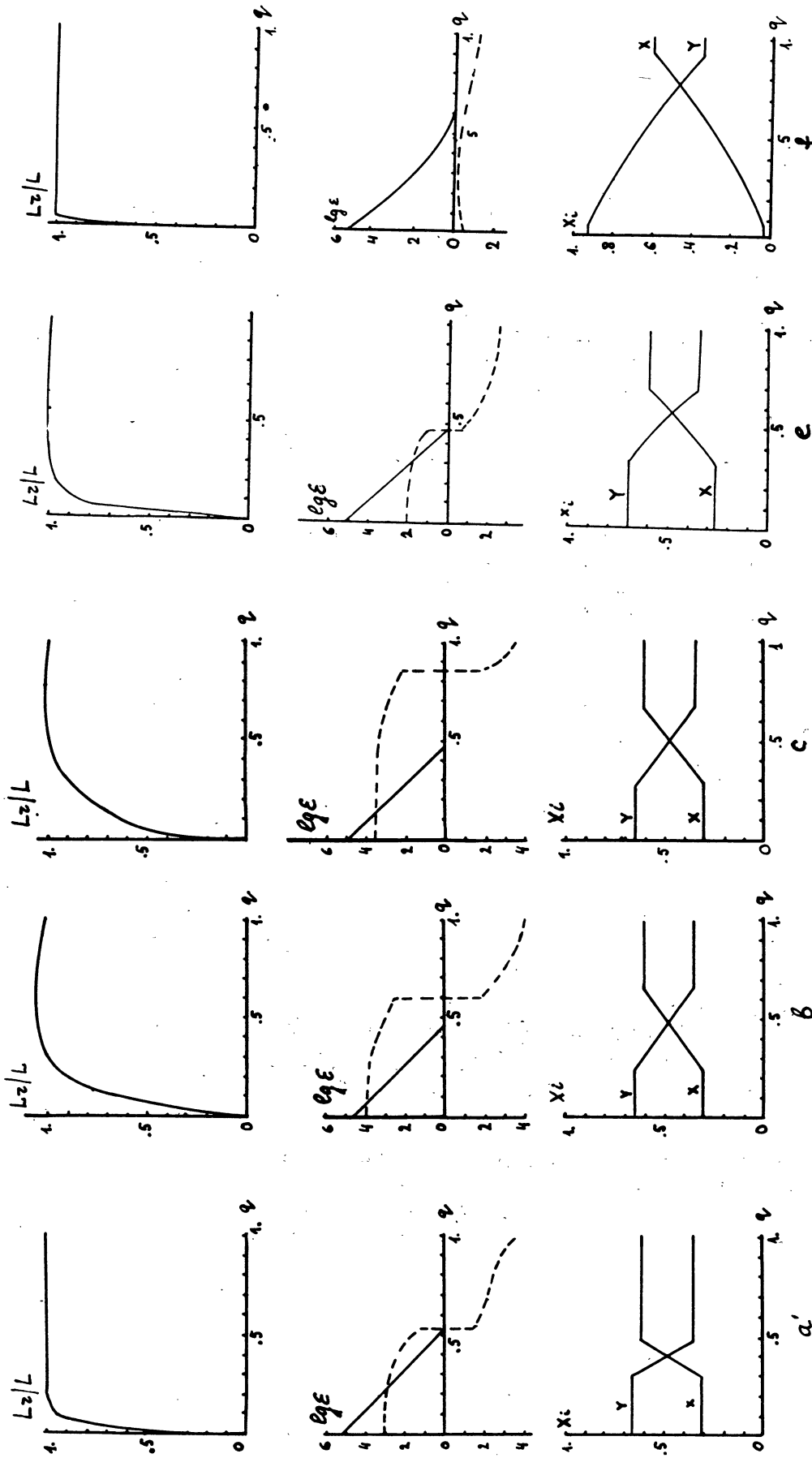


Рис.4. Распределение светимости (L_2/L), энерговыделения (ϵ), химсостава (X_c) по массе ($q = m_2/m$). $m_0 = 16 m_\odot$. Случай А.

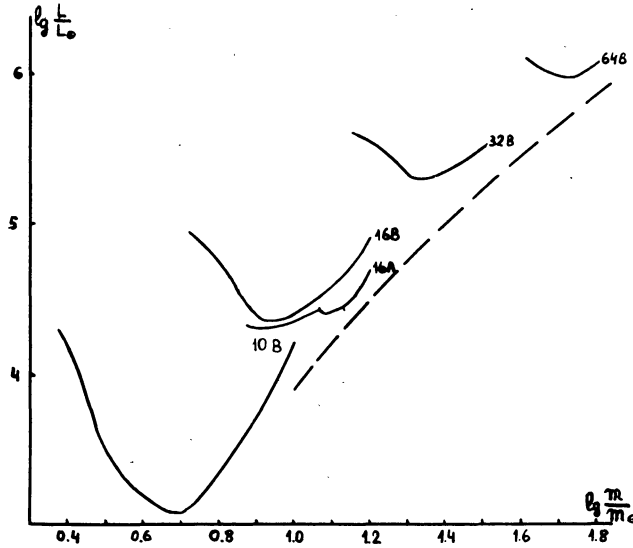


Рис.5. Изменение светимости моделей при уменьшении их массы. Цифры и буквы около кривых указывают исходную массу звезды и случай эволюции. Штриховая линия - соотношение $M-L$ для однородных моделей.

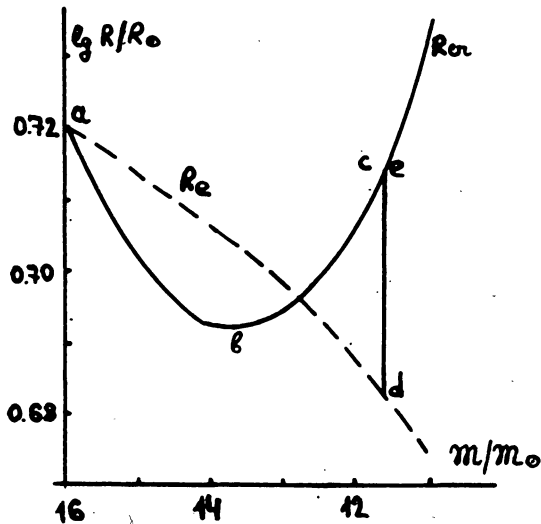


Рис.6. Зависимость критического радиуса R_{cr} и радиусов моделей, находящихся в тепловом равновесии R_e , от массы звезды. $m_0 = 16 m_\odot$, $\chi_c = 0.304$. Случай А.

то вследствие вызванного расширением центральной части звезды уменьшения ρ_c и T_c , ядерное энерговыделение падает, в конце быстрой стадии потери $L_N/L_T = 0.4$. Падение ядерного энерговыделения в центре, ведет к уменьшению размеров конвективного ядра. После конца быстрой стадии потери T_c и ρ_c начинают увеличиваться, скорость генерации ядерной энергии растет, но гравитационная энергия продолжает вносить значительный вклад в светимость звезды (до 40-50%). При таких условиях в момент $t = 4.537 \cdot 10^6$ лет, когда $M = 11.63 M_\odot$, звезда отделяется от ВКП и в течение $2 \cdot 10^4$ лет претерпевает общее сжатие. Звезда сжимается до момента, когда ее радиус становится равным радиусу модели звезды той же массы, находящейся в тепловом равновесии (рис.6). Находясь в состоянии близком к тепловому равновесию, звезда вследствие ядерной эволюции расширяется и в момент $t = 5.853 \cdot 10^6$ лет вновь заполняет ВКП. Длительность промежуточной разделенной стадии эволюции достаточно велика для того, чтобы звезде можно было наблюдать в это время. В приложении В показано, что временное прекращение потери вещества вызывается уменьшением роли ядерного энерговыделения при уменьшении массы звезды и тем, что при $m_1/m_2 \leq 0.62$ гравитационная энергия не может восполнять потери на излучение звезды, заполняющей ВКП. Звезда претерпевает общее сжатие, до тех пор, пока ее радиус не становится точно равным радиусу термически равновесной модели с соответствующим распределением водорода. После этого звезда начинает расширяться и вновь заполняет ВКП, т.к. роль ядерного энерговыделения возрастает.

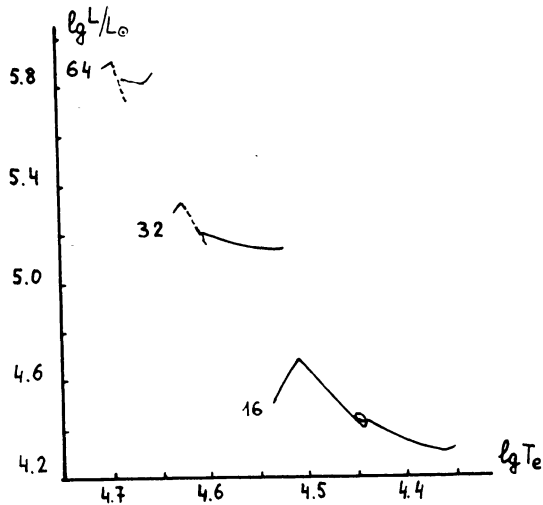


Рис.7. Эволюционные треки теряющих массу компонент тесных двойных звезд. Около треков указаны массы в M_{\odot} . Штриховые линии - участки треков, рассчитанные с помощью равновесных моделей.

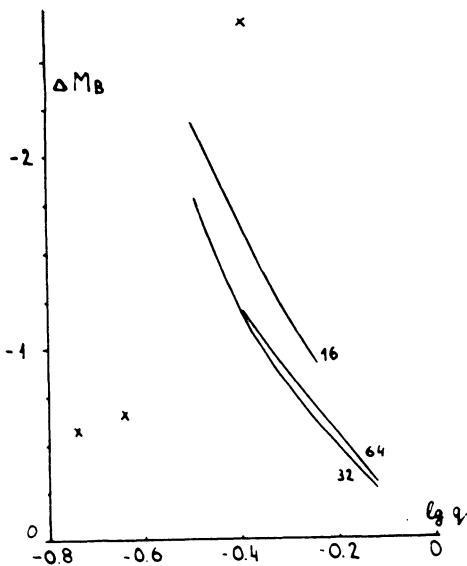


Рис.8. Избытки светимости контактных компонент массивных двойных звезд. Случай А.
Крестики - наблюдаемые системы.

После заполнения полости Роша звезда за $2.57 \cdot 10^6$ лет теряет $4.12 M_{\odot}$. Отделение звезды от ВКП обусловлено общим сжатием вследствие истощения водорода в ядре, аналогичным общему сжатию, происходящему в одиночных звездах после точки В эволюционного трека.

Время жизни звезды, потерявшей часть массы на стадии главной последовательности $8.11 \cdot 10^6$ лет, а звезды $16 M_{\odot}$ на той же стадии - $6.3 \cdot 10^6$ лет. Увеличение времени выгорания водорода обусловлено уменьшением ρ_c и T_c и массы конвективного ядра во время первой фазы потери вещества.

Рассмотрим эволюцию второй звезды системы. Для нее радиус критической поверхности в конце стадии обмена $R_{c2} \approx 16 R_{\odot}$. В результате потери вещества первичной компонентой масса вторичной за $8 \cdot 10^3$ лет увеличивается до $19 M_{\odot}$, затем еще на $4 M_{\odot}$ за $2.6 \cdot 10^6$ лет. В звезде $19 M_{\odot}$ водород выгорает за $5.2 \cdot 10^6$ лет, в звезде $23 M_{\odot}$ - за $4.6 \cdot 10^6$ лет. Максимальные радиусы звезд $19 M_{\odot}$ и $23 M_{\odot}$ на главной последовательности - $12.5 R_{\odot}$ и $14 R_{\odot}$, соответственно. В результате быстрого увеличения массы звезды ее радиус растет значительно быстрее, чем это следует из соотношения $M-R$ для звезд главной последовательности [14]. Поэтому система должна была стать контактной в ходе потери вещества первичной компонентой, вероятнее всего, это могло произойти после окончания промежуточной разделенной стадии эволюции.

На примере звезды $16 + 15 M_{\odot}$ ясно, что наблюдать двойную систему практически можно лишь на промежуточной разделенной стадии эволюции и на стадии потери вещества в ядерной шкале времени. В то же время, окончание быстрой стадии потери вещества близко к моменту, когда радиус критической поверхности близок к радиусу модели, находящейся в тепловом равновесии. Поэтому

расчет эволюции с потерей вещества может быть начат с равновесной модели, у которой $R_e \approx R_{cl}$. Такой способ расчета часто применяется для расчета моделей звезд, теряющих массу на главной последовательности, но в этом случае автоматически исключается промежуточная разделенная стадия, т.к. светимость исходной термически равновесной модели полностью обеспечивается горением водорода.

Эволюция первичных компонент систем $32 + 30 M_\odot$ и $64 + 60 M_\odot$, в которых обмен веществом начинается на главной последовательности, была рассчитана с использованием равновесных моделей. Эволюционные треки теряющих массу звезд изображены на рис.7. В системе $32 + 30 M_\odot$, $A_0 = 21.8 R_\odot$, $P_0 = 1.04$ звезда $32 M_\odot$ заполняет ВКП через $\Delta t = 1.2605 \cdot 10^6$ лет после начальной главной последовательности. В этот момент $X_c = 0.473$. До момента, когда радиус равновесных моделей становится равным R_{cl} , звезда теряет $5.2 M_\odot$. Время потери должно быть сравнимо с кельвиновским $t_k \approx 1.69 \cdot 10^4$ лет. Затем в течение $3.2 \cdot 10^6$ лет звезда теряет еще $11.6 M_\odot$ с почти постоянной скоростью. Параметры системы после завершения обмена веществом: $M_1 = 15.2 M_\odot$, $M_2 = 46.8 M_\odot$, $A = 40 R_\odot$, $P = 3.7$. Как и в случае звезды $16 M_\odot$, время эволюции с обменом веществом на $\sim 25\%$ больше, чем время жизни "материнской" звезды на стадии горения водорода.

В системе $64 + 60 M_\odot$, $A_0 = 33.5 R_\odot$, $P_0 = 1.84$ звезда $64 M_\odot$ заполняет ВКП через $\Delta t = 1.53 \cdot 10^6$ лет после начальной главной последовательности. В этот момент $R = 12.9 R_\odot$, $X_c = 0.51$. До момента, когда радиусы критической поверхности и равновесных моделей становятся равными, звезда теряет $\sim 10.5 M_\odot$. Оценка времени потери: $t_k = 1.3 \cdot 10^4$ лет. На медленной стадии сброса вещества звезда теряет $17.74 M_\odot$ за $2.05 \cdot 10^6$ лет. Параметры системы после окончания обмена: $M_1 = 35.66 M_\odot$, $M_2 = 88.34 M_\odot$, $A = 49.6 R_\odot$, $P = 3.3$.

Очевидно, что расчет эволюции с обменом массой в системах $64 + 60 M_\odot$ и $32 + 30 M_\odot$, также как и для системы $16 + 15 M_\odot$, имеет до некоторой степени формальный характер из-за неизбежного наступления контакта. Контактной стадии невозможно избежать, выбрав начальное соотношение масс значительно большее единицы, т.к. радиус звезды, на которую происходит аккреция, растет значительно быстрее, чем требует соотношение $M-R$.

Интересно отметить, что во всех трех звездах, для которых рассчитана эволюция, из-за потери вещества полуконвекция не возникает.

В результате расчетов не найдено никакой корреляции между параметрами моделей в начале обмена, такими, как X_c или масса конвективного ядра, и массой остатка звезды после окончания обмена и химическим составом оболочек.

Возможности сравнения результатов расчетов с наблюдениями крайне ограничены ввиду малочисленности массивных двойных систем с надежно определенными параметрами. На рис.8 приведены избытки светимости контактных компонент рассчитанных систем ΔM_B как функции отношения масс компонент $q = m_1/m_2$. Крестиками обозначены наблюдаемые полуразделенные массивные системы [15]. Рассчитанные значения находятся в промежутке между наблюдаемыми. Если часть вещества теряется из системы в ходе эволюции, то кривые, соответствующие наблюдениям, сдвинутся на диаграмме вправо. К такому же эффекту может привести уменьшение исходной массы компоненты m_2 . Отметим, что все системы, с которыми производится сравнение, имеют суммарную массу компонент меньшую $31 M_\odot$.

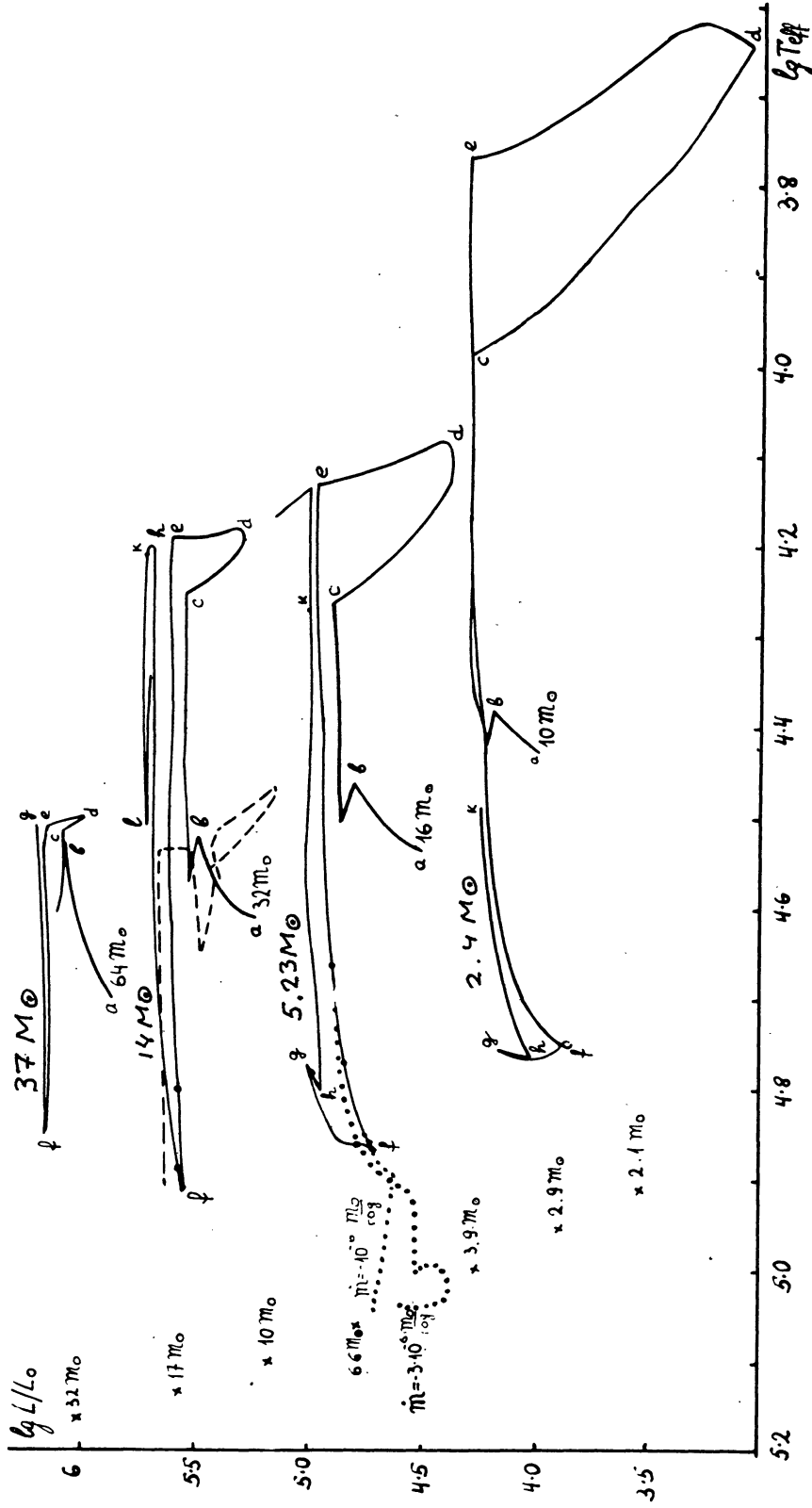


Рис. 9. Эволюционные треки теряющих массу компонент двойных звезд на диаграмме Герцшпрунга-Рессела. Крестики - положение моделей однородных гелиевых звезд. На треках звезд $M_{\odot} = 16 M_{\odot}$ и $32 M_{\odot}$ точками отмечены интервалы в 10⁵ лет с момента разделения систем. Для $32 M_{\odot}$ положение модели k, m, n, o, p, практически, совпадает. Штриховая линия соответствует треку в случае эволюции АВ. Точками нанесены треки звезд, теряющих массу с постоянной скоростью.

§ 3. Эволюция с обменом веществом, начинающимся после стадии главной последовательности.
(случай В)

Как было уже указано в §1, в значительной части двойных систем обмен веществом между компонентами начинается после выгорания водорода в конвективном ядре первичной компоненты, на стадии горения водорода в слоевом источнике или гелия в ядре.

Нами была рассчитана эволюция первичных компонент тесных двойных звезд с параметрами:

1. $10 M_{\odot} + 9.4 M_{\odot}$, $A = 122 R_{\odot}$
2. $16 M_{\odot} + 15 M_{\odot}$, $A_0 = 72.4 R_{\odot}$
3. $32 M_{\odot} + 30 M_{\odot}$, $A = 165 R_{\odot}$
4. $64 M_{\odot} + 60 M_{\odot}$, $A = 88 R_{\odot}$

Эволюционные треки теряющих массу компонент приведены на рис.9, изменение их массы и внутреннего строения со временем - на рис.10, 11, 12, 13, соответственно, распределение энергосвечения, светимости и химического состава по массе для некоторых моделей - на рис.14, 15, 16, 17 основные параметры характерных моделей, в приложении G в табл. 2G - 5G.

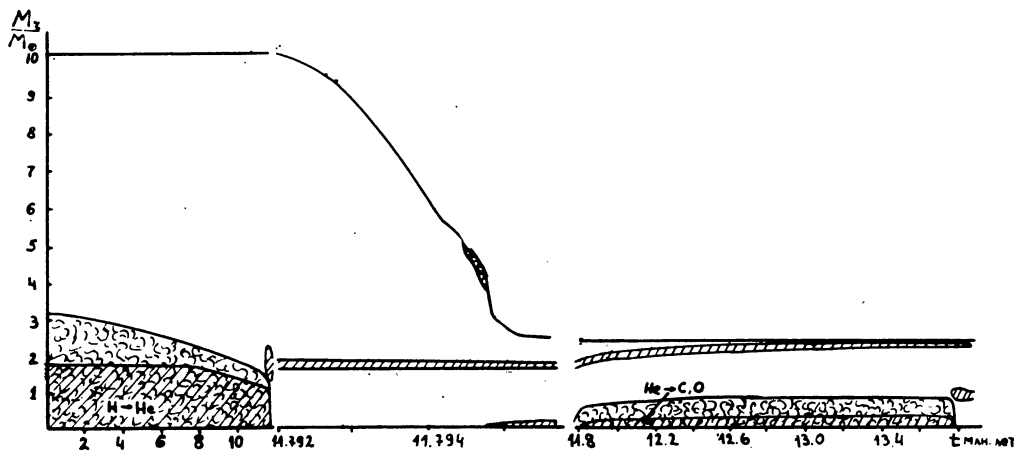


Рис.10. Изменение массы и внутреннего строения звезды $m_0=10M_{\odot}$ с временем. Случай В. Обозначения - как на рис.3.

Во всех трех рассмотренных системах первичные компоненты заполняют полость Роша на стадии горения водорода в слоевом источнике.

В момент заполнения ВКП горение гелия в ядре еще не дает существенного вклада в светимость первичных компонент систем I, II и IV, а в первичной компоненте системы III - $L_{He}/L \approx 0.3$.

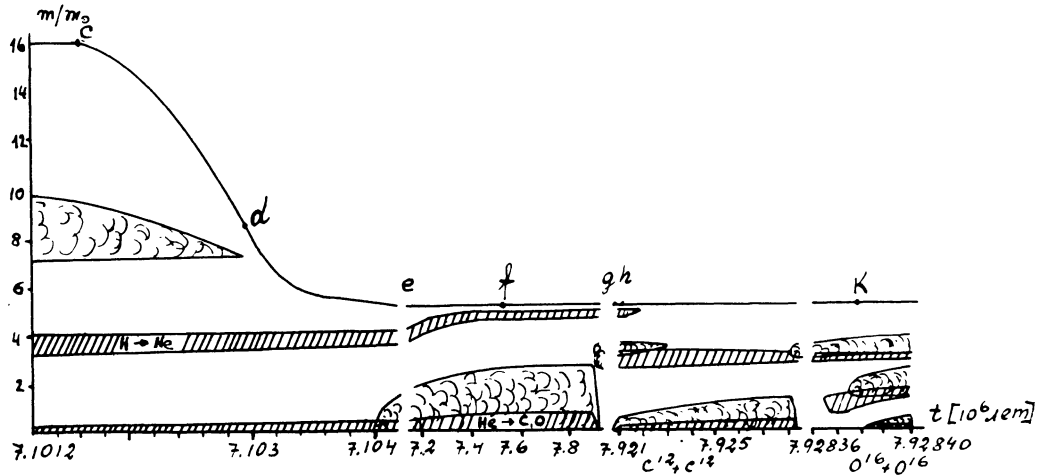


Рис.11. Изменение массы и внутреннего строения звезды $m_{\odot} = 16 m_{\odot}$ с временем. Случай В, Учтены нейтринные потери энергии. Обозначения - как на рис.3.

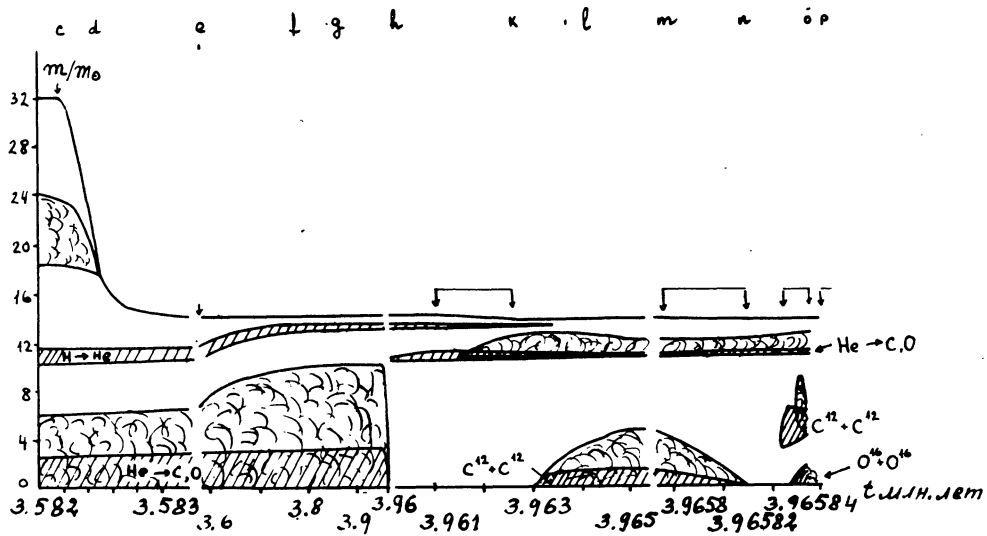


Рис.12. Изменение массы и внутреннего строения звезды $m_{\odot} = 32 m_{\odot}$ с временем. Случай В. Учтены нейтринные потери энергии. Стрелками обозначены стадии, в ходе которых происходит потеря вещества, остальные обозначения - как на рис.3.

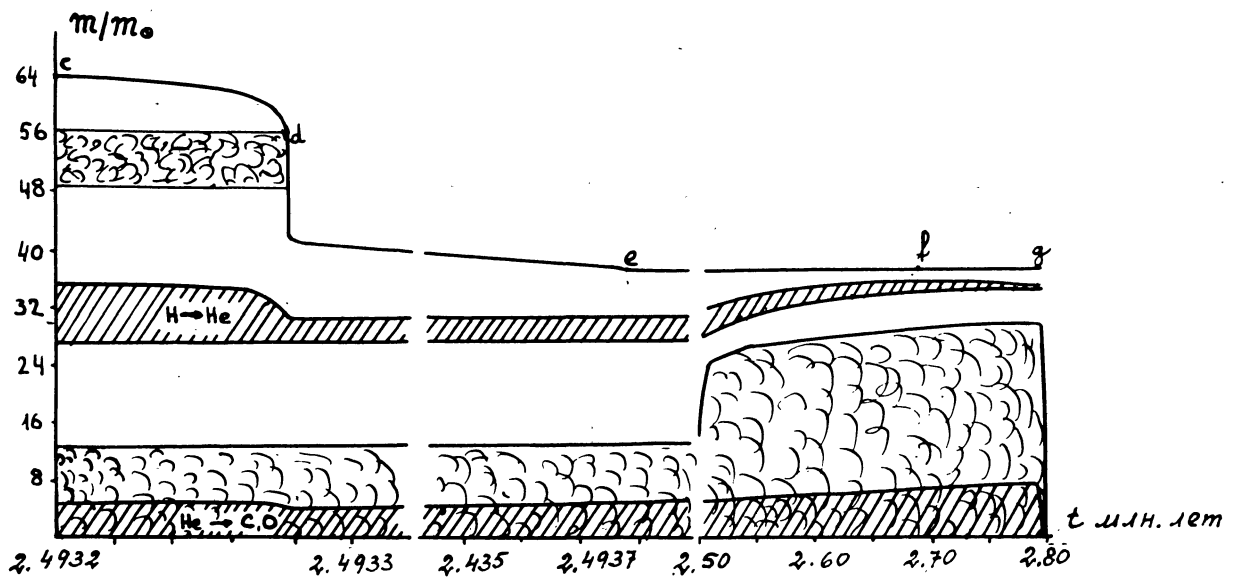


Рис.13. Изменение массы и внутреннего строения звезды $M_0 = 64 M_\odot$ с временем. Случай В. Учтены нейтринные потери энергии. Обозначения - как на рис.3.

После заполнения полости Роша следует стадия быстрого обмена массой, в результате которой звезды теряют оболочки с исходным химическим составом и большую часть зоны переменного химсостава.

Во всех трех рассмотренных случаях можно выделить две фазы потери вещества: первую, быструю, в ходе которой скорость потери вещества достигает до $10^{-2} M_\odot/\text{год}$, длящуюся $\sim 10^3$ лет и вторую, медленную, в ходе которой звезда теряет значительно меньшую массу ($\sim 1 M_\odot$ в системах I, II и III) за несколько тысяч лет.

Скорость потери вещества звездой $M_0 = 10 M_\odot$ имеет второй максимум, когда звезда эволюционирует вблизи границы Хаяши на диаграмме Герцшпрунга-Рессела. В это время в звезде начинает развиваться поверхностная конвективная зона, однако, потеря вещества происходит таким образом, что большая часть конвективной зоны сбрасывается и в момент максимального проникновения конвекция захватывает лишь 5-6 процентов общей массы (рис.10). Скорость потери вещества в это время значительно возрастает (см.рис.10, на котором ясно видно возрастание производной dm/dt в период существования поверхностной конвективной зоны).

Изменение светимости моделей с уменьшением массы показано на рис.6. Минимумы светимости моделей соответствуют моментам, когда сброс вещества начинает захватывать области, в которых химический состав отличается от исходного. Возрастание светимости моделей обусловлено увеличением прозрачности

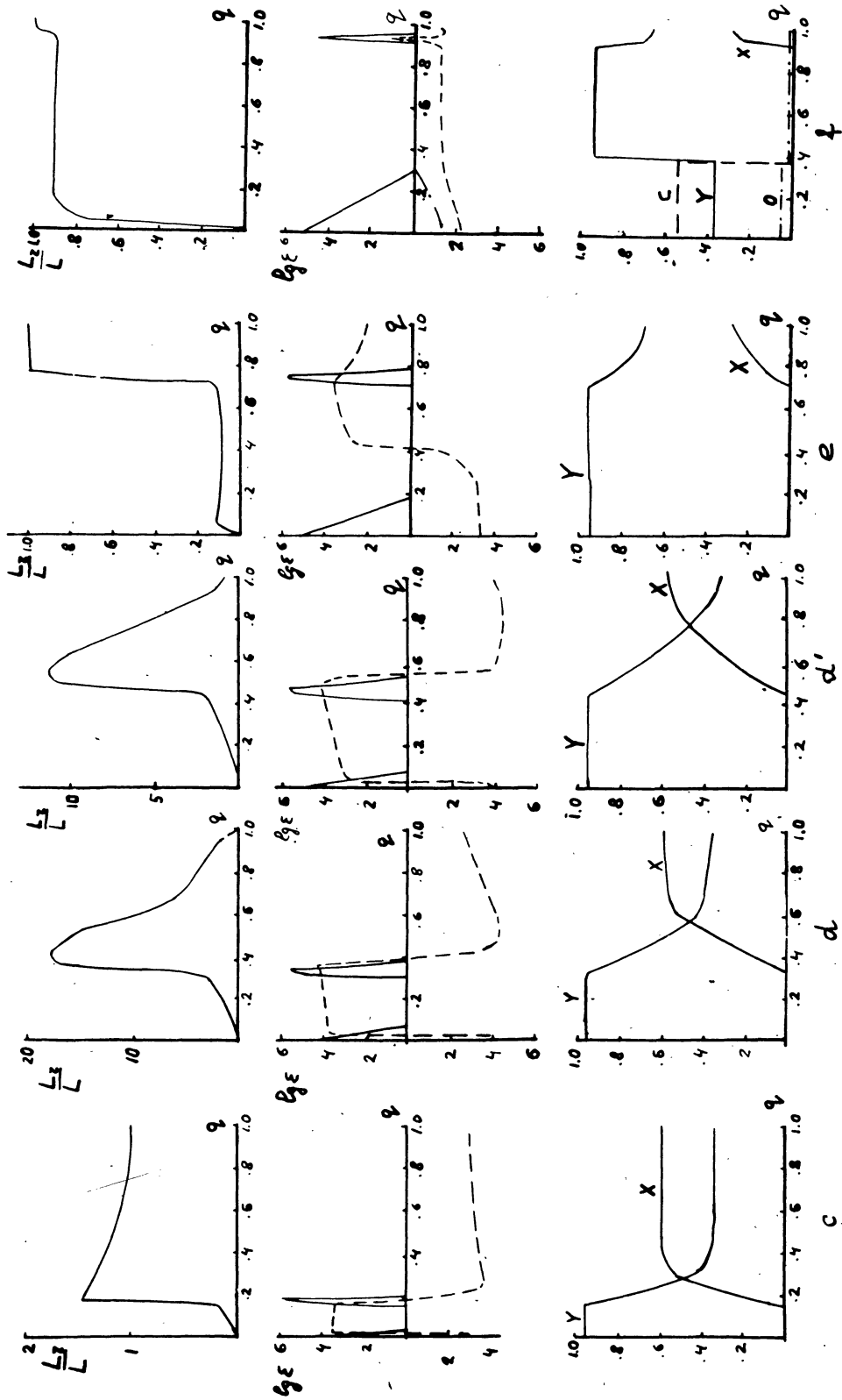


Рис.14. Распределение светимости, энерговыделения и химического состава по массе. $m_0 = 10 M_{\odot}$, случай В. --- ϵ , остальные обозначения как на рис.4. Модели c, d, d', e, f

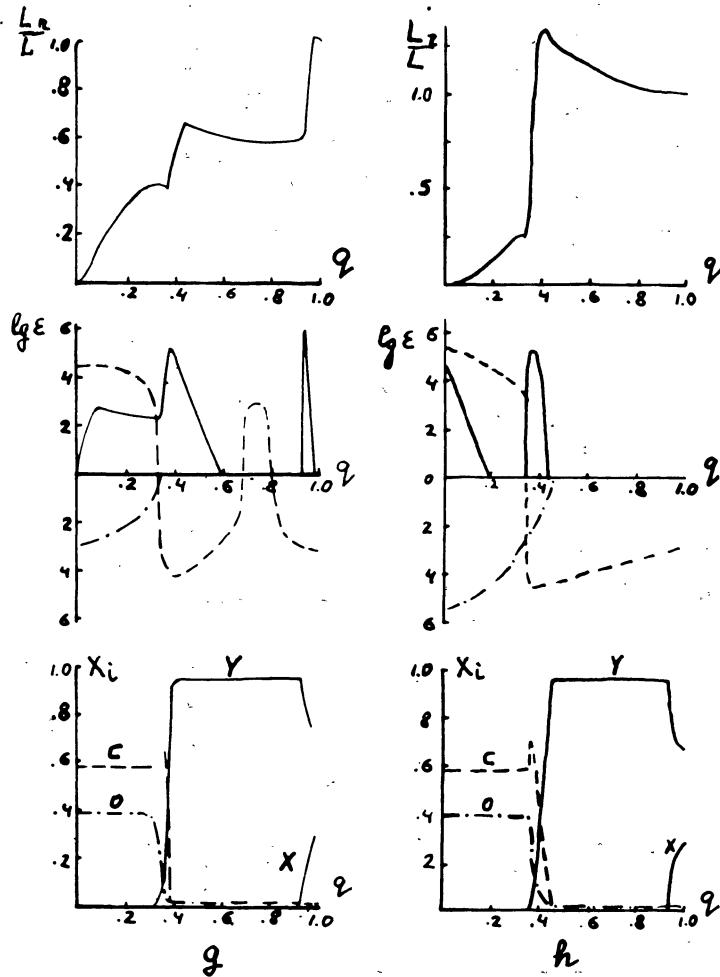


Рис.14. (продолжение). Модели g, h

Соответственно, за время потери вещества значение ϵ_{He} в центре звезды $M_0 = 32 M_{\odot}$ уменьшилось, а в звездах $M_0 = 10 M_{\odot}, 16 M_{\odot}$ и $32 M_{\odot}$ возросло (рис.15-17).

и уменьшением поглощения энергии в оболочках, т.к. энерговыделение в ядре и в слоевом источнике во время потери вещества практически не меняются.

Потеря вещества продолжается до тех пор, пока на поверхности не оказываются слои, в которых содержание водорода $X_e \approx 0.2$. Значение X_e в конце стадии потери уменьшается с ростом исходной массы звезды.

Массы остатков первичных компонент после завершения обмена веществом в системах I, II, III, IV соответственно $2.37 M_{\odot}, 5.23 M_{\odot}, 14.02 M_{\odot}, 37.0 M_{\odot}$. Они хорошо удовлетворяют следующей степенной зависимости:

$$\frac{M_{\text{ост}}}{M_0} = 10^{-0.96 \left(\frac{M_{\text{исх}}}{M_0} \right)^{1.4}} \quad (5)$$

Интересно отметить, что в звезде с исходной массой $32 M_{\odot}$, в которой к началу стадии обмена веществом уже интенсивно горел He в ядре, центральные значения T и ρ уменьшились к концу стадии обмена, а в звездах $M_0 = 10 M_{\odot}, 16 M_{\odot}$ и $32 M_{\odot}$, в которых гелий еще практически не горел, T и ρ возросли (см. табл. 2G-5G).

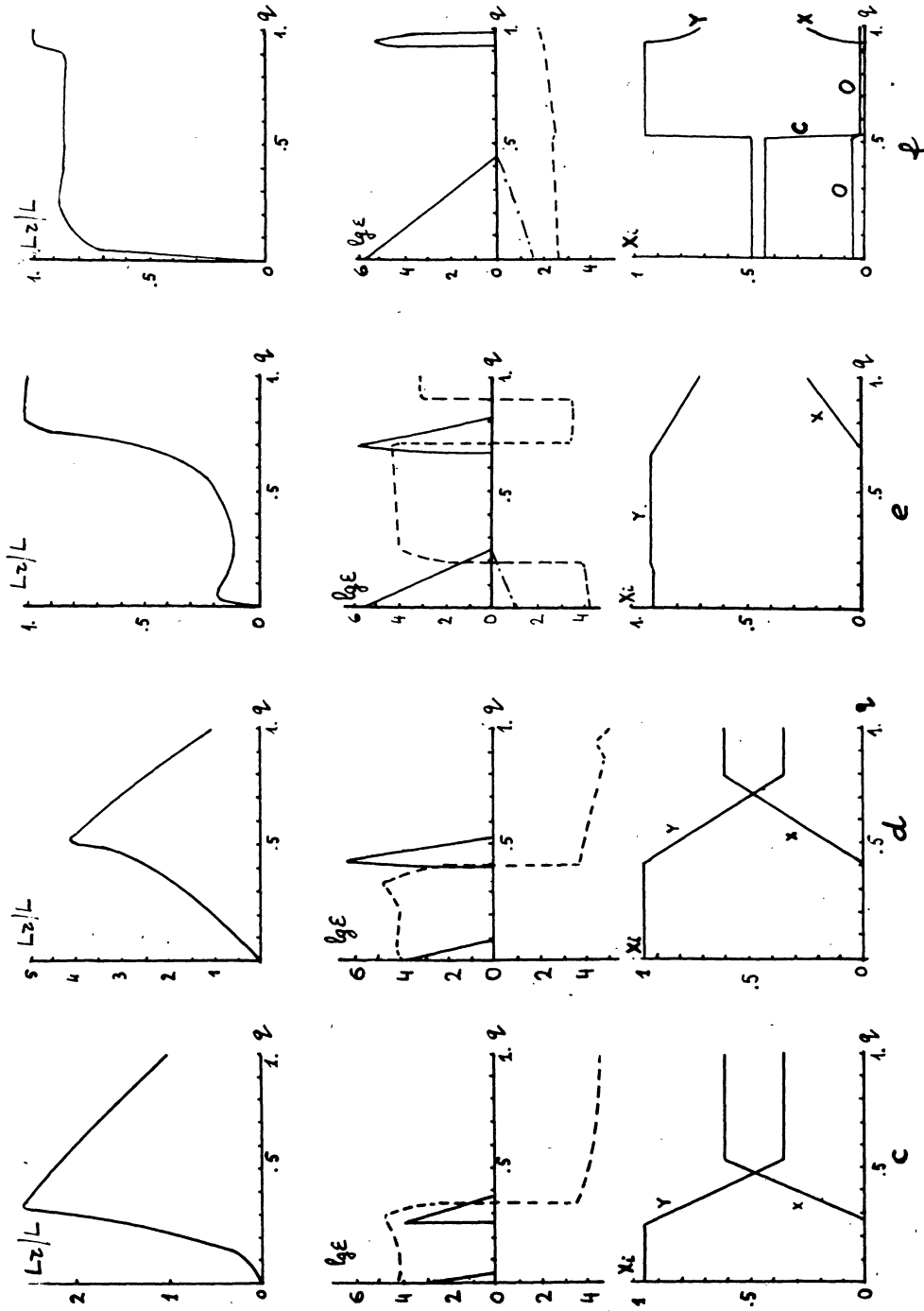


Рис. 15. Распределение светимости, энерговыделения и химического состава по массе. $m_{\odot} = 16 M_{\odot}$, случай В. Обозначения - как на рис. 4. Модели c, d, e, f

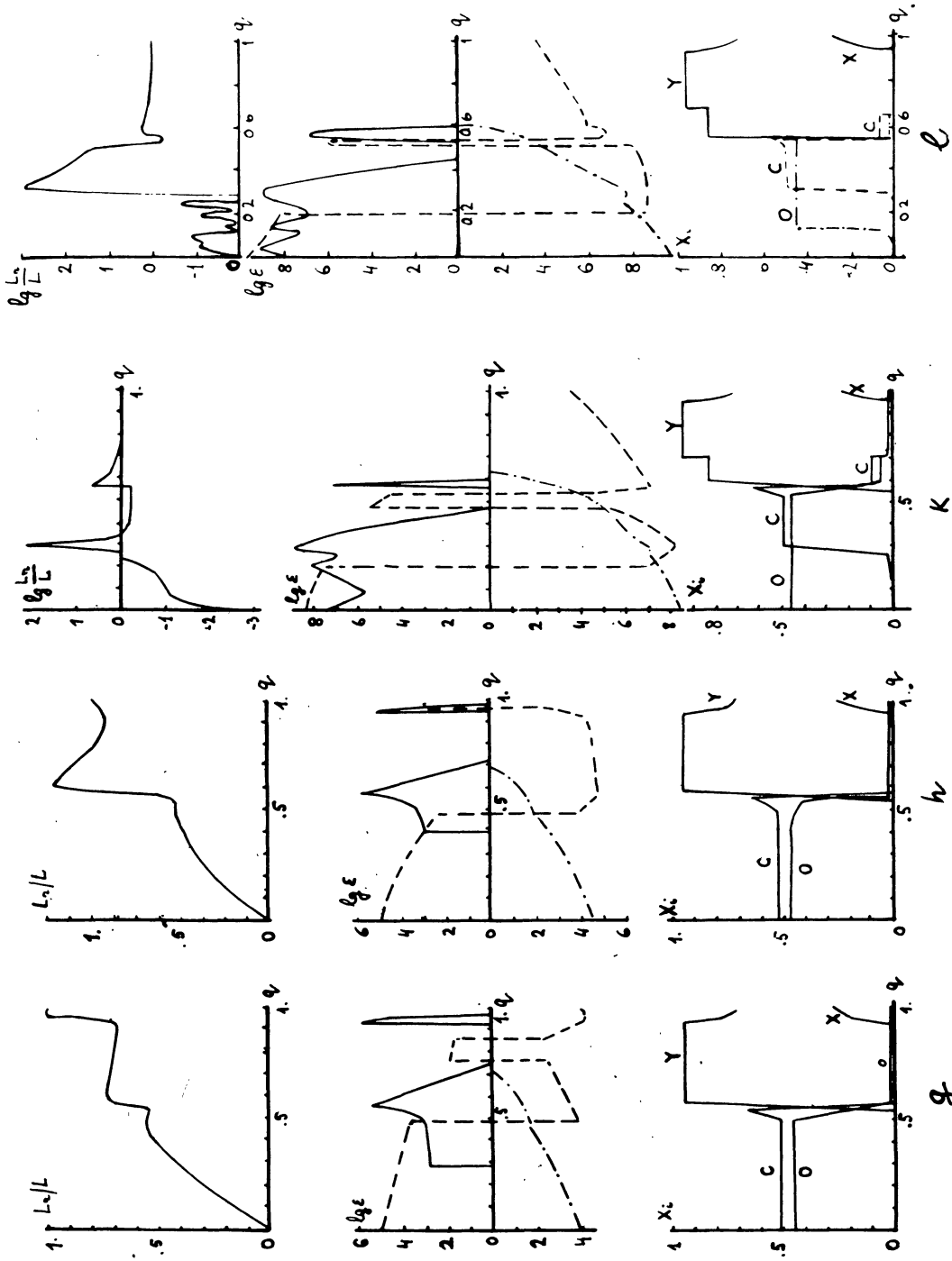


Рис.15. (продолжение). Модели g, h, k, l .

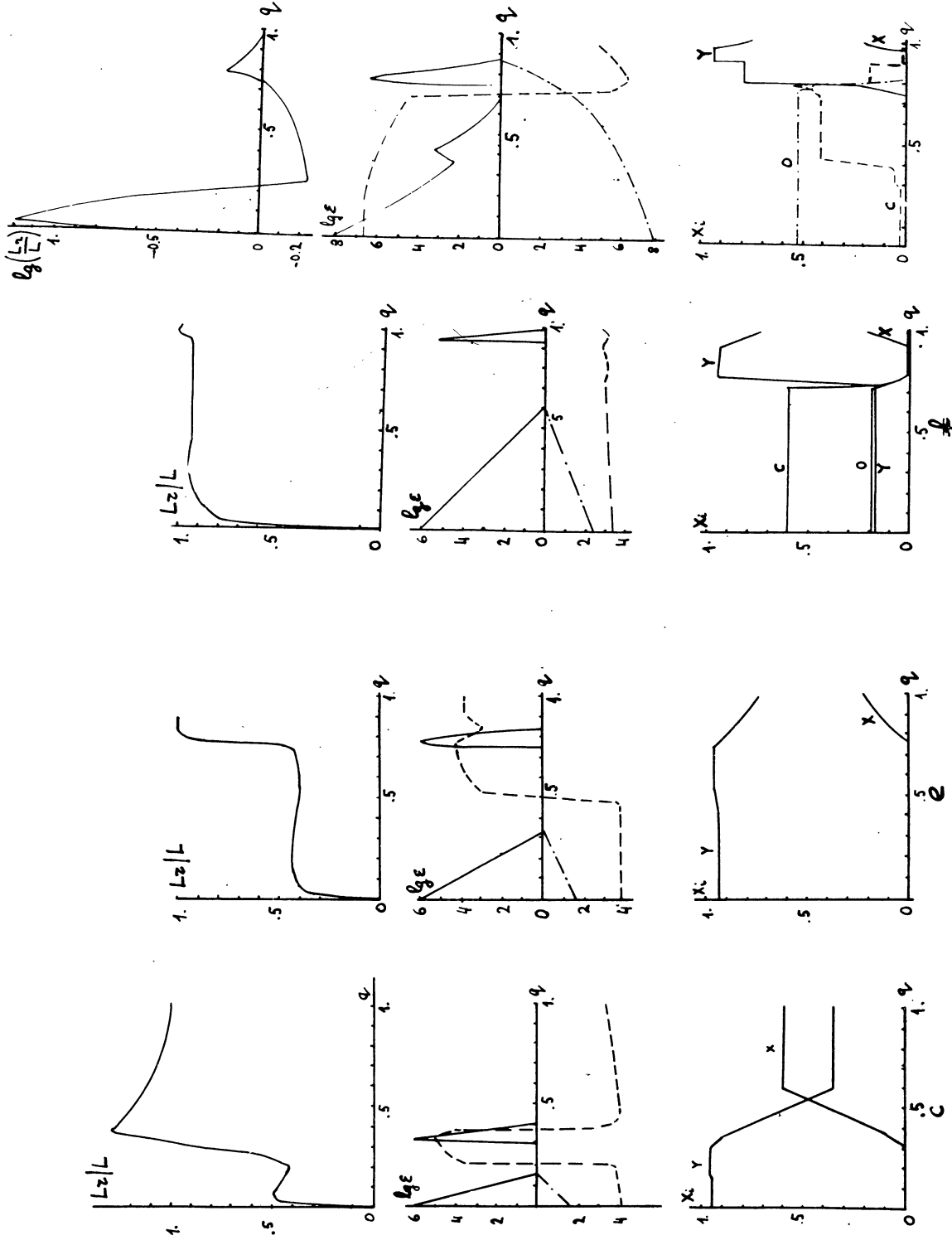


Рис.16. Распределение светимости, энерговыделения и химического состава по массе. $m_o = 32 M_o$. Случай В. Обозначения - как на рис.4 и 13. Модели с, е, f и модель на стадии горения углерода в ядре.

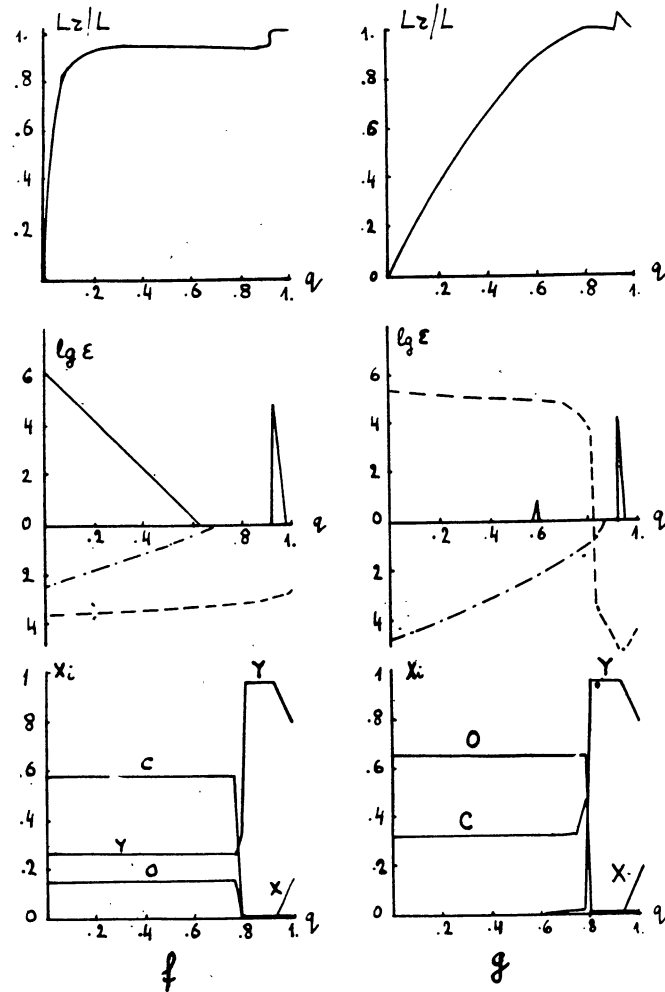


Рис.17. Распределение светимости, энерговыведения и химического состава по массе. $M_0 = 64 M_\odot$, случай В. Обозначения - как на рис.4 и 13. Модели f и g .

Эволюция на стадии выгорания гелия в ядре

После отделения от ВКП звезды, в которых гелиевое ядро составляет 60-80% массы, а большая часть энерговыведения обеспечивается водородным слоевым источником, находятся в состоянии, близком к тепловому равновесию. Дальнейшая эволюция влево на диаграмме Герцшпрунга-Рессела обеспечивается выгоранием водорода в слоевом источнике горения водорода. В момент отключения в слоевом источнике вырабатывается $\sim 60\%$ всей энергии, что соответствует быстрому смещению модели влево на диаграмме Герцшпрунга-Рессела. С увеличением эффективной температуры постепенно уменьшается роль слоевого

источника, в крайней левой части трека он дает только 5% всей светимости. Уменьшение генерации ядерной энергии в слоевом источнике горения водорода объясняет замедление эволюции остатка по мере повышения эффективной температуры.

Оболочки моделей сжимаются и на диаграмме Герцшпрунга-Рессела звезды перемещаются в область высоких эффективных температур, занимаемую звездами Вольфа-Райе. Пачинский [2] предположил, что именно таким образом формируются звезды Вольфа-Райе, входящие в состав двойных систем (подробнее см. [16]). "Скорость" движения по диаграмме Герцшпрунга-Рессела проиллюстрирована на рис. 9, где на треках точками отмечены интервалы по 10^5 лет, начиная с момента отделения от ВКП. Очевидно, что большую часть времени эволюции после окончания обмена веществом звезды проводят в области, где $\log T_e \geq 4.75$. Эволюция звезд при движении влево на диаграмме Г.-Р. определяется слоевым источником. Скорость сжатия оболочки уменьшается по мере возрастания роли горения гелия в ядре и уменьшения роли слоевого источника (см. рис. 9). Светимость звезд при этом остается почти постоянной.

К аналогичным выводам относительно определяющей роли слоевого источника в ходе эволюции звезды сразу после отделения от ВКП приводят результаты расчетов равновесных моделей звезд (см. рис. 1 F в приложении F, на котором изображено положение моделей с одинаковым содержанием водорода в оболочках, но различной массой оболочек).

Минимальные радиусы, которые имеют остатки звезд $M_0 = 10, 16, 32, 64 M_\odot$ после обмена массой, равны $0.87 R_\odot, 1.4 R_\odot, 3 R_\odot, 7.95 R_\odot$, соответственно (точки ϕ эволюционных треков), т.е. охватывают интервал радиусов компактных ядер звезд WR (подробнее см. [16]). Например, у звезды V 444 Cyg $\sim 90\%$ светимости в континууме исходят из области с радиусом $8.4 R_\odot$, а радиус ядра в поглощении, определенный по уровню $\tau = 1 + 1.2 - 2 R_\odot$ [17]. Масса же компоненты WR (WN 5) - $10 M_\odot$, т.е. находится в хорошем согласии с нашими результатами. Возможно лишь, что масса $2.37 M_\odot$ мала для звезды WR.

К моменту, когда радиусы звезд достигают минимума (точка ϕ), вся их светимость полностью определяется ядерными источниками энергии, а $|\epsilon_g| = 10^{-2} - 10^{-3}$ эрг/(г.сек). Горение гелия в ядре обеспечивает ~ 0.9 полной светимости. Полное время выгорания гелия в ядрах звезд $\sim 1/10$ времени жизни на главной последовательности: около $8 \cdot 10^5$ лет для $M_0 = 16 M_\odot$, $4 \cdot 10^5$ для $M_0 = 32 M_\odot$, $3 \cdot 10^5$ лет для $M_0 = 64 M_\odot$. Потеря большей части оболочки на эволюцию ядер и на время горения гелия в конвективных ядрах практически не повлияла.

Дальнейшая эволюция остатков после точки ϕ трека происходит по-разному, в зависимости от массы, поэтому мы рассмотрим ее в отдельности для каждого из исследованных вариантов. Отметим, что после выгорания He ядра звезд имеют различное относительное содержание углерода и кислорода: у $10 M_\odot$ $X_{12} = 0.588, X_{16} = 0.392$, у $M_0 = 16 M_\odot$ - $X_{12} = 0.515, X_{16} = 0.465$, у $M_0 = 32 M_\odot$ - $X_{12} = 0.422, X_{16} = 0.558$, у $M_0 = 64 M_\odot$ - $X_{12} = 0.328, X_{16} = 0.652$. Этот результат непосредственно следует из того, что с ростом температуры отношение скоростей реакций $3\alpha \rightarrow C^{12}$ и $C^{12} + \alpha \rightarrow O^{16}$ падает. Детально вопрос нуклеосинтеза в ядрах одиночных звезд $16 M_\odot, 32 M_\odot, 64 M_\odot$ рассмотрен в работе [10].

Наиболее подробно эволюция на стадиях истощения гелия в ядре и более поздних рассчитана для остатков звезд $M_0 = 32 M_\odot$ и $M_0 = 16 M_\odot$.

Эволюция остатка звезды $M_0 = 32 M_\odot$ на стадиях горения углерода и кислорода в ядре с учетом нейтринных потерь

В точке f эволюционного трека основной вклад в светимость звезды с $M = 14.02 M_\odot$ дает горение He (95%), остальную светимость обеспечивает слоевой источник. Гелий в ядре после точки А догорает в течение $17.5 \cdot 10^5$ лет. К концу стадии горения гелия в ядре возникает слоевой источник горения He вблизи границы максимального конвективного ядра. В начале он очень широк за счет зоны с $M_r < 10 M_\odot$, в которой содержание He мало (соответственно, мал вклад этой области в светимость), но быстро сужается и затем горение He на всех последующих стадиях эволюции локализовано в слое $10.35 \leq M_r/M_\odot \leq 11.0$. Стадия эволюции после выгорания He сопровождается сжатием ядра и расширением оболочки (в одиночных звездах большой массы все последующие стадии эволюции проходят вблизи границы Хаяши). В результате увеличения радиуса звезда заполняет ВКП вторично в момент $t = 3.961 \cdot 10^6$ лет (модель h).

В результате последующей потери вещества масса звезды уменьшается на $0.3 M_\odot$ за 1400 лет. Прекращение потери обусловлено загоранием углерода в ядре и отмиранием водородного слоевого источника. На диаграмме Герцшпрунга-Рессела эволюционный трек описывает петлю. Минимальный радиус $26.6 R_\odot$ соответствует моменту, когда в центре $X_{12} = 0.313$ (модель l). На стадии горения углерода в ядре вблизи верхней границы гелиевого слоевого источника возникает конвективная зона, появление которой обусловлено резким ростом энерговыделения в источнике (см. приложение D). Конвекция захватывает области с почти постоянным химическим составом и поэтому перемешивание вещества не изменяет заметным образом ход эволюции звезды.

По мере выгорания углерода в ядре звезды радиус ее увеличивается и в момент $t = 3.965 \cdot 10^6$ звезда заполняет ВКП в третий раз. Новая фаза потери вещества продолжается до стадии активного горения кислорода в ядре. Звезда теряет $0.238 M_\odot$ за 870 лет. Загорание кислорода приводит к тому, что эволюционный трек описывает еще одну петлю на диаграмме Герцшпрунга-Рессела, а затем в четвертый раз заполняет ВКП. Нельзя исключить возможность еще нескольких петель на последующих стадиях эволюции. Однако уже на стадии горения кислорода радиус звезды отличается от соответствующего радиуса критической поверхности всего на несколько процентов, поэтому можно приближенно считать, что все время последующей эволюции звезда заполняет ВКП, но соответствующая потеря вещества вероятно не может заметным образом изменить массу звезды.

Ввиду того, что масса, потерянная первичной компонентой на поздних стадиях эволюции, мала, период системы и расстояние между компонентами практически не изменились.

Отметим, что на стадии горения углерода в слое в верхней части источника появляется конвективная зона. Ее появление также связано с резким увеличением скорости генерации энергии в слое (см. приложение D). Аналогичные конвективные зоны должны появиться в ходе дальнейшей эволюции в кислородном и других слоевых источниках.

Эволюция остатка звезды $M_{\odot} = 16 M_{\odot}$ на стадиях горения углерода и кислорода в ядре с учетом нейтринных потерь

В остатке звезды $16 M_{\odot}$ содержание He в ядре в точке f эволюционного трека $Y_c = 0.433$ (для звезды $32 M_{\odot}$ на аналогичной стадии эволюции $Y_c = 0.269$, но в последнем случае потеря вещества началась позже). На стадии истощения гелия в ядре светимость звезды быстро растет. Рост светимости в основном обусловлен увеличением температуры в слоевом источнике горения водорода, вызванным сжатием гелиевого ядра. Одновременно увеличивается и светимость самого ядра. С истощением гелия в ядре формируется слоевой источник горения гелия, а водородный отмирает, т.к. он вытесняется в холодные слои звезды. Исчезновение водородного слоевого источника сопровождается сжатием оболочки (участок трека $g-h$), за $6.4 \cdot 10^3$ лет радиус звезды уменьшается на $\Delta \lg R = 0.083$. Общая светимость звезды падает. Изменение роли различных источников энергии ясно видно из сопоставления распределения L_r/L по координате $q = M_r/M$ для моделей g и h (рис.15). (В случае звезды с исходной массой $32 M_{\odot}$ отмирание слоевого источника горения водорода вызвало прекращение потери вещества). После восстановления звездой теплового равновесия ее оболочка снова начинает расширяться и на диаграмме Герцшпрунга-Рессела звезда движется вправо через область, занимаемую голубыми сверхгигантами.

Изменения во внутреннем строении звезды сходны с изменениями в звезде с исходной массой $32 M_{\odot}$. Однако, углерод и кислород в ядре выгорают еще до второго заполнения ВКП. Конвективная зона выше слоевого источника горения He отмирает на стадии горения C^{12} в ядре, но после выгорания углерода сжатие ядра ведет к увеличению температуры в источнике, слоевой источник горения гелия становится основным источником ядерного энерговыделения, он сужается, ϵ_{He} возрастает и в области источника снова появляется конвекция. Радиус и светимость звезды (звезда находится в точке К эволюционного трека на рис.9) на этой стадии эволюции практически не меняются.

Возможно, что звезда заполнит ВКП на еще более поздних стадиях эволюции, но потеря массы будет мала из-за малой продолжительности очень поздних стадий эволюции.

Интересно отметить следующее обстоятельство. Догорание углерода в ядрах остатков звезд 16 и $32 M_{\odot}$ происходит уже после отмирания в них конвекции. Когда содержание углерода уменьшается до $10^{-5} - 10^{-6}$ начинается интенсивное горение кислорода. Увеличение энерговыделения в центре приводит к возобновлению конвекции. Конвективное ядро, расширяясь, захватывает области с относительно большим содержанием углерода, что приводит к увеличению содержания углерода в ядре и длительности стадии истощения углерода в центре звезды. На некоторое время рост конвективного ядра замедляется из-за необходимости полного выгорания углерода поступающего в ядро из окружающих областей.

Другой интересный эффект, обнаруженный для звезды $16 M_{\odot}$ связан с существованием нейтринных потерь энергии. На стадии эволюции после истощения углерода в ядре, когда основным источником энерговыделения в центре является гравитационная энергия, а горение кислорода еще дает значительно меньший

вклад в светимость, унос энергии нейтрино приводит к появлению области, в которой полная светимость $L = L_{\text{нuc}} + L_g + L_\nu < 0$.

Некоторые вопросы, связанные с конвекцией при наличии нейтринных потерь энергии, рассмотрены в приложении Е.

Отметим также, что слоевые источники горения углерода и кислорода в начале их существования являются двойными. Первый (более близкий к центру) соответствует области, в которой содержание углерода (кислорода) мало, но высокая температура, а второй - области с более низкой температурой, но с большим содержанием данного элемента. В ходе дальнейшей эволюции первый максимум исчезает, т.к. все ядерное горючее в этой части источника быстро выгорает. При формировании же гелиевого слоевого источника энерговыделения вместо первого максимума существует широкое "плато", которое также быстро исчезает (см. рис.15, 16).

Эволюция остатков звезд $M_0 = 64 M_\odot$ и $M_0 = 10 M_\odot$
на стадии истощения гелия в ядре

Эволюция остатка звезды $64 M_\odot$ прослежена после точки ϕ трека до повторного заполнения звездой ВКП. К этому времени в ядре звезды полностью выгорает He. Содержание углерода в центре $X_{12} = 0.328$, кислорода $X_{16} = 0.652$. Практически вся светимость звезды обеспечивается гравитационной энергией сжимающегося ядра, т.к. слоевой источник горения He еще не эффективен (см. рис. 17, на котором для моделей ϕ и g изображено распределение по M_r/M энерговыделения, светимости и химсостава).

Эволюция остатка звезды $10 M_\odot$ сходна с эволюцией остатка звезды $16 M_\odot$: после точки ϕ трека светимость звезды быстро растет из-за увеличения температуры в источнике, вызванного сжатием ядра. Отмирание водородного слоевого источника приводит к сжатию оболочки. Дальнейшая эволюция звезды сопровождается расширением оболочки. Звезда на диаграмме Герцшпрунга-Рессела перемещается в область более низких температур и, возможно, еще раз заполнит ВКП.

Эволюция остатков звезд $M_0 = 16 M_\odot$ и $M_0 = 32 M_\odot$
при условии отсутствия нейтринных потерь

Описанные выше расчеты выполнены с учетом потерь энергии в фотонейтринном процессе $\gamma + e^- \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu}$ (В рассматриваемом диапазоне температур остатальные источники нейтринных потерь менее эффективны). Вопрос о существовании нейтринных процессов остается до настоящего времени открытым и сравнение результатов расчетов моделей звезд с наблюдениями является одним из путей решения проблемы. С учетом этого обстоятельства для звезд с исходными массами 16 и $32 M_\odot$ расчеты, начиная со стадии горения He в ядре, были повторены без учета нейтринных потерь.

Эволюционный трек звезды $M_0 = 32 M_\odot$ на диаграмме Герцшпрунга-Рессела практически совпадает с рассчитанным выше, изменение внутреннего строения звезды со временем показано на рис.18, характеристики некоторых моделей приведены в табл.6G. Расчеты моделей одиночных звезд показывают, что если нейтринных потерь нет, длительность стадий горения ^{12}C и ^{16}O возрастает почти

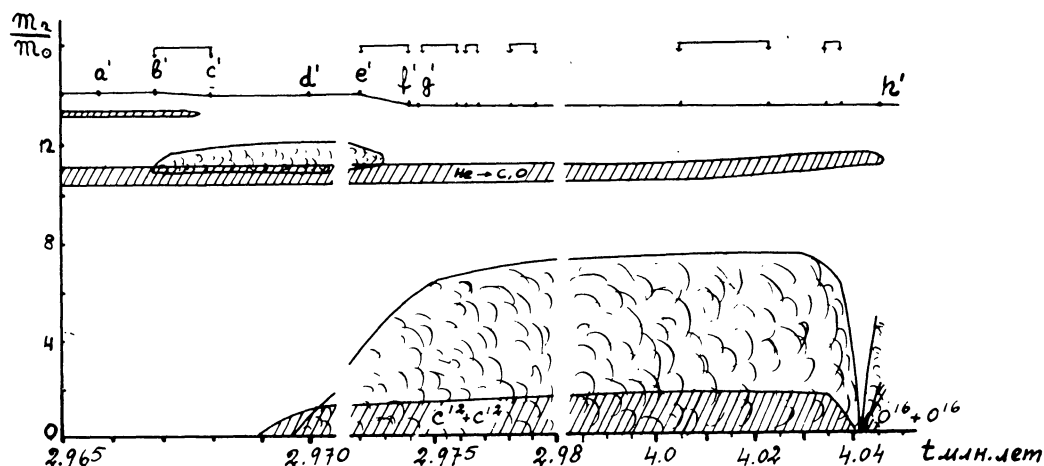


Рис.18. Изменение массы и внутреннего строения звезды с временем. $m_0 = 32 m_\odot$, случай В без учета нейтринных потерь. Обозначения - как на рис.3.

на 2 порядка [10]. Эволюция ядер звезд происходит практически независимо от эволюции оболочек, поэтому и в случае двойных отсутствие нейтринных потерь значительно увеличивает длительность жизни звезды на этих стадиях. Незначительное изменение температурного режима в ядре звезды по сравнению с предыдущим случаем приводит после выгорания He к следующему химическому составу $X_{12} = 0.39$, $X_{16} = 0.59$. Второе заполнение ВКП происходит в момент $t = 3.9669 \cdot 10^6$ лет (модель b') и в течение последующих 1186 лет звезда теряет $0.1 m_\odot$ (конец потери - модель c'). Химический состав оболочки при этом почти не меняется. Затем радиус звезды за 1904 года уменьшается до $44 R_\odot$ (модель d') и затем снова растет. Промежуточная разделенная стадия эволюции обусловлена сжатием оболочки звезды в связи с отмиранием водородного слоевого источника: в начале стадии его вклад в светимость около 10%, в конце - 1-2% (см. рис.19 на котором изображена зависимость энерговыделения, светимости и химсостава от m_r/m для моделей b', d', g'). Когда радиус звезды близок к минимальному, в ядре звезды загорается углерод.

В третий раз звезда заполняет ВКП в момент $t = 3.972 \cdot 10^6$ (модель e'). Последующая потеря вещества происходит со скоростью $\sim 10^{-4} m_\odot/\text{год}$. Светимость и радиус звезды медленно увеличиваются, но звезда, теряющая массу, находится в очень узкой полосе на диаграмме Герцшпрунга-Рессела в области голубых сверхгигантов. В ходе дальнейшей эволюции система несколько раз разделяется и снова становится полуразделенной. Соответственно, трек описывает несколько небольших петель на диаграмме Герцшпрунга-Рессела в пределах $4.2 \leq \lg T_{\text{eff}} \leq 4.5$. Такое поведение может быть объяснено тем, что радиус

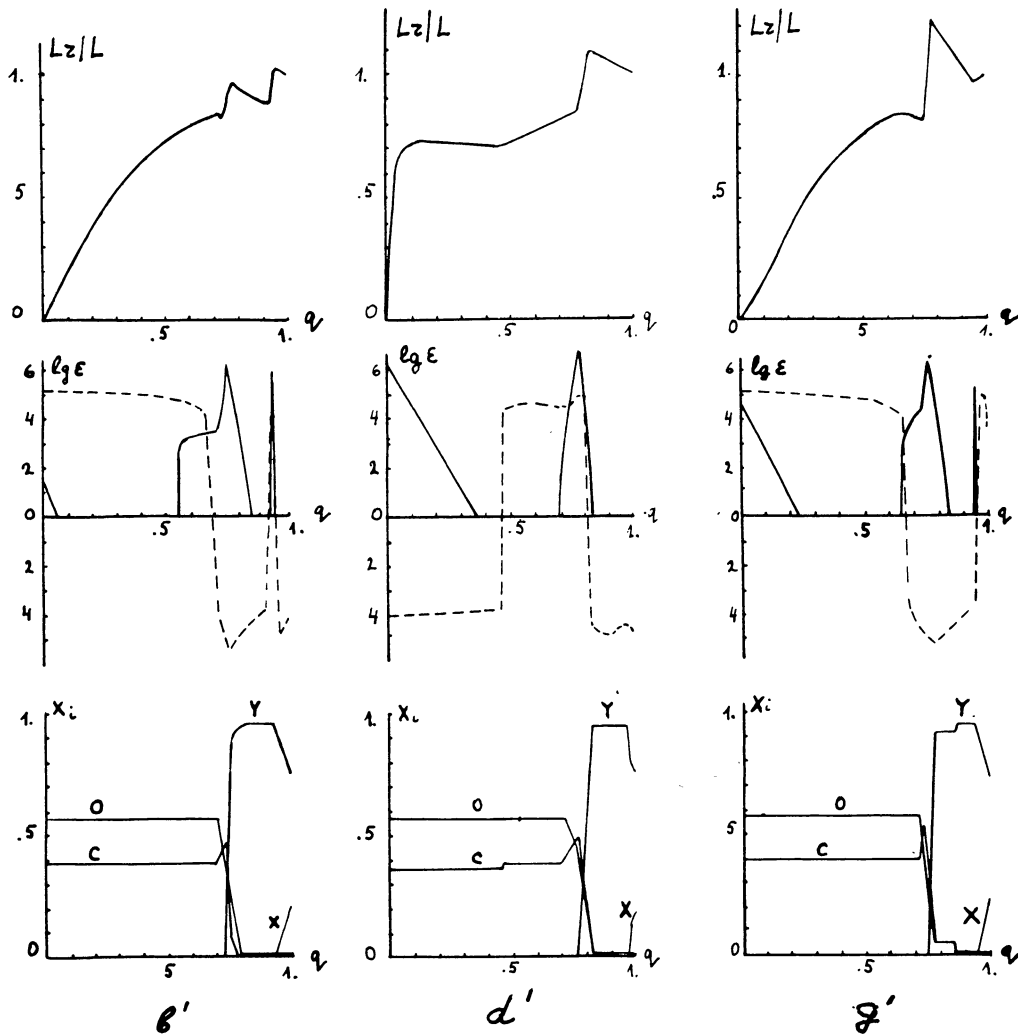


Рис.19. Распределение светимости, энерговыделения и химического состава по массе. $M_0 = 32 M_\odot$, случай В без учета нейтринных потерь. Обозначения - как на рис.4 и 13, модели b', d', g' .

звезды изменяется под действием двух факторов: ядерного горения в ядре, ведущего к расширению оболочки и потери вещества с поверхности и уменьшения содержания водорода в ней, ведущих к сжатию оболочки. На рассчитанном этапе эволюции масса звезды к моменту $t = 4.04 \cdot 10^6$ лет уменьшилась до $M = 13.3 M_\odot$. В ядре выгорел углерод. Длительность стадии горения углерода ~ 70000 лет достаточно велика, чтобы звезду можно было наблюдать.

Аналогичным образом эволюция звезд будет происходить и на стадии горения кислорода ($\Delta t \sim 10^5$ лет). Но нельзя исключить возможность того, что суммарная длительность разделенных стадий **возрастет** вследствие уменьшения содержания водорода в оболочке: в ходе предшествующей эволюции X_e уменьшилось до 0,08.

На стадии горения кислорода в ядре гелиевый слоевой источник отмирает, в то время как в моделях с нейтрино он существует на этой стадии.

Отметим исчезновение конвекции в гелиевом слоевом источнике на стадии интенсивного горения C^{12} в ядре. В варианте с учетом нейтринных потерь конвекция в слое существовала на стадиях горения C^{12} и O^{16} в ядре.

Расчеты без учета нейтринных потерь были проведены также и для первичной компоненты двойной системы $16 + 15 M_{\odot}$. Основное отличие от результатов расчетов с учетом нейтринных потерь: на стадии горения углерода в ядре звезда заполняет полость Роша и теряет вещество. Дальнейшая эволюция звезды будет определяться, как и для $M_{\odot} = 32 M_{\odot}$, двумя процессами: выгоранием ядерного горючего и потерей вещества с поверхности и уменьшением содержания водорода в оболочке. Изменение внутреннего строения звезды с временем для данного случая показано на рис. 20.

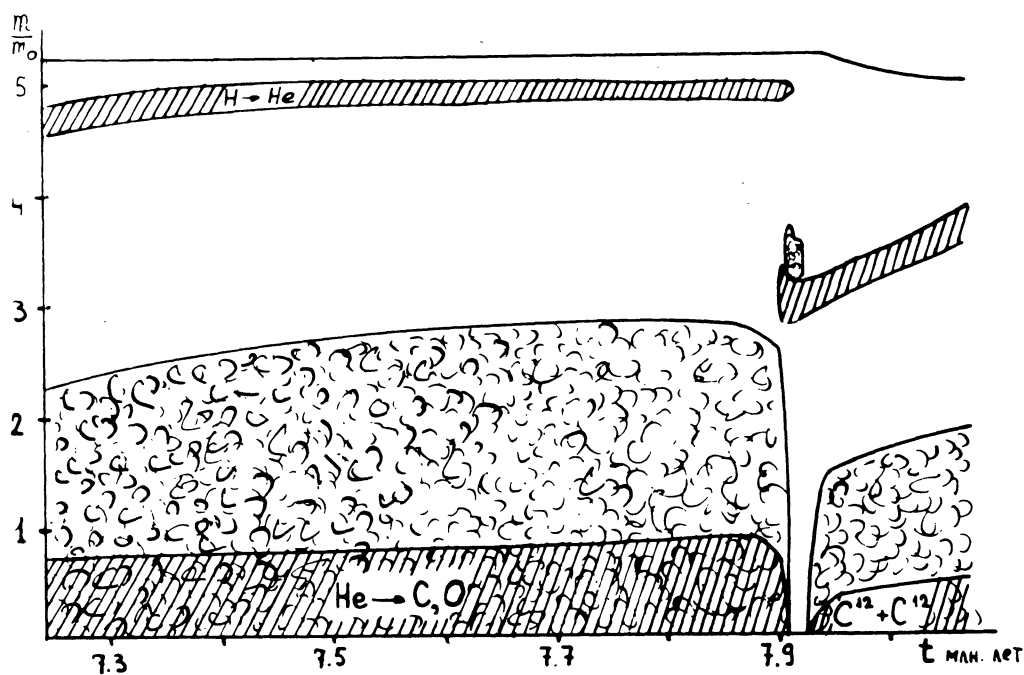


Рис. 20. Изменение массы и внутреннего строения звезды с временем. $M_{\odot} = 16 M_{\odot}$, случай В без учета нейтринных потерь. Обозначения - как на рис. 3.

На рассчитанном этапе эволюции после заполнения полости Роша за 135000 лет звезда потеряла $0.222 M_{\odot}$. За это время содержание углерода в ядре уменьшилось от 0.455 до 0.032. Скорость потери вещества постепенно уменьшается.

Эволюция с обменом массой на стадии догорания водорода в ядре первичной компоненты (случай АВ)

В значительной части тесных двойных систем обмен веществом может начаться в конце стадии главной последовательности, когда в ядре первичной компоненты выгорела большая часть водорода ($X_c \leq 0.1$), но еще не возник водородный слоевой источник.

Была рассчитана эволюция первичной компоненты тесной двойной звезды $32 M_{\odot} + 30 M_{\odot}$, $A_0 = 36.4 R_{\odot}$, $P_0 = 3.21$, в которой звезда $32 M_{\odot}$ заполняет ВКП, когда в ее ядре содержание водорода $X_c = 0.054$. До настоящего времени для звезд большой массы эволюция с потерей вещества на подобной эволюционной стадии никем не рассматривалась.

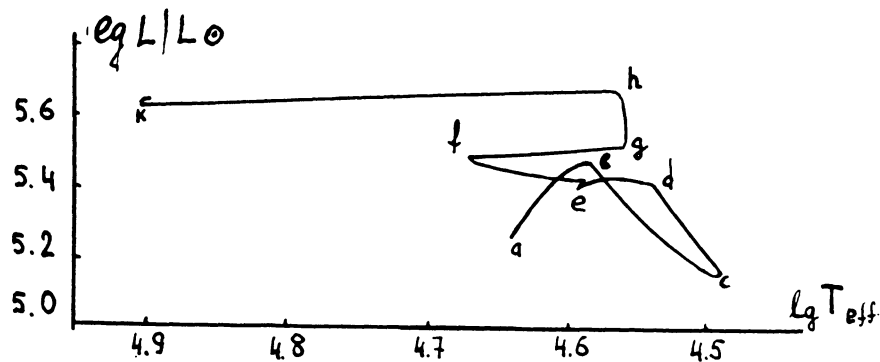


Рис. 21. Эволюционный трек теряющей массу компоненты двойной звезды на диаграмме Герцшпрунга-Рессела.
 $M_0 = 32 M_{\odot}$. Случай АВ.

Эволюционный трек звезды на диаграмме Герцшпрунга-Рессела изображен на рис. 21, распределение энерговыделения, светимости и химического состава по m_r/m на рис. 22, изменение массы и внутреннего строения со временем - на рис. 23. Параметры характерных моделей приведены в табл. 7G в приложении.

После заполнения ВКП звезда теряет $13.7 M_{\odot}$ за 2242 года, кельвиновское же время всей звезды - $7.4 \cdot 10^3$ лет. Быстрая потеря вещества звездой ведет к значительному уменьшению центральной плотности и температуры и, соответственно, к уменьшению ядерного энерговыделения. На рис. 22 изображено распре-

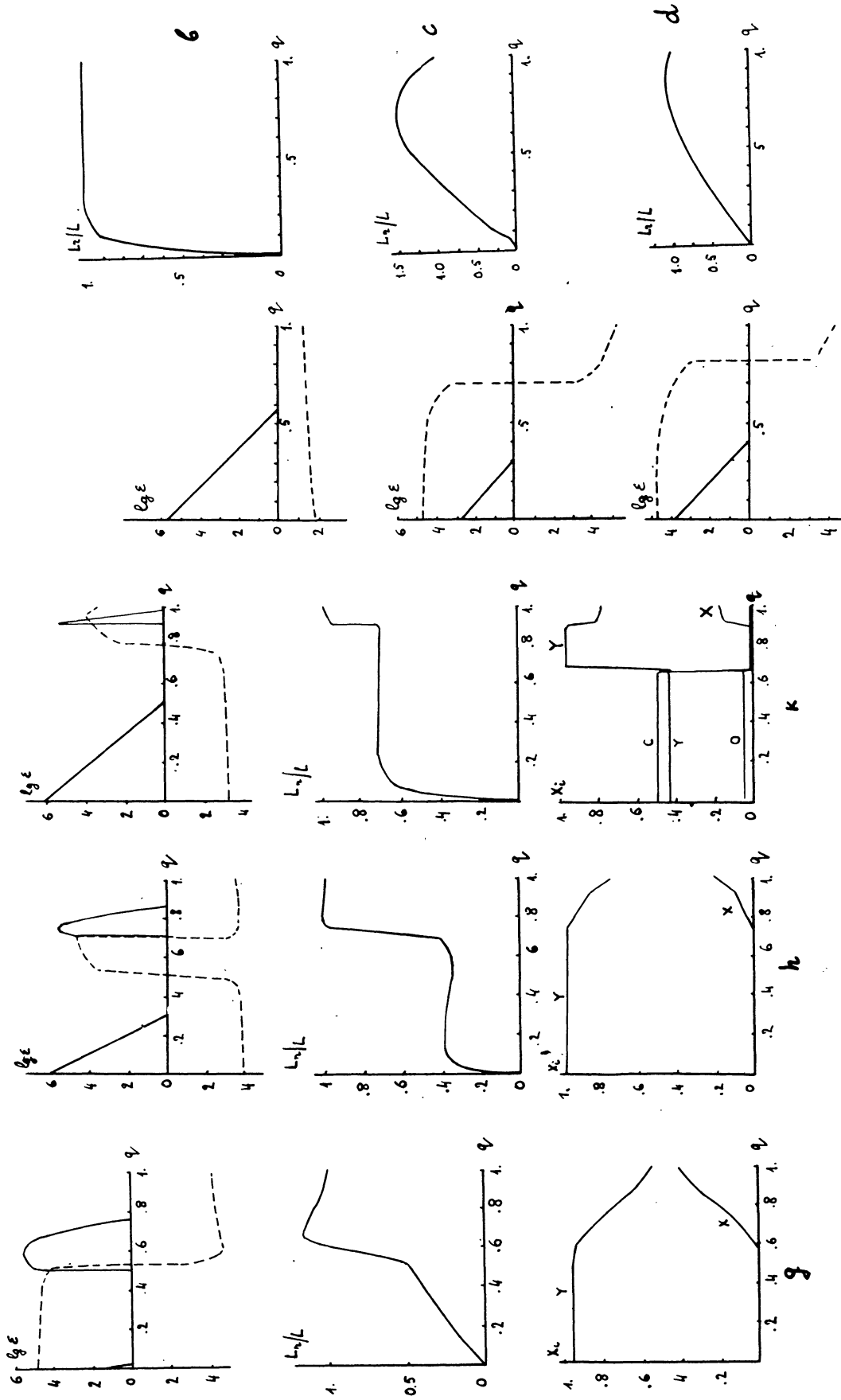


Рис. 22. Распределение энерговыделения, светимости, химического состава по массе. $M_0 = 32 M_\odot$. Случай АВ. Обозначения как на рис. 4. Модели g, h, k, l, c, d

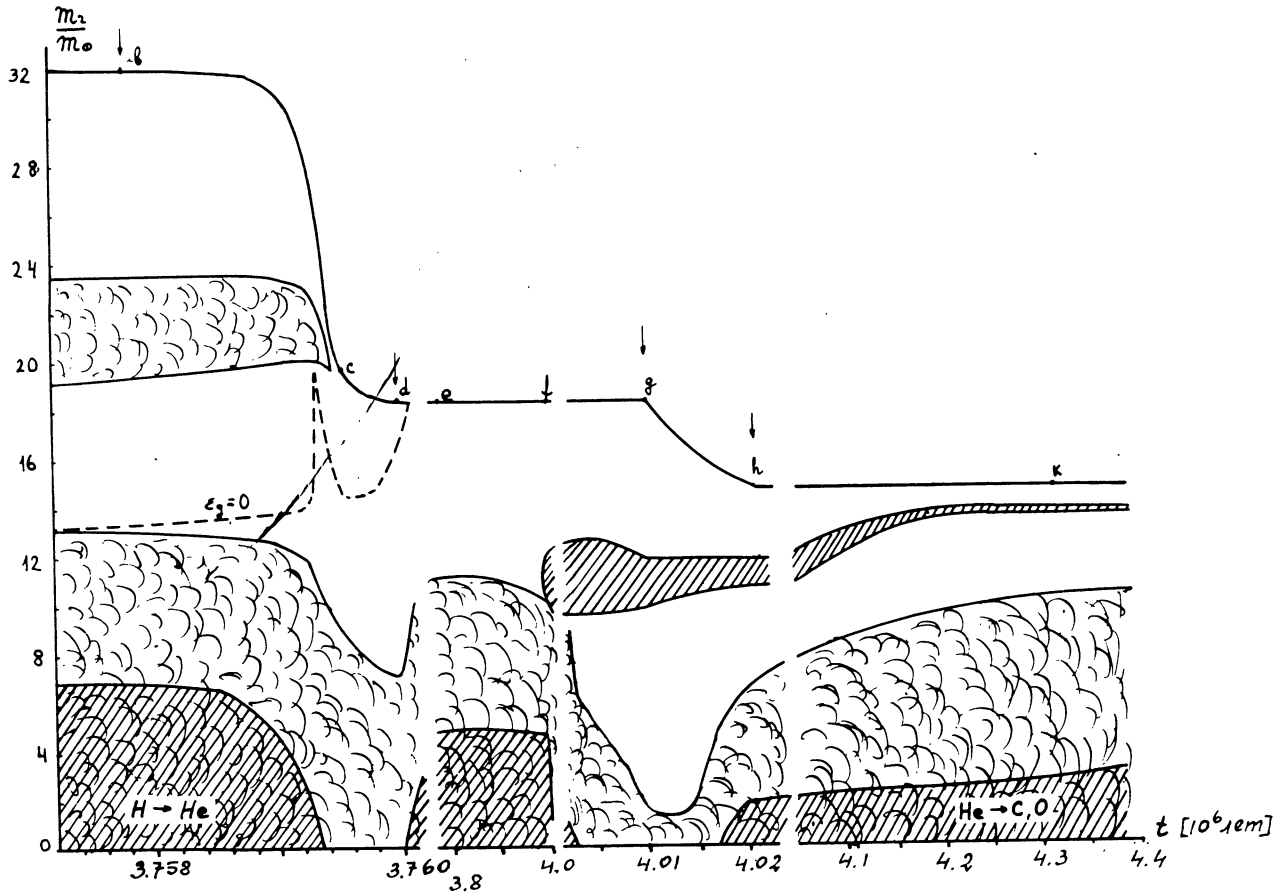


Рис. 23. Изменение массы и внутреннего строения звезды со временем. $M_0 = 32 M_\odot$. Обозначения - как на рис. 4.

деление различных источников энергии и светимости звезды по $q = m_r/m$ для исходной модели (модель в), модели в которой $\epsilon_{\text{нuc}}$ минимально (модель с) и модели, соответствующей моменту разделения системы (d). Очевидно, что модели с и d излучают в основном за счет гравитационной энергии. За время потери вещества химический состав конвективного ядра практически не изменился. Поэтому можно считать, что отделение звезды от ВКП происходит ввиду того, что звезда заполняющая ВКП не может существовать преимущественно за счет гравитационной энергии и что в данном случае справедливы рассуждения аналогичные описанным § 2 для звезд с большими исходными X_c . Уменьшение энерговыделения в ядре привело к исчезновению конвекции. Отделение от ВКП произошло, когда тепловое равновесие уже начало восстанавливаться, но роль ядерной энергии еще мала. В ходе потери вещества содержание водорода в оболочке уменьшилось до 0.54. Расстояние между компонентами возросло до $52.51 R_\odot$, период - до $5^d.56$. После разделения системы радиус звезды

$18.3 M_{\odot}$ уменьшается до $9.28 R_{\odot}$ за $3.319 \cdot 10^4$ лет (модель f). В точке e эволюционного трека ($t = 3.78 \cdot 10^6$ лет) светимость минимальна. Эта модель соответствует моменту, когда звезда восстанавливает тепловое равновесие и распределение и абсолютная величина E_g близки к имевшим место перед началом потери вещества: $|E_g| = 10 - 100$ эрг/(г.сек) по всей звезде. Конвективное ядро также восстанавливает свои размеры. Дальнейшая эволюция звезды определяется догоранием водорода в ядре и образованием слоевого источника. Точка f трека ($t = 4.003 \cdot 10^6$ лет), в которой радиус звезды максимален, соответствует $X_c = 0$, аналогично тому, как это имеет место для одиночных звезд. Но в этот момент звезда имеет значительно большую эффективную температуру, чем "материнская" звезда $32 M_{\odot}$, т.к. у нее меньше масса оболочки и меньше среднее содержание водорода в ней и она обладает значительным избытком светимости.

Звезда во второй раз заполняет ВКП в момент $t = 4.010 \cdot 10^6$ лет (модель g). Гелий в ее ядре еще не горит и светимость обеспечивается гравитационным сжатием ядра и слоевым водородным источником. Эволюционная стадия звезды сходна с эволюционной стадией звезды $16 M_{\odot}$, рассмотренной в § 3. Потеря вещества происходит так же, как у звезд, впервые заполняющих ВКП на стадии горения водорода в слоевом источнике (случай В). Однако, т.к. исходное соотношение масс $q = 0.42$, расстояние между звездами системы и радиус первичной компоненты все время возрастают. На диаграмме Герцшпрунга-Рессе-ла звезда движется вверх. Отделение от ВКП происходит, когда X_e уменьшается до 0.21 , как это было и в случае В (модель h). Звезда потеряла $3.56 M_{\odot}$ за $\sim 10^4$ лет. Расстояние между компонентами возросло до $71.3 R_{\odot}$. период системы - до $8^d 79$. Дальнейший ход эволюции звезды ничем не отличается от эволюции в случае В обмена веществом и рассчитан лишь до того момента, когда радиус первичной звезды достигает минимума (модель k):

$R_{\min} = 3.35 R_{\odot}$, что очень мало отличается от минимального радиуса остатка звезды $32 M_{\odot}$, заполнившей ВКП на стадии горения водорода в слое. В то же время, в этой модели $Y_c = 0.4$ и в этом отношении она сходна с звездой $16 M_{\odot}$, эволюционировавшей в случае В, и у которой еще практически не горел гелий в момент начала обмена веществом.

З а к л ю ч е н и е

Результаты расчетов позволяют сделать некоторые выводы относительно общих закономерностей эволюции тесных двойных систем большой массы с обменом веществом, начинающимся в конце стадии главной последовательности или после ее окончания. Вне зависимости от момента начала потери вещества, сброс оболочки происходит до того, как на поверхности окажутся слои с $X_e \approx 0.2$. Величины X_e и $\int X_e dq$, где q_e - нижняя граница водородной оболочки слабо уменьшаются с ростом массы звезды. Постоянство X_e указывает на то, что основной причиной сжатия оболочки является уменьшение непрозрачности, определяющейся в основном рассеянием на свободных электронах.

На рис. 24 показана зависимость масс остатков первичных компонент систем $M_{ост}$ после обмена веществом от их исходных масс M для случаев эволюции А и В. Очевидно, что в обоих случаях массы остатков близки и их можно связать приближенным соотношением (5). Зависимость $\alpha = M_{ост}/M$ от M также

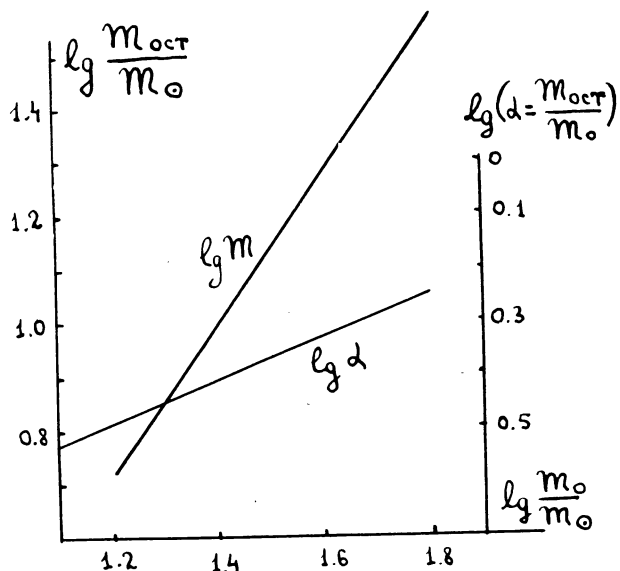


Рис. 24. Зависимость масс остатков звезд после обмена веществом от их исходных масс.

изображена на рис. 24. Эволюция после окончания потери вещества протекает также почти одинаково: гелий в ядрах звезд выгорает, когда на диаграмме Герцшпрунга-Рессела они находятся левее главной последовательности. Масса потерянная звездой к этому моменту практически определяет ту массу, которую звезда будет иметь в момент потери устойчивости, т.к. при повторных заполнениях ВКП звезда теряет всего несколько десятых m_{\odot} . Для сравнения укажем, что в случае, когда критерий конвективной нейтральности выбирается в виде $\nabla_{\eta} = \nabla_{\alpha}$, $X_e \approx 0.4$ в момент отделения, а максимальные эффективные температуры остатков звезд после окончания потери вещества не превосходят 50000°K [3, 4].

Непосредственным следствием заполнения первичной компонентой системы полости Роша на стадии голубого сверхгиганта является то,

что в ходе дальнейшей эволюции звезда никогда не сможет превратиться в красный сверхгигант. После окончания стадии звезды WR остаток будет практически наблюдаться в качестве голубого сверхгиганта лишь при отсутствии нейтринных потерь энергии. В этой связи укажем на сверхгигант спектрального класса BN0Iae , входящий в состав двойной системы $V 453 \text{ Sco}$ ($\text{HD } 163181$), исследованный Уолборном [18]. Сверхгигант менее массивен, чем вторая звезда системы, по-видимому, он заполняет ВКП и теряет вещество. В спектре обнаруживается недостаток углерода и кислорода и избыток азота, т.е. вещество на поверхности, по-видимому, участвовало в реакциях углеродно-азотного цикла. Возможно, что в данном случае голубой сверхгигант уже прошел стадию обмена веществом и стадию звезды WR. Период системы относительно мал — $12^{\text{д}}$, что указывает на возможность потери вещества и углового момента системой на стадии обмена веществом.

Согласно Уолборну [19], среди 400 исследованных им OB-звезд оказалось 12 с аномалиями содержания C и N: избытком азота и недостатком углерода, а также с аномально большим отношением He/H . Часть из этих звезд находится на главной последовательности, а часть — голубые сверхгиганты. Одна из этих звезд — $\text{HD } 235679$ ($\text{BN } 2.5 \text{ I av}$) является спектрально-двойной с периодом 111.6 дней. Относительно остальных звезд данных о двойственности нет, но если они в действительности являются компонентами двойных систем, то аномалии химсостава могут свидетельствовать о потере вещества.

Укажем также на существование голубых сверхгигантов, связанных с рентгеновскими источниками [20, 21].

Как было показано в § 3, остатки первичных компонент двойных звезд большой массы после прекращения потери вещества в случае В, на стадии горения гелия в ядре попадают в область диаграммы Герцшпрунга-Рессела, занимаемую звездами типа Вольфа-Райе (WR). Как известно, звезды, типа WR теряют вещество со скоростью $10^{-5} - 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$. Поскольку время жизни исследованных нами звезд на стадии горения гелия и более поздних - несколько сот тысяч лет, то потеря вещества со скоростью $10^{-5} - 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$ может иметь значение для их эволюции и, по крайней мере, должна отразиться на тех их характеристиках, которые можно сравнивать с данными наблюдений.

Нами были проведены расчеты эволюции остатка первичной компоненты пары $16 + 15 M_{\odot}$, в предположении о том, что начиная с момента $t = 7.23 \cdot 10^6$ лет остаток, который имеет массу $M = 5.23 M_{\odot}$ начинает терять вещество с постоянной скоростью. Расчеты проведены для двух значений скорости потери вещества $\dot{M} = 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$ и $3 \cdot 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$. Эволюционные треки приведены на рис. 9. На рис. 25 показано для обоих исследованных случаев изменение со временем массы звезды и массы конвективного ядра. Потеря вещества приводит

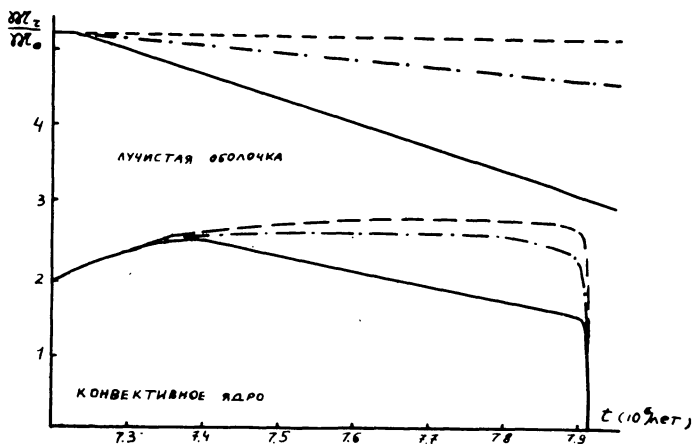


Рис. 25. Изменение полной массы и массы конвективных ядер моделей звезд, теряющих вещество с постоянной скоростью в области звезд WR .

- $\dot{M} = 3 \cdot 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$,
- - $\dot{M} = 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$,
- · - $\dot{M} = 0$

компоненты в паре $32 + 30 M_{\odot}$ предполагается провести в дальнейшем. Более подробно вопрос о эволюционной стадии звезд типа WR в двойных системах рассмотрен в работе авторов [16].

Результаты, полученные в настоящей работе использованы для исследования общей схемы эволюции тесных двойных звезд большой массы, проведенного авторами [16].

к исчезновению водородного слоевого источника, когда он подходит близко к поверхности звезды и к обнажению слоев, в которых полностью выгорел водород. В результате потери вещества максимальный размер конвективного ядра почти не изменяется, однако, сокращается оно быстрее, чем в случае сохраняющейся массы звезды. В рассчитанных нами случаях потеря вещества с постоянной скоростью не привела к обнажению слоев, в которых часть гелия превратилась в углерод, т.е. если остаток звезды после обмена наблюдаем как звезда Вольфа-Райе азотной последовательности (WN), то он и останется звездой WN несмотря на потерю массы. Однако для более массивных остатков можно ожидать их превращения в звезды углеродной последовательности. Расчеты для остатка первичной

Астрономический совет АН СССР

Л и т е р а т у р а

1. Paczynski B., Acta Astr., 12, 1, 1967.
2. Paczyński B., Acta Astr., 12, 355, 1967.
3. Kippenhahn R., Astron. Astrophys., 2, 83, 1969.
4. Barbaro G., Giannone P., Giannuzzi M.-A., Summa C., Mass loss from stars, M.Hack ed., p.217, 1969.
5. Chiosi C., Summa C., Astrophys.Space Sci., 8, 478, 1970.
6. Свечников М.А., Каталог орбитальных элементов масс и светимостей тесных двойных звезд, Свердловск, 1969.
7. Варшавский В.И., Научные информации Астрономического совета АН СССР, 21, 25, 1972.
8. Варшавский В.И., Тутуков А.В., Научные информации Астрономического совета АН СССР, 26, 35, 1973.
9. Варшавский В.И., Тутуков А.В., Научные информации Астрономического совета АН СССР, 23, 47, 1972.
10. Варшавский В.И., Тутуков А.В., Научные информации Астрономического совета АН СССР, в печати.
11. Ziolkowski J., Acta Astr., 20, 59, 1970.
12. Cox A.N., Stewart J.N., Ap.J.Suppl., 11, 94, 1965.
13. Beaudet G., Petrosian V., Salpeter E.E., Ap.J., 150, 979, 1967.
14. Юнгельсон Л.Р., Научные информации Астрономического совета АН СССР, в печати.
15. Kopal Z., Close Binary Systems, New-York, 1959.
16. Тутуков А.В., Юнгельсон Л.Р. Научные информации Астрономического совета АН СССР, настоящий сборник, стр. 70
17. Черепашук А.М., АЦ, № 379, 1972.
18. Walborn N.R., Ap.J.Lett., 176, L119, 1972.
19. Walborn N.R., Ap.J.Lett., 164, L67, 1971.
20. Hiltner L.A., Werner J., Osmer P., Ap.J.Lett., 175, L19, 1972.
21. Van der Heyvel, E.P.J., Nature Phys.Sci., 242, 71, 1973.

ПРИЛОЖЕНИЯ

А. Общие соотношения между физическими величинами для химически однородных моделей.

Среднее давление P в химически однородной звезде, определяемое тяготением:

$$P = \alpha_1 \frac{G m^2}{R^4} \quad (1A)$$

α_1 - численный коэффициент порядка единицы,
 G - гравитационная постоянная,
 m, R - масса и радиус звезды, соответственно.

С другой стороны, давление должно уравниваться суммой газового и лучистого давления в звезде:

$$P = \frac{k}{\mu H} \rho T + \frac{a T^4}{3} \quad (2A)$$

ρ, T - средние значения плотности и температуры. Дифференцируя поочередно (1A) и (2A) и приравнявая дифференциалы можно найти:

$$\frac{dT}{T} = \frac{2-\beta}{4-3\beta} \frac{dm}{m} - \frac{dR}{R} \quad (3A)$$

β - доля газового давления в полном давлении. При выводе (3A) полагалось $\rho = 3m/4\pi R^3$. Выражение (3A) связывает изменение температуры звезды, находящейся в состоянии гидростатического равновесия, с изменениями массы и радиуса. Другая форма выражения (3A):

$$\frac{dT}{T} = \frac{2}{3(4-3\beta)} \frac{dm}{m} + \frac{1}{3} \frac{d\rho}{\rho}$$

С помощью выражения (3A) легко получить соотношение масса - светимость для однородной модели при постоянном коэффициенте непрозрачности. Светимость в этом случае:

$$L \sim \frac{T^4 R}{\rho} \sim \frac{T^4 R^4}{m} \quad (4A)$$

$$\frac{d \ln L}{d \ln m} = 4 \frac{d \ln T}{d \ln m} + 4 \frac{d \ln R}{d \ln m} - 1 \quad (5A)$$

Выражение (5A) вместе с (3A) дает:

$$\frac{d \ln L}{d \ln m} = \frac{4-\beta}{4-3\beta} \quad (6A)$$

При $\beta = 1$ показатель соотношения масса-светимость равен трем, при увеличении доли лучистого давления он уменьшается до единицы.

Из (6A) следует, что время ядерной эволюции звезды стремится к постоянной величине по мере увеличения ее массы ($\sim 10^6$ лет для водородно-гелиевых звезд).

Радиус сферически-симметричной звезды, заполняющей полость Роша и теряющей массу (m_1):

$$R_1 = A \cdot (0.38 + 0.2 \cdot \lg \frac{m_1}{m_2}) \quad (7A)$$

где A - расстояние между компонентами. Если $m_1 + m_2 = \text{const.}$, то $A = \text{const.}/(m_1 m_2)^2$. Величина производной $d \ln R_1 / d \ln m_1$, интервале $0.1 \leq m_1/m_2 \leq 2$ в первом приближении может быть найдена из соотношения:

$$\frac{d \ln R_1}{d \ln m_1} = 2 \frac{m_1}{m_2} - 1.5 \quad (8A)$$

Из соотношения (8A) можно непосредственно получить условие существования без обмена массой контактной системы, состоящей из звезд главной последовательности. Контактная двойная может существовать только при выполнении условия

$$\frac{d \ln R_1}{d \ln m_1} < \frac{d \ln R_{MS}}{d \ln m_{MS}} = \alpha_{MS}$$

где R_{MS} и m_{MS} - радиус и масса химически однородной звезды. $\alpha_{MS} = 0.6$ при $10 \leq m/m_{\odot} \leq 64$. Следовательно, только контактные системы с $m_1/m_2 < 1.05$ могут существовать без обмена массой между компонентами.

В. Условия существования разделенной стадии эволюции в случае А.

Можно аналитически показать неизбежность временного прекращения потери вещества для химически почти однородных моделей звезд при переходе от потери в тепловой шкале времени к потере в ядерной шкале времени, если исходное отношение масс невелико. Сначала покажем, что если исходное соотношение масс близко к единице, то с началом потери вещества ядерные источники энергии в звезде, теряющей массу, отключаются. Согласно (6A), показатель соотношения масса-светимость:

$$\frac{d \ln L}{d \ln m} = \frac{4 - \beta}{4 - 3\beta} \quad (1B)$$

Ядерная светимость звезды: $L_{nuc} = \alpha_2 \rho T^n$

$$\frac{d \ln L_{nuc}}{d \ln m} = 2 - 3 \frac{d \ln R}{d \ln m} + n \frac{d \ln T}{d \ln m}$$

Исключим $\frac{d \ln T}{d \ln m}$, используя выражение (3A):

$$\frac{d \ln L_{nuc}}{d \ln m} = 2 + n \frac{2 - \beta}{4 - 3\beta} - (3 + n) \frac{d \ln R}{d \ln m}$$

Условие уменьшения роли ядерной энергии с уменьшением массы звезды:

$$\frac{d \ln L_{nuc}}{d \ln m} > \frac{d \ln L}{d \ln m}$$

Последнее условие с помощью (6A) и (1B) можно привести к виду:

$$\frac{d \ln R}{d \ln m} < \frac{4 - 5\beta + n(2 - \beta)}{(4 - 3\beta)(3 + n)} \quad (2B)$$

Так как звезда во время потери вещества заполняет поверхность Роша, то с помощью (7A) можно найти значения соотношения масс компонент, при которых относительная роль ядерного энерговыделения падает по мере потери массы. При $n = 15$ и $\beta = 1$ $q \leq 1.14$, а при $\beta = 0.5$ $q < 1.04$. Если исходное отношение масс компонент меньше величин, найденных выше, то роль ядерной энергии по мере потери вещества быстро уменьшается, что подтверждается и нашими расчетами, в которых $q_0 = 1.07$. Доля гравитационной энергии становится преобладающей в излучаемой с поверхности энергии. При этом в химически почти однородной звезде гравитационная энергия ϵ_g должна быть всюду или почти всюду за исключением только узкого поверхностного слоя, как показывают расчеты, положительной. Условие химической однородности вводится для того, чтобы изменения структуры звезды при сжатии и расширении были бы близки к гомологическим.

Условие положительности ϵ_g для идеального газа с излучением:

$$\epsilon_g = -T \frac{dS}{dt} = \frac{P\beta}{\rho} \left\{ \frac{4-3\beta}{\beta} \frac{d \ln \rho}{dt} - \left[\frac{3}{2} + 12 \frac{1-\beta}{\beta} \right] \frac{d \ln T}{dt} \right\} > 0 \quad (3B)$$

Это условие можно переписать, учитывая равенство радиуса звезды радиусу соответствующей поверхности Роша:

$$\frac{4-3\beta}{\beta} d \ln m - 3 \frac{4-3\beta}{\beta} d \ln R_{cz} - \left[\frac{3}{2} + 12 \frac{1-\beta}{\beta} \right] d \ln T > 0 \quad (4B)$$

Разделив предыдущее выражение на $d \ln m$, одновременно сменив знак неравенства на обратный из-за отрицательности $d \ln m$ и подставив в получившееся неравенство $d \ln T / d \ln m$ из выражения (3A), получим условие положительности ϵ_g в окончательном виде:

$$\frac{d \ln R_{cz}}{d \ln m} > - \frac{3\beta^2 - 18\beta + 16}{3\beta(4 - 3\beta)} \quad (5B)$$

Это условие ограничивает допустимые соотношения масс, при которых возможно заполнение поверхности Роша звездой с выключенным ядерным источником энергии. При $\beta = 1$ условие (5B) принимает вид:

$$\frac{d \ln R_{cz}}{d \ln m} > - \frac{1}{3} \quad (6B)$$

что эквивалентно $q > 0.62$. Для $\beta < 1$ критическое значение q быстро уменьша-

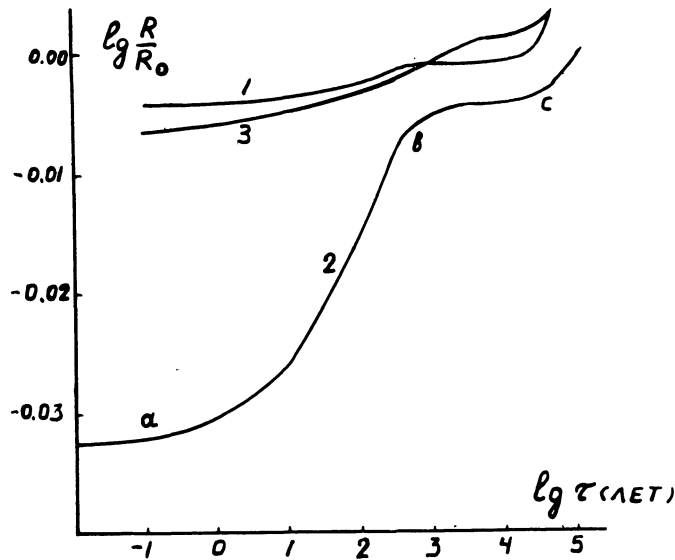
ется с уменьшением β . Но значение β по мере потери массы звездой растет:

$$\frac{d\beta}{d \ln M} = - \frac{2\beta(1-\beta)}{4-3\beta} \quad (7A)$$

Следовательно, для почти однородных звезд больших масс при $q < 1.14$ с началом потери роль ядерных источников энергии быстро падает, а гравитационная энергия может поддерживать потерю энергии на излучение только при $q > 0.62$. При $q \leq 0.6$ звезда начинает сжиматься и отключается от поверхности Роша. Как показали расчеты эволюции звезды с $M_0 = 16 M_\odot$ (случай А), описанные в основном тексте, отключение происходит действительно при $q \approx 0.6$, после чего звезда сжимается, достигая радиуса термически равновесной модели (рис.6) и только после этого начинается расширение звезды, происходящее в ядерной шкале времени, но теперь соотношение масс таково, что и потеря вещества неизбежно происходит в ядерной шкале времени. Таким образом, изложенное выше упрощенное аналитическое рассмотрение эволюции на стадии потери вещества позволяет понять причину отделения звезды от поверхности Роша. Аналогичные условия могут быть получены и для звезд меньших масс, если учесть, что коэффициент поглощения для этих звезд является функцией плотности и температуры.

С. Выбор шага по времени при расчете первой модели с потерей массы

Расчет эволюции звезды, входящей в состав тесной двойной системы, заключается в получении эволюционной последовательности моделей звезды, каждая



из которых имеет радиус, не больший соответствующего радиуса поверхности Роша. При этом для моделей, описывающих звезду в процессе потери вещества, появляется дополнительное условие, связывающее радиус модели с ее массой (7A). Для выполнения этого условия необходимо при заданной величине потери массы подбирать подходящее значение величины шага по времени. Результаты численного эксперимента по подбору шага приведены на рис. 1С. Рисунок показывает изменение радиуса первой модели звезды $M_0 = 32 M_\odot$, теряющей массу, в зависимости от шага по времени на различных стадиях эволюции и при разных ΔM . Буквы а, в, с соответствуют точкам, разделяющим различные режимы потери вещества

Рис.1С. Изменение радиуса первой модели теряющей массу звезды в зависимости от шага по времени.

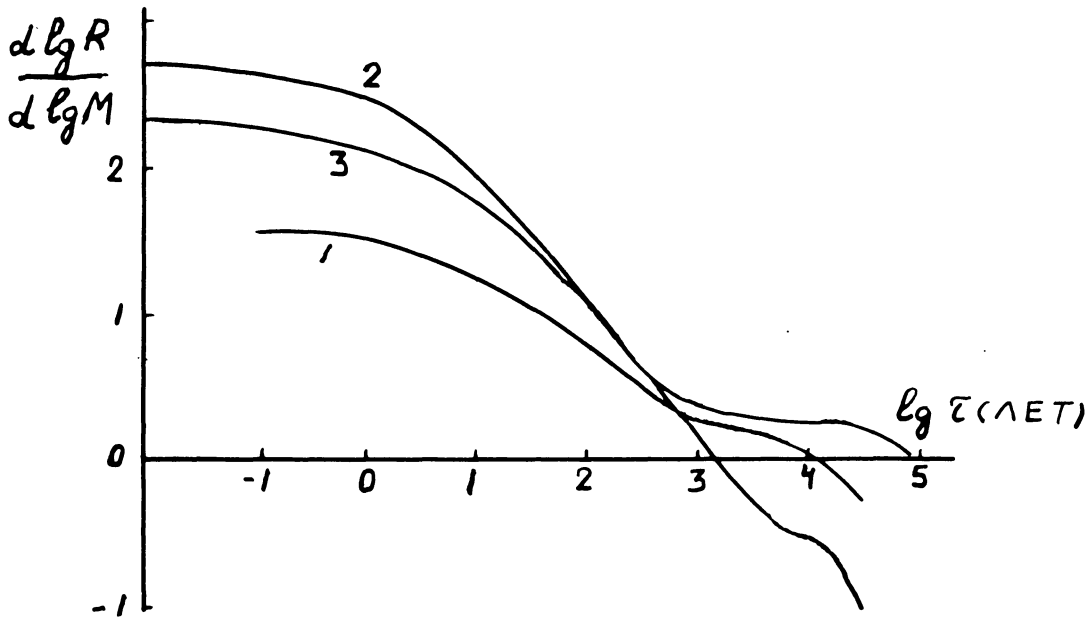


Рис. 2С. Зависимость $d \lg R / d \lg M$ от шага по времени.

На рис. 2С показано изменение $d \lg R / d \lg M$ с шагом по времени τ . Вариант 1 соответствует $\Delta m / m = -0.05$, $X_c = 0.452$, вариант 2 - $\Delta m / m = -0.0063$, $X_c = 0.452$. Разные Δm приводят к различным величинам производных $d \lg R / d \lg M$. Вариант 3 соответствует $\Delta m / m = 0.0063$, $X_c = 0.182$. При $\lg \tau_{hyd} < \lg \tau < 0$ (τ_{hyd} - время восстановления гидродинамического равновесия в годах) $R'_m = 2$. Фактически, звезда за столь малое время успевает только адиабатически расширяться и существенного обмена энергией между слоями не происходит. Влияние потери энергии с поверхности также мало. Аналитически производную $d \ln R / d \ln m$ при $\tau_{hyd} \leq \tau \leq 10$ лет можно получить, имея в виду, что полная энергия $\sim G m^2 / R$ и что производная от полной энергии по времени близка к нулю при малых τ . В этом случае $d \ln R / d \ln m = 2$. Причины близости к нулю производной от энергии - малый шаг по времени и малая удельная энергия вещества, теряемого из атмосферы. (Данный вывод действителен для химически однородной звезды). Если в момент начала потери вещества логарифмическая производная радиуса поверхности Роша по массе больше двух, что осуществляется при $m_1 / m_2 > 1.75$, то потеря вещества идет сначала в гидродинамической шкале времени, а когда производная уменьшается до двух, продолжается в тепловой шкале.

Если исходное соотношение масс таково, что логарифмическая производная радиуса поверхности Роша меньше двух, но больше $(d \ln R / d \ln m)_e$ для моделей, находящихся в термическом равновесии, то потеря вещества в начале происходит в кельвиновской шкале времени. Значение производной для термически рав-

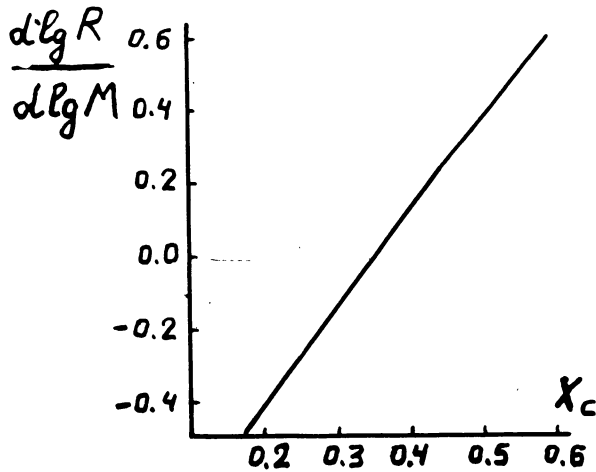


Рис. 3С. Зависимость логарифмической производной критического радиуса от содержания водорода в ядре.

новесных моделей меняется почти линейно от 0.6 для химически однородных моделей с $X_c = 0.602$ до 0.5 для проэволюционировавших моделей с $X_c = 0.185$ (рис. 3С). Отношения масс, соответствующие потере массы в кельвиновской шкале времени, изменяются в пределах: 1.05-1.7 для однородных моделей и 0.5-1.7 для моделей с $X_c = 0.185$ (Оценки q получены с помощью (7А)). Потере вещества в кельвиновской шкале времени соответствует интервал $\Delta \tau$, отмеченный на кривой 2 на рис. 1С.

Несложно получить аналитически эту часть кривой $d \ln R / d \ln M - \tau$ для химически однородной звезды при заданном $\Delta \lg m$, если предположить, что для полной энергии модели существует выражение типа:

$$E = -\alpha_1 \frac{G m^2}{R} \quad (1C)$$

где α_1 — численный коэффициент, слабо зависящий от массы. Последняя модель, не теряющая массу, находится практически в тепловом равновесии, если заполнение ВКП происходит на стадии горения водорода.

Это означает, что энергия, выделяющаяся при горении водорода в единицу времени, равна светимости. Учитывая (3А) и (6А) получим:

$$E = -\alpha_3 m^{\frac{4-\beta}{4-3\beta}} + \alpha_4 \rho T^n m = 0 \quad (2C)$$

Каждое из слагаемых в (2С) по абсолютной величине равно светимости L . Изменение полной энергии звезды E связано с E следующим образом:

$$\frac{d}{dm} \left(-\alpha_1 \frac{G m^2}{R} \right) = \frac{d}{dm} \left(-\alpha_3 m^{\frac{4-\beta}{4-3\beta}} + \alpha_4 \rho T^n m \right) \tau$$

где τ — шаг по времени при получении первой модели, теряющей массу.

Дифференцируя и приводя подобные члены с помощью полученных ранее соотношений (3А) и (6А) получаем:

$$\frac{d \ln R}{d \ln m} = \frac{2 + \left(2 - \frac{4-\beta}{4-3\beta} + \frac{2-\beta}{4-3\beta} n \right) \frac{L \tau}{E}}{1 + (3+n) \frac{L \tau}{E}} \quad (3C)$$

Эта формула позволяет получить как предельный случай при $\tau \rightarrow 0$: $d \ln R / d \ln m = 2$. С другой стороны, при $\tau \rightarrow \infty$ можно получить значение $d \ln R / d \ln m$, для термически равновесных моделей, достаточно близкое к величине, полученной по моделям массивных звезд. Характерная особенность выражения (3С): $R \dot{m}$ зависит

не от скорости потери массы, а от шага по времени. Эта особенность подтверждается численным расчетом, как показывает рис. 1С и приводит к появлению неоднозначности, по крайней мере, на первом шаге при расчете эволюции звезды, заполняющей поверхность Роша на стадии главной последовательности. Например, варианты 1 и 3 (рис. 1С) приводят к выбору одинакового шага по времени ~ 300 лет несмотря на то, что изменение массы на первом шаге по времени отличается для этих вариантов в восемь раз.

При шаге по времени большем нескольких тысяч лет, но меньшем нескольких десятков тысяч лет, тепловое равновесие успеет установиться и радиус звезды практически не зависит от шага по времени. При больших шагах по времени звезда расширяется за счет эволюции. В этом случае эволюция двойной с потерей массы происходит в ядерной шкале времени. Потеря массы в ядерной шкале времени может происходить только для моделей, имеющих конечные термически равновесные радиусы.

Д. Промежуточные конвективные зоны горения гелия, углерода и кислорода.

Появление промежуточных конвективных зон за узкими слоевыми источниками горения гелия, углерода и кислорода может быть объяснено следующим образом. Лучистый градиент для полностью ионизованного вещества с излучением:

$$\nabla_r \sim \frac{\epsilon L_r}{(1-\beta) m_r} \quad (1D)$$

Коэффициент непрозрачности слабо зависит от m_r , поэтому дифференцируя (1D) можно получить:

$$\frac{d\nabla_r}{d \ln m_r} = \left[\frac{\epsilon}{\bar{\epsilon}} - 1 - \frac{d \ln(1-\beta)}{d \ln m_r} \right] \nabla_{r_0} \quad (2D)$$

где $\epsilon = \frac{dL_r}{dm_r}$, $\bar{\epsilon} = \frac{L_r}{m_r}$

Следовательно, если в лучистой зоне, находящейся внутри слоевого источника горения $\nabla_r = \nabla_{r_0}$, то, если выражение в квадратных скобках соотношения (2D) положительно, радиативный градиент будет расти наружу, достигая значения адиабатического градиента при:

$$\Delta \ln m_r = \frac{\nabla_a - \nabla_{r_0}}{\nabla_r \left[\frac{\epsilon}{\bar{\epsilon}} - 1 - \frac{d \ln(1-\beta)}{d \ln m_r} \right]} \quad (3D)$$

Несложно показать аналитически, что величина производной $d \ln(1-\beta)/d \ln m_r$ не велика и численные расчеты эволюционных моделей звезд подтверждают это. Поэтому основная причина роста радиативного градиента - возрастание $\epsilon/\bar{\epsilon}$ в области слоевого источника. При $\epsilon/\bar{\epsilon} \rightarrow 1$ условие возникновения конвективной зоны в области слоевого источника следует из (3D):

$$\frac{L_{sh}}{L_r} > \frac{\nabla_a}{\nabla_r} \quad (4D)$$

где L_{sh} - доля светимости, генерируемая в области слоевого источника, а L_2 - доля светимости, генерируемая ниже уровня m_2 , т.е. условием возникновения промежуточной конвективной зоны является выделение в области соответствующего слоевого источника значительной или даже превосходящей (при $v_q > v_2$) части общего потока энергии. Условие (4D) выполняется с запасом при наличии потерь энергии за счет нейтрино, что с одной стороны сильно уменьшает L_2 , а с другой - увеличивает L_{sh} .

Е. Конвекция в зонах горения кислорода и углерода.

При описании конвекции в зонах горения кислорода и углерода в уравнения, связывающие адиабатический, лучистый и конвективный градиенты в случае неадиабатической конвекции, необходимо внести изменения, обусловленные тем, что среда нагревается в результате ядерных реакций, а охлаждается вследствие излучения нейтрино, в то время как обычно и нагревание и излучение происходят путем излучения. Используя общепринятые обозначения *) выпишем уравнения для лучистого

$$F_2 = \frac{16 \sigma T^4}{3 \kappa \rho H_p} \nabla \quad (1E)$$

конвективного

$$F_c = c_p \rho T v (\nabla - \nabla') \frac{\ell}{H_p} \quad (2E)$$

и полного потоков энергии:

$$F_t = F_2 + F_c = \frac{16 \sigma T^4}{3 \kappa \rho H_p} \nabla_2 \quad (3E)$$

Средняя скорость движения конвективных элементов:

$$v = \left\{ \frac{g \ell^2}{8 H_p} (\nabla - \nabla') \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (4E)$$

Энергия, переносимая конвективным элементом с линейными размерами a и плотностью ρ :

$$E_t = \frac{4\pi}{3} c_p \rho \Delta T a^3 \quad (5E)$$

где ΔT - разность температур элемента и среды.
Изменение энергии конвективного элемента в единицу времени:

$$E = \frac{4\pi}{3} \rho a^3 \varepsilon \quad (6E)$$

* Kippenhahn R., Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi", Course XXVIII, 1963.

где $\varepsilon = \varepsilon_{\text{нук}} + \varepsilon_{\nu}$.

Из (5E) и (6E) непосредственно следует уравнение, связывающее градиенты:

$$\frac{\nabla - \nabla'}{\nabla' - \nabla_a} = \frac{c_p \Delta T}{\varepsilon \ell} \nu \quad (7E)$$

где ∇' - градиент температуры элемента.

Учитывая, что $\Delta T = T(\nabla - \nabla') \ell / H_p$, уравнение можно привести к виду:

$$(\nabla' - \nabla_a)(\nabla - \nabla')^{1/2} = \frac{4\sqrt{2}}{5} \frac{\varepsilon H_p^{1/2}}{g^{3/2} \ell} = W \quad (8E)$$

Подставляя в уравнение (3E) выражения для F_2, F_c, ν приведем его к виду:

$$\nabla_2 - \nabla = \frac{1}{V} (\nabla - \nabla')^{3/2} \quad (9E)$$

$$V = \frac{645 T^3}{3c_p \rho^2 \ell^2 x} \left(\frac{2 H_p}{g} \right)^{1/2}$$

Уравнения (8E) и (9E) образуют систему, решая которую можно найти связь $\nabla_2, \nabla_a, \nabla$.

При почти адиабатической конвекции $\nabla \approx \nabla_a$, поэтому, учитывая малость V , уравнение (9E) можно переписать в виде:

$$\nabla - \nabla' = V^{2/3} (\nabla_2 - \nabla_a)^{2/3} \quad (10E)$$

Исключая ∇' из уравнений (9E) и (10E) получаем:

$$\nabla - \nabla_a = \frac{W}{(V \cdot (\nabla_2 - \nabla_a))^{1/3}} + (V \cdot (\nabla_2 - \nabla_a))^{2/3} \quad (11E)$$

Зависимость $\nabla - \nabla_a$ от $V \cdot (\nabla_2 - \nabla_a)$ для различных значений W изображена на рис. 1E.

Оценим величину $\nabla - \nabla_a$ в ядре звезды $32 M_{\odot}$ на стадиях горения углерода и кислорода, в случае, когда учтены потери энергии за счет фотонейтрино и парных нейтрино. Характерные значения физических параметров приведены в таблице 1E. Для сравнения приведены также значения, характерные для стадии горения гелия в ядре, когда роль нейтринных потерь еще очень мала. При оценках значение длины пути перемешивания ℓ принималось равным толщине зоны. Все величины приведены в системе единиц CGSE. Используя данные, приведенные в таблице, находим, что $\nabla - \nabla_a \leq 10^{-3}$ в центре звезды и должно падать к периферии конвективного ядра из-за уменьшения W . Изменение значения ℓ слабо влияет на значение $\nabla - \nabla_a$ ввиду близости значений W и V .

Пользуясь уравнением (10E), определяющим $\nabla - \nabla'$, можно оценить границы применимости используемого приближения. Для того, чтобы можно было пренебречь радиативным обменом энергией между элементами и средой, необходимо

выполнение условия:

$$\alpha > \frac{T^2}{10\rho \epsilon^{1/2}} \left(\frac{\Delta T}{T}\right)^{1/2} \approx \frac{T^2}{10\rho \epsilon^{1/2}} V^{1/3} (\nabla_2 - \nabla_a)^{1/3} \frac{\ell^{1/2}}{H\rho^{1/2}} \approx 10^{4.5}$$

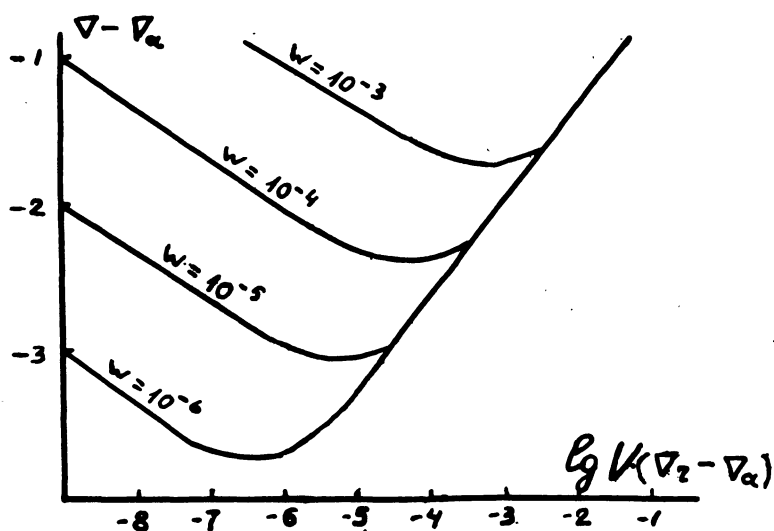


Рис. 1Е. Зависимость разности лучистого и адиабатического градиентов от параметров V, W

Оценка показывает, что пренебрежение лучистым теплообменом вполне оправдано.

В условиях, характерных для конвективных ядер звезды $32 M_{\odot}$ на стадиях горения углерода и кислорода, скорость движения конвективных ячеек $\sim 10^{3.5}$ см/сек. Характерное время движения конвективного элемента

$$\tau \approx 10^{5.5} \text{ сек,}$$

что значительно меньше времени ядерной эволюции звезды на рассматриваемых стадиях, поэтому перемешивание вещества достаточно эффективно для поддержания химической однородности ядер.

Параметры конвективных зон

Таблица 1 Е

	T	ρ	κ	ℓ	g	$H\rho$	$\nabla_2 - \nabla_a$	ϵ	W	$V(\nabla_2 - \nabla_a)$
Углеродная конвективная зона	10^9	10^5	10^{-1}	$7 \cdot 10^8$	10^8	10^9	10^3	10^{10}	10^{-6}	$10^{-7,5}$
Кислородная конвективная зона	$2 \cdot 10^9$	10^6	10^{-1}	$3 \cdot 10^9$	10^8	10^9	10^5	10^{11}	10^{-5}	$10^{-6,5}$
Гелиевая конвективная зона	$2 \cdot 10^8$	10^3	10^{-1}	$5 \cdot 10^9$	10^7	10^{10}	10	$3 \cdot 10^8$		$10^{-9,5}$

F. Гелиевые звезды с водородными оболочками.

Как уже упоминалось выше, светимость звезд WR близка к светимости гелиевых звезд с примерно той же массой, что служит основой для оценки массы звезд WR по их светимости. С помощью программы, описанной выше, были получены однородные гелиевые модели звезд ($X=0, Z=0.044$) $1.51 \leq m/m_{\odot} \leq 32$, находящиеся в термическом равновесии. Основные характеристики моделей приведены в таблице 1F, кроме того, часть моделей нанесена на диаграмму $\lg L - \lg T_e$ (рис. 1F). Соотношение масса-светимость для гелиевых звезд приведено на рис. 2F. Показатель α соотношения масса-светимость $L \sim m^{\alpha}$ близок к трем при $m \approx 2 m_{\odot}$ и уменьшается до полутора при увеличении массы звезды до $32 m_{\odot}$. Причиной уменьшения α , как показано в приложении А, является уменьшение доли газового давления в общем.

На рис. 1F на диаграмму Герцшпрунга-Рессела нанесены модели звезд с $m = 32 m_{\odot}$, имеющие гелиевые ядра и оболочки нормального для звезд плоской составляющей химического состава. Оболочка считается химически однородной. Увеличение содержания водорода в оболочке приводит к возникновению слоевого источника, увеличению радиуса звезды и увеличению ее светимости за счет энергии, генерируемой в слоевом источнике. Увеличение светимости прекращается при определенном содержании водорода в оболочке, зависящем от ее массы и при

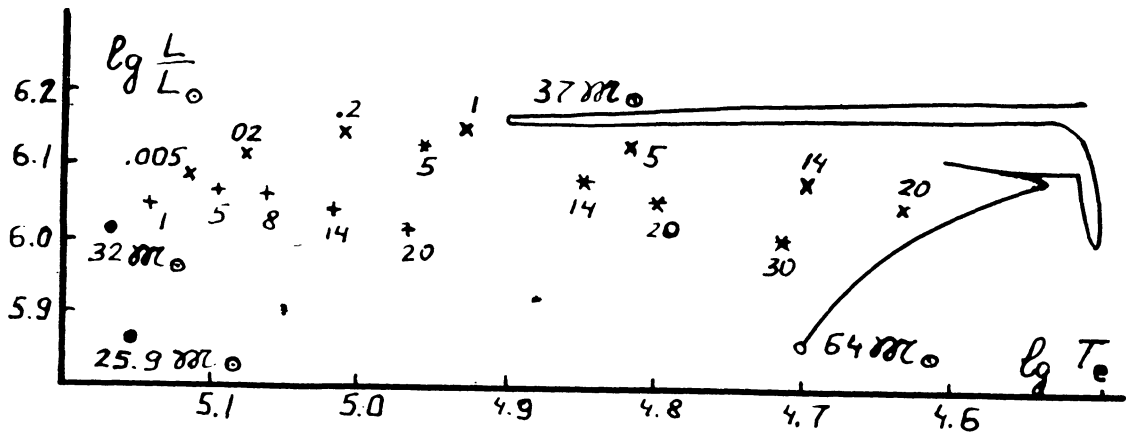


Рис. 1F. Положение на диаграмме Герцшпрунга-Рессела однородных гелиевых звезд и звезд с гелиевыми ядрами и водородно-гелиевыми оболочками.

- - однородная модель $64 m_{\odot}$ $X=0.602, Z=0.044$
 - - однородные гелиевые модели $X=0, Z=0.044$, около значков указаны массы моделей
 - × - модели звезды $m = 32 m_{\odot}$ с массой оболочки $0.06 m$
 - * - модели звезды $m = 32 m_{\odot}$ с массой оболочки $0.1 m$
 - + - модели звезды $m = 32 m_{\odot}$ с массой оболочки $0.17 m$
- Числа около значков указывают содержание водорода в оболочке в процентах.

дальнейшем росте X светимость падает при растущем радиусе. Увеличение массы оболочки при постоянном X приводит к уменьшению массы конвективного ядра,

но энергия, генерируемая в ядре, слабо зависит, в изученных пределах, от массы оболочки и ее химического состава. С увеличением содержания водорода в оболочке масса конвективного ядра также уменьшается.

Полученные термически равновесные модели показывают, что с уменьшением массы оболочки модель движется в сторону более высоких эффективных температур, аналогично модели остатка, которая эволюционирует вследствие выгорания водорода в слоевом источнике.

Кроме того, рис. 1F позволяет понять причину отключения

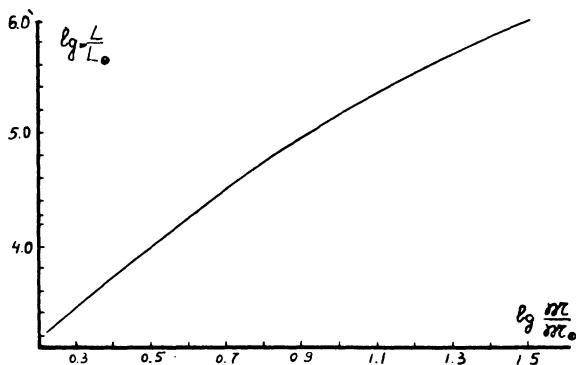


Рис. 2F. Соотношение масса-светимость для однородных гелиевых звезд.

звезды от поверхности Роша при содержании водорода в оболочке $\sim 20\%$. Модели с большим содержанием водорода в оболочке имеют радиусы, превышающие радиусы поверхности Роша.

Т а б л и ц а И F.

Однородные гелиевые модели ($\Upsilon = 0.956$, $Z = 0.044$)

M/M_{\odot}	$\lg L/L_{\odot}$	$\lg R/R_{\odot}$	$\lg T_e$	M_b	$\lg T_c$	$\lg \rho_c$	q_{con}
32.00	6.003	0.199	5.162	-10.27	8.308	2.445	.82
28.80	5.936	0.172	5.158	-10.10	8.305	2.466	.81
25.92	5.865	0.145	5.154	- 9.92	8.301	2.488	.79
23.33	5.791	0.115	5.151	- 9.74	8.297	2.510	.77
21.00	5.718	0.873 ₁₀ ⁻¹	5.146	- 9.56	8.293	2.532	.75
18.90	5.649	0.660 ₁₀ ⁻¹	5.140	- 9.38	8.289	2.558	.74
17.01	5.574	0.421 ₁₀ ⁻¹	5.133	- 9.20	8.285	2.593	.73
15.31	5.490	0.689 ₁₀ ⁻²	5.129	- 8.98	8.280	2.604	.72
13.78	5.411	-0.184 ₁₀ ⁻¹	5.122	- 8.79	8.276	2.630	.70
12.40	5.330	-0.444 ₁₀ ⁻¹	5.115	- 8.58	8.271	2.656	.68
11.16	5.245	-0.707 ₁₀ ⁻¹	5.107	- 8.37	8.266	2.683	.67
10.04	5.159	-0.973 ₁₀ ⁻¹	5.099	- 8.16	8.262	2.716	.65
9.04	5.070	-0.124	5.090	- 7.93	8.256	2.740	.63
8.13	4.978	-0.152	5.081	- 7.70	8.251	2.769	.61
7.32	4.882	-0.180	5.071	- 7.47	8.246	2.798	.59
6.59	4.785	-0.197	5.055	- 7.22	8.240	2.834	.57
5.93	4.683	-0.228	5.045	- 6.97	8.234	2.867	.55
5.34	4.578	-0.258	5.034	- 6.70	8.228	2.902	.53
4.80	4.469	-0.290	5.023	- 6.43	8.222	2.938	.51
4.32	4.358	-0.315	5.007	- 6.15	8.215	2.977	.48
3.89	4.250	-0.350	4.998	- 5.88	8.209	3.014	.46
3.50	4.135	-0.382	4.985	- 5.60	8.202	3.054	.44
3.15	4.011	-0.404	4.965	- 5.29	8.195	3.103	.42
2.84	3.888	-0.440	4.952	- 4.98	8.187	3.148	.40
2.55	3.763	-0.469	4.936	- 4.67	8.179	3.195	.39
2.30	3.645	-0.507	4.925	- 4.37	8.172	3.241	.38
2.07	3.521	-0.542	4.912	- 4.06	8.164	3.291	.36
1.86	3.383	-0.568	4.890	- 3.72	8.155	3.347	.35
1.67	3.251	-0.608	4.877	- 3.39	8.147	3.403	.34
1.51	3.117	-0.638	4.859	- 3.05	8.138	3.459	.33

6. Таблицы эволюционных моделей звезд.

В таблицах использованы следующие обозначения:

- t - время в млн. лет;
- $M, / M_{\odot}$ - масса модели в единицах массы Солнца;
- $\lg R, / R_{\odot}$ - логарифм радиуса модели в единицах радиуса Солнца;
- $\lg L, / L_{\odot}$ - логарифм светимости модели в единицах светимости Солнца;
- $\lg T_e$ - логарифм эффективной температуры модели;
- $\lg T_c$ - логарифм температуры в центре модели;
- $\lg \rho_c$ - логарифм плотности в центре модели;
- X_c - содержание водорода в центре модели;
- Y_c - содержание гелия в центре модели;
- X_c^{12} - содержание углерода в центре модели;
- X_c^{16} - содержание кислорода в центре модели;
- q_c - доля массы заключенная в конвективном ядре;
- r_{sc} / M_{\odot} - границы промежуточной конвективной зоны;
- r_{Hsh} / M_{\odot} - границы водородного слоевого источника;
- r_{Hesh} / M_{\odot} - границы гелиевого слоевого источника;
- r_{Hecv} / M_{\odot} - границы конвективной зоны, связанной с гелиевым слоевым источником;
- r_{Csh} / M_{\odot} - границы углеродного слоевого источника;
- r_{Ccv} / M_{\odot} - границы конвективной зоны, связанной с углеродным слоевым источником;
- r_{Osh} / M_{\odot} - границы кислородного слоевого источника;
- r_{Ocv} / M_{\odot} - границы конвективной зоны, связанной с кислородным слоевым источником;

Границы зон указаны в единицах массы Солнца.

Буквенные обозначения моделей соответствуют обозначениям в тексте и на рисунках.

Т а б л и ц а 1 G.

Модели звезды 16M эволюционирующей с обменом
веществом на стадии главной последовательности.

	a	b	c	d	e	f
t (10^6 лет)	4.5261	4.5327	4.5366	4.5558	5.5536	8.1190
M_1/M_\odot	16.0	12.42	11.63	11.63	11.63	7.51
$\lg R_1/R_\odot$	0.86	0.84	0.85	0.83	0.85	0.99
$\lg L_1/L_\odot$	4.69	4.40	4.45	4.43	4.45	4.33
$\lg T_e$	4.50	4.44	4.45	4.45	4.45	4.35
$\lg T_c$	7.55	7.515	7.516	7.534	7.54	7.59
$\lg \rho_c$	0.66	0.69	0.70	0.77	0.82	1.00
χ_c	0.304	0.304	0.304	0.303	0.256	0.024
γ_c	0.43	0.228	0.27	0.29	0.29	0.26
A/R_\odot	18.8	20.3	21.2	21.2	21.2	34.6
ρ (дни)	1.67	1.88	2.02	2.02	2.02	4.21

Т а б л и ц а 2 G

Модели звезды 10M эволюционирующей с обменом
веществом после стадии главной последовательности.

	a	b	c	d	d'	e	f	g
t (10^7 лет)	0	1.16771	1.1792	1.17946	1.17948	1.18114	1.3028	1.3825
M_1/M_\odot	10	10	10	4.96	3.64	2.37	2.37	2.37
$\lg R_1/R_\odot$	0.72	0.81	1.67	1.78	1.92	2.14	-0.06	0.10
$\lg L_1/L_\odot$	3.93	4.24	4.22	3.08	3.26	4.31	3.82	4.18
$\lg T_e$	4.436	4.416	3.979	3.641	3.618	3.770	4.748	4.753
$\lg T_c$	7.47	7.67	8.12	8.14	8.15	8.16	8.23	8.434
$\lg \rho_c$	0.8	1.54	3.55	3.56	3.56	3.43	3.33	3.96
χ_c	0.602	$0.2 \cdot 10^{-4}$	0	0	0	0	0	0
γ_c	0.354	0.956	0.955	0.954	0.954	0.947	0.374	$0.3 \cdot 10^{-8}$
χ_c^{12}	0.0062	0.0062	0.007	0.0086	0.0086	0.0147	0.545	0.588
χ_c^{16}	0.0185	0.0185	0.0185	0.0185	0.0185	0.0185	0.061	0.392
γ_{cc}	0.26	0.014	0.002	0.003	0.004	0.245	0.36	-
$M_{H\beta}/M_\odot$	-	-	1.61	1.62	1.62	1.68	2.17	2.18
$M_{H\alpha}/M_\odot$	-	-	1.78	1.78	1.78	1.83	2.27	2.27
$M_{H\delta}/M_\odot$	-	-	-	-	-	-	-	0.85
$M_{H\gamma}/M_\odot$	-	-	-	-	-	-	-	1.01
A/R_\odot	122.1	122.1	122.1	209.3	325.9	658.8	658.8	658.8
ρ (дни)	35.25	35.25	35.25	79.1	153.7	441.8	441.8	441.8

Т а б л и ц а 3. 6

Модели звезды 16 УЛ, эволюционирующей с обменом веществом после стадии главной последовательности.

	t	a	b	c	d	e	f	g	h	k	l
t (10^6 лет)	0		6.94658	7.101508	7.102954	7.1122	7.532	7.908	7.91442	7.928378	7.928401
R_1/R_0	16	16	16	16	8.56	5.23	5.23	5.23	5.23	5.23	5.23
R_2/R_0	0.71	1.01	1.01	1.45	1.52	1.74	0.14	0.49	0.4	1.55	1.55
L_1/L_0	4.50	4.82	4.82	4.90	4.38	4.97	4.71	5.0	4.95	5.06	5.06
T_e	4.531	4.46	4.46	4.263	4.092	4.131	4.867	4.772	4.801	4.251	4.249
T_c	7.52	7.62	7.62	8.13	8.16	8.21	8.27	8.58	8.66	9.14	9.33
ρ_c	0.65	0.85	0.85	2.93	3.03	3.09	3.01	3.90	4.28	6.29	7.19
X_c	0.602	0.03	0.03	0	0	0	0	0	0	0	0
Y_c	0.356	0.924	0.924	0.956	0.956	0.941	0.433	0	0	0	0
X_c^{12}	0.0062	0.0062	0.0062	0.0062	0.0062	0.021	0.496	0.515	0.515	0.2·10 ⁻⁵	0.5·10 ⁻⁷
X_c^{16}	0.0185	0.0185	0.0185	0.0185	0.0185	0.0185	0.051	0.465	0.465	0.465	0.1·10 ⁻³
q_{cc}	0.43	0.22	0.22	-	0.029	0.28	0.52	-	-	-	-
η_{sc}	-	6.5	7.0	7.0	-	-	-	-	-	-	-
η_{sh}	-	7.0	7.0	9.5	-	-	-	-	-	-	-
η_{mesh}	-	-	-	3.3	3.532	3.6	4.851	4.89	4.89	-	-
η_{mesh}	-	-	-	4.1	3.940	4.2	5.043	5.01	5.01	-	-
η_{scv}	-	-	-	-	-	-	-	2.83	2.83	2.83	2.84
η_{scv}	-	-	-	-	-	-	-	3.25	3.25	3.04	3.04
η_{osc}	-	-	-	-	-	-	-	-	3.04	2.97	2.95
η_{osc}	-	-	-	-	-	-	-	-	3.65	3.65	3.83
η_{osc}	-	-	-	-	-	-	-	-	-	1.01	1.45
η_{osc}	-	-	-	-	-	-	-	-	-	1.58	1.74
η_{osc}	-	-	-	-	-	-	-	-	-	1.45	1.45
η_{osc}	-	-	-	-	-	-	-	-	-	2.2	2.78
η_{osc}	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	0.4
η_{osc}	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	0.52
η_{osc}	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	0.48
η_{osc}	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	0.62
A/R	72.4	72.4	72.4	72.4	113.1	229.6	229.6	229.6	229.6	229.6	229.6
P (дНИ)	12.75	12.75	12.75	12.75	24.83	71.84	71.84	71.84	71.84	71.84	71.84

Т а б л и ц а 46

Модели звезд $\Sigma 171$ с эволюционирующей о обменом веществом
после стадии главной последовательности, Учтены нейтринные потери.

	α	β	ζ	d	e	f	g	h	k	l	m	n	o	p	r	z
$Z(\text{гггг})$	0	3.4338	3.58203	3.58247	3.58352	3.78556	3.86655	3.960943	3.962534	3.963956	3.964961	3.965830	3.965844	3.965854	3.965854	3.965854
M_c/M_\odot	32	32	3 2	20.25	14.02	14.02	14.02	13.71	13.71	13.71	13.71	13.48	13.46	13.47	13.47	13.47
$\log R/R_\odot$	0.92	1.22	1.80	1.83	1.96	0.48	0.52	1.96	1.97	1.42	1.97	1.98	1.98	1.98	1.98	1.98
$\log L/L_\odot$	5.25	5.50	5.56	5.33	5.63	5.55	5.57	5.71	5.72	5.70	5.71	5.73	5.73	5.73	5.73	5.73
$\log T_e$	4.612	4.520	4.249	4.179	4.187	4.910	4.895	4.188	4.207	4.474	4.205	4.204	4.204	4.204	4.204	4.204
$\log T_c$	7.56	7.67	8.27	8.27	8.26	8.32	8.37	8.74	8.83	8.95	8.97	9.08	9.14	9.257	9.266	9.266
$\log \rho_c$	0.41	0.68	2.71	2.70	2.69	2.74	2.86	3.99	4.24	4.68	4.73	5.08	5.37	5.77	5.76	5.76
X_c	0.602	0.021	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
Y_c	0.354	0.935	0.945	0.944	0.937	0.269	0.166	0	0	0	0	0	0	0	0	0
X_c^{12}	0.0062	0.0062	0.017	0.018	0.025	0.566	0.602	0.422	0.421	0.313	0.174	0.003	0.36 10^{-4}	0.400	0.322	0.4 10^{-6}
X_c^{16}	0.0185	0.0185	0.0185	0.0185	0.0185	0.145	0.212	0.598	0.558	0.558	0.558	0.558	0.558	0.558	0.558	0.558
q_{cc}	0.6	0.35	0.19	0.3	0.485	0.742	-	-	-	0.336	0.008	-	-	0.56	0.112	-
$M_{c,sh}/M_\odot$	-	19.8 22.9	19.8 24.0	17.6 18.8	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
$M_{c,sh}/M_\odot$	-	-	10.18 11.54	10.38 11.41	10.54 11.51	12.8 13.4	13.01 13.52	13.12 13.35	13.12 13.30	-	-	-	-	-	-	-
$M_{c,env}/M_\odot$	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
$M_{c,sh}/M_\odot$	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
$M_{c,env}/M_\odot$	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
A/R_\odot	165	165	165	212.5	335.7	335.7	335.7	335.7	346.4	346.4	346.4	355.3	355.3	355.3	355.3	355.3
$\rho_{c,env}$	30.8	30.8	30.8	45.2	89.8	89.8	89.8	89.8	94.2	94.2	94.2	97.8	97.8	97.8	97.8	97.8

Т а б л и ц а 5G

Модели звезды $64 M_{\odot}$, эволюционирующей с обменом веществом после стадии главной последовательности.

	α	β	γ	δ	ϵ	f	g
$t (10^6 \text{ лет})$	0	2.4541	2.4932	2.4933	2.4938	2.6860	2.7950
M_i / M_{\odot}	64	64	64	54.36	37.0	37.0	37.0
$\lg R_i / R_{\odot}$	1.08	1.48	1.54	1.52	1.59	0.90	1.59
$\lg L_i / L_{\odot}$	5.85	6.06	6.10	6.00	6.14	6.16	6.20
$\lg T_e$	4.683	4.537	4.516	4.502	4.502	4.85	4.517
$\lg T_c$	7.59	7.70	8.03	8.27	8.30	8.38	8.67
$\lg g_c$	0.27	0.52	1.39	2.38	2.46	2.61	3.47
X_c	0.602	0.017	0	0	0	0	0
Y_c	0.354	0.939	0.955	0.955	0.955	0.255	0
q_{cc}	0.765	0.20	0.2	0.23	0.37	0.8	0.59
M_{sc} / M_{\odot}	-	48.8	47.2	-	-	-	-
	-	56.8	56.8	-	-	-	-
M_{HSH} / M_{\odot}	-	-	26.8	27.2	27.6	34.5	34.5
	-	-	34.7	30.6	30.2	35.1	34.7
A / R_{\odot}	88	88	88	90.5	126.6	126.6	126.6
$\rho (\text{ядн})$	8.5	8.5	8.5	9.9	14.7	14.7	14.7

Т а б л и ц а 66.

Модели звезды $32 M_{\odot}$, эволюционирующей с обменом
веществом после стадии главной последовательности
(без нейтринных потерь).

	α'	β'	γ'	δ'	ϵ'	ζ'	η'	θ'
t (10^6 лет)	3.9658	3.9669	3.9681	3.9700	3.9723	3.9741	3.9745	3.9745
M/M_{\odot}	14.02	14.02	13.92	13.92	13.92	13.50	13.50	13.34
$\lg R/R_{\odot}$	1.53	1.96	1.96	1.64	1.96	1.98	1.98	2.0
$\lg L/L_{\odot}$	5.70	5.72	5.72	5.71	5.71	5.73	5.74	5.78
$\lg T_e$	4.421	4.208	4.208	4.366	4.206	4.204	4.206	4.203
$\lg T_c$	8.72	8.77	8.80	8.85	8.90	8.91	8.91	9.17
$\lg \rho_c$	3.92	4.16	4.18	4.34	4.49	4.52	4.52	5.3
X_c^{12}	0.393	0.393	0.393	0.393	0.383	0.375	0.372	$16 \cdot 10^{-4}$
X_c^{16}	0.587	0.587	0.587	0.587	0.587	0.587	0.587	0.555
q_{cc}	-	-	-	0.03	0.27	0.44	0.46	0.39
M_{ush}/M_{\odot}	13.16 13.36	13.16 13.30	13.16 13.30	13.16 13.30	-	-	-	-
M_{mesh}/M_{\odot}	10.34 11.0	10.34 10.87	10.35 10.87	10.35 10.90	10.35 10.90	10.35 10.90	10.35 10.90	10.35 10.90
M_{mesh}/M_{\odot}	-	10.87 11.26	10.87 11.91	10.87 12.0	10.87 11.60	-	-	-
A/R_{\odot}	335.7	335.7	339.1	339.1	354.4	354.4	354.4	360.6
ρ (г/см ³)	89.8	89.8	91.2	91.2	91.2	97.2	97.2	100

Т а б л и ц а 7 G.

Модели звезды $32 M_{\odot}$, эволюционирующей с обменом
веществом на стадии истощения водорода в ядре
(случай АВ).

	α	β	γ	δ	ϵ	f	g	h	κ
t (10^6 лет)	0	3.7578	3.7595	3.7601	3.7815	4.0033	4.0100	4.0202	4.3133
M_1/M_{\odot}	32	32	21.24	18.31	18.31	18.31	18.31	14.74	14.74
$\lg R_1/R_{\odot}$	0.92	1.15	1.16	1.20	1.08	0.97	1.20	1.48	0.52
$\lg L_1/L_{\odot}$	5.25	5.49	5.16	5.40	5.40	5.48	5.50	5.67	5.63
$\lg T_e$	4.612	4.560	4.469	4.509	4.572	4.647	4.535	4.435	4.907
$\lg T_c$	7.56	7.619	7.503	7.542	7.642	7.916	8.02	8.268	8.37
$\lg \rho_c$	0.41	0.51	0.23	0.39	0.69	1.52	1.77	2.70	2.86
X_c	0.602	0.054	0.054	0.054	0.051	0	0	0	0
Y_c	0.354	0.902	0.902	0.902	0.905	0.956	0.956	0.941	0.157
X_c^{12}	0.0062	0.0062	0.0062	0.0062	0.0062	0.0062	0.0062	0.019	0.629
X_c^{16}	0.0185	0.0185	0.0185	0.0185	0.0185	0.0185	0.0185	0.02	0.194
q_{cc}	0.60	0.42	0.44	0.39	0.06	0.314	0.07	0.36	0.72
M_{sc}/M_{\odot}	-	19.13 23.47	-	-	-	-	-	-	-
M_{Hsh}/M_{\odot}	-	-	-	-	-	9.64 12.22	9.86 11.92	10.68 11.74	13.44 13.76
A/R_{\odot}	36.5	36.5	44.83	52.51	52.51	52.51	52.51	71.3	71.3
ρ (днн)	3.21	3.21	4.38	5.56	5.56	5.56	5.56	8.79	8.79