

УДК 524.3-52

**Образование звезд первого поколения.****II. Максимальные массы звезд****Ю. И. Изотов**

Исследована динамика оболочек протозвезд, охлаждаемых молекулярным водородом. Проведен анализ основных механизмов, ограничивающих аккрецию вещества на звездное ядро. Получена зависимость максимальной массы звезды с первичным химическим составом от начального содержания молекулярного водорода в протозвезде.

*THE FORMATION OF THE FIRST GENERATION STARS. II. MAXIMUM MASSES OF STARS, by Izotov Yu. I.—*The dynamics of the protostar envelopes cooled by molecular hydrogen is studied. The main mechanisms limiting the matter accretion on the star core are analyzed. Dependence of the maximum mass of a star with primordial chemical composition on initial abundance of molecular hydrogen is determined.

**Введение.** Звезды первого поколения, по-видимому, играли важную роль в процессах образования галактик, обогащения вещества тяжелыми элементами и др. Однако в настоящее время нет однозначного ответа на вопрос, какими были эти объекты. Исследования тепловой эволюции вещества, охлаждаемого молекулярным водородом, в моделях с последовательной фрагментацией (проводившиеся, например, в [15]) позволяют дать оценку лишь минимальной массы звезд первого поколения. В то же время наблюдательные данные свидетельствуют о том, что доля массивных объектов с  $M \geq 10 M_{\odot}$  среди звезд первого поколения была больше, чем у звезд I типа населения.

При исследовании процесса образования звезд наряду с фрагментацией необходимо учитывать аккрецию вещества протозвезды на центральное звездное ядро, которая может существенно увеличить массу звезды. Темп аккреции при этом зависит от строения протозвезды, а также от свойств центрального звездного ядра.

В данной работе исследуется аккреция вещества протозвезды, охлаждаемой молекулярным водородом, на звездное ядро и получена зависимость максимальной массы звезды первого поколения от начального содержания  $H_2$  в протозвезде.

**Увеличение массы звезды при аккреции вещества.** Процесс образования массивной звезды можно разделить на несколько этапов. Вначале при коллапсе протозвезды происходит формирование небольшого по массе звездного ядра. Затем масса звезды увеличивается в результате аккреции вещества оболочки на звездное ядро. Наконец, когда масса звезды становится достаточно большой, под воздействием излучения звезды аккреция прекращается, происходит сброс оболочки.

Процесс образования массивных звезд первого поколения имеет особенности, которыми он отличается от процесса образования массивных звезд I типа населения. Отличия обусловлены разной природой источников теплоотвода в протозвездах и заключаются в следующем:

1. Основной источник теплоотвода в протозвездах с первичным химическим составом — молекулярный водород. Исследования химической эволюции вещества, не содержащего тяжелых элементов, показывают, что относительное содержание молекул  $H_2$  в первичном веществе может достигать величины  $x_{H_2} \approx 10^{-3}$  [4, 15].

2. Молекулярный водород — значительно менее эффективный источник теплоотвода, чем тяжелые элементы и пыль. Поэтому коллапс протозвезд с первичным химическим составом происходит при более высоких температурах и плотностях, а следовательно, темп аккреции вещества протозвезды на звездное ядро выше, чем при формировании звезд I типа населения.

3. В протозвездах, охлаждаемых пылью, аккреция вещества происходит на звездное ядро, находящееся на главной последовательности [5]. В протозвездах с первичным химическим составом темп аккреции существенно выше, и звезда может набирать значительную массу, находясь на стадии до главной последовательности.

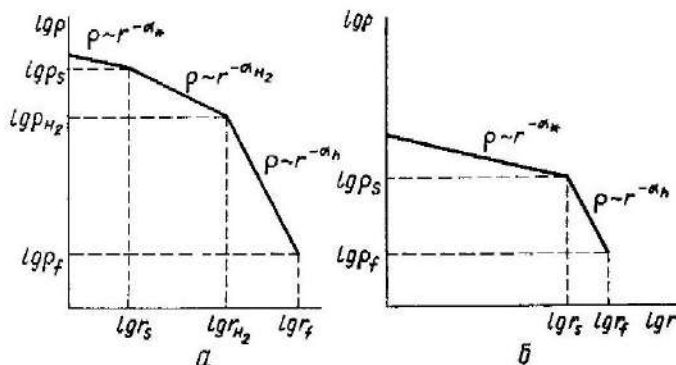


Рис. 1. Строение протозвезды, охлаждаемой молекулярным водородом: а —  $2M_* < M_{H_2}(t)$ ; б —  $2M_* > M_{H_2}(t)$

4. В работе [12] показано, что в протозвезде при достижении плотности  $\rho \approx 10^{-15} - 10^{-14} \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$  происходит образование молекулярного водорода при тройных столкновениях. Это приводит к более эффективному теплоотводу и формированию изотермической зоны в центре протозвезды [2].

5. Сброс оболочки в протозвездах, охлаждаемых пылью, происходит под воздействием давления излучения звезды на плотный газопылевой слой, образующийся в протозвезде [5, 14]. С другой стороны, в протозвездах с первичным химическим составом теплоотвод может прекратиться при фотодиссоциации молекулярного водорода излучением центральной звезды, и коллапс перейдет в стадию медленного адиабатического сжатия.

Рассмотрим основные процессы, определяющие скорость роста массы звезды при аккреции вещества. Численное исследование коллапса протозвезд с первичным химическим составом привело [2] к распределению плотности в протозвезде, показанному на рис. 1. Когда масса звезды  $M_*$  не слишком велика (рис. 1, а), в центральной части оболочки с массой примерно  $M_*$  плотность распределена по закону  $\rho \propto r^{-\alpha_*}$ , где  $\alpha_* = 1.5$  [14]. Далее следует зона образования молекулярного водорода с изменяющимся по радиусу значением  $x_{H_2}$ , где  $\rho \propto r^{-\alpha_{H_2}}$ ,  $\alpha_{H_2} \approx 2$ . В самой внешней части протозвезды с начальным содержанием молекулярного водорода плотность распределена по закону  $\rho \propto r^{-\alpha_h}$  с  $\alpha_h = 2.3$ . С увеличением массы звезды структура оболочки изменяется. Когда выполняется неравенство  $2M_* > M_{H_2}(t)$ , где  $M_{H_2}(t)$  — масса, заключенная внутри области радиуса  $r_{H_2}$ , в оболочке отсутствует изотермическая зона образования молекулярного водорода (рис. 1, б). В приложении 1 приведены параметры протозвезды в момент времени  $t=0$ , когда формируется небольшое звездное ядро.

Дальнейшее увеличение массы звездного ядра происходит при аккреции вещества оболочки.

Время падения слоя, ограничивающего внутреннюю часть протозвезды с массой  $M_*$ , равно

$$t = 2r^{3/2}/[\delta(2GM_*)^{1/2}], \tag{1}$$

где  $r$  — радиус слоя в момент времени  $t=0$ , внутри которого заключена масса  $M_*$ ;  $\delta=0.25$  [6, 7];  $G$  — гравитационная постоянная. Когда

$$M_* < M_{\text{H}_2}(0), \quad t = \frac{2}{3\delta \sqrt{2G}} \left( \frac{3 - \alpha_{\text{H}_2}}{4\pi\rho_{\text{H}_2} r_{\text{H}_2}^{\alpha_{\text{H}_2}}} \right)^{\frac{3}{2(3-\alpha_{\text{H}_2})}} M_*^{\frac{3}{2(3-\alpha_{\text{H}_2})} - \frac{1}{2}}, \quad (2)$$

при  $M_* > M_{\text{H}_2}(0)$

$$t = \frac{2}{3\delta \sqrt{2G}} \frac{\left\{ r_{\text{H}_2}^{3-\alpha_h} - \frac{3-\alpha_h}{4\pi\rho_f r_f^{\alpha_h}} [M_* - M_{\text{H}_2}(0)] \right\}^{\frac{3}{2(3-\alpha_h)}}}{M_*^{1/2}}, \quad (3)$$

где  $\rho_{\text{H}_2}$ ,  $r_{\text{H}_2}$  и  $\rho_f$ ,  $r_f$  — плотность и радиус, относящиеся соответственно к внешней границе зоны образования молекулярного водорода и поверхности протозвезды. Все величины относятся к начальному моменту  $t=0$ .

Соотношения (2) и (3) определяют изменение массы звезды с течением времени. Радиус протозвезды  $r_f$  и плотность на ее поверхности  $\rho_f$  изменяются по закону

$$r_f(t) = \left[ r_f(0)^{3/2} - \frac{3}{2} \delta \sqrt{2GM_{cl}} t \right]^{2/3}, \quad (4)$$

$$\rho_f(t) = \rho_f(0) [r_f(0)/r_f(t)]^{\alpha_h}, \quad (5)$$

где  $M_{cl}$  — масса протозвезды.

Другие параметры, определяющие структуру протозвезды в момент времени  $t > 0$ , приведены в приложении 2.

С увеличением массы звезды возникают процессы, которые могут тормозить аккрецирующее вещество и приводить к сбросу оболочки, — образование и расширение зоны ионизованного водорода, звездный ветер, давление излучения при сверхкритической аккреции, а также фотодиссоциация молекулярного водорода. Эффективность этих процессов зависит от параметров звезды на стадии до главной последовательности (приведены в приложении 3).

Молекулярный водород разрушается излучением звезды на длине волны  $\lambda \approx 110$  нм при возбуждении верхних электронных состояний с последующим переходом в колебательный континуум основного электронного состояния. Скорость фотодиссоциации  $\text{H}_2$  равна

$$\alpha_{dis} = \alpha_0 N_{ph} L(\tau) / (4\pi r^2), \quad \text{с}^{-1}, \quad (6)$$

где  $\alpha_0 = 1.9 \cdot 10^{-3}$  [4];  $L(\tau)$  — часть излучения, проникающая на оптическую глубину  $\tau$ ;  $N_{ph}$  — монохроматический поток излучения от звезды на длине волны  $\lambda = 110$  нм. Для  $0.37 < \tau < 100$  [4]

$$L(\tau) = 0.3\tau^{-1.2}. \quad (7)$$

Характерное время разрушения молекул  $\text{H}_2$  в слое с  $\tau = 1$  равно

$$\Delta t = 4\pi r^2 / (\alpha_0 N_{ph}), \quad (8)$$

а скорость распространения диссоциативного фронта

$$\Delta r / \Delta t = \alpha_0 N_{ph} m_{\text{H}} / (k_0 \rho_s r_s^{\alpha_*} x_{\text{H}_2}), \quad (9)$$

где  $k_0 = 10^{-15}$  см<sup>2</sup> — сечение поглощения в центре линии электронного перехода  $\text{H}_2$ ;  $m_{\text{H}}$  — масса атома водорода;  $\rho_s$ ,  $r_s$  — плотность и радиус на границе центральной области протозвезды с распределением  $\rho \propto r^{-1.5}$  (рис. 1).

Время, необходимое для диссоциации  $\text{H}_2$  до расстояния  $r$  от звезды, равно

$$t_{pd} = r^{3-\alpha_*} / [(3-\alpha_*) (\Delta r / \Delta t)]. \quad (10)$$

Из равенства  $t_{pd} = t_{ff}$  находим радиус диссоциативного фронта

$$r_{pd} = [(3-\alpha_*) / (4\pi\rho_s r_s^{\alpha_*})]^{1/(3-\alpha_*)} \{ [2(3-\alpha_*) (\Delta r / \Delta t) / 3]^2 / (2G) - M_* \}^{1/(3-\alpha_*)}. \quad (11)$$

Определим радиус зоны ионизованного водорода. Изменение потока  $L_c$ -квантов с расстоянием от звезды описывается уравнением

$$dN_{L_c}/dr = -4\pi r^2 \alpha_{rec} n_e^2, \quad (12)$$

где  $\alpha_{rec} = 2 \cdot 10^{-11} T^{-0.5} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$  — скорость рекомбинации электронов на все уровни атома водорода за исключением первого;  $n_e$  — электронная концентрация;  $N_{L_c}$  — полный поток  $L_c$ -квантов от звезды. Из выражения (12) получаем

$$r_{HII} = r_* \exp \{ N_{L_c} m_H^2 / [4\pi \alpha_{rec} (\rho_s r_s^{\alpha_*})^2] \}. \quad (13)$$

Наконец, аккреция вещества оболочки на звезду существенно замедляется, если выполняется равенство

$$\dot{M} u_{ff} \approx (L_* + L_a)/c + \dot{M}_* u_*, \quad (14)$$

где  $\dot{M} u_{ff}$  и  $\dot{M}_* u_*$  — импульсы аккрецирующего вещества и звездного ветра соответственно;  $L_*$  — светимость звезды;  $L_a$  — аккреционная светимость;  $c$  — скорость света.

Поскольку молекулярный водород — единственный источник теплоотвода в протозвезде при низких температурах, то после фотодиссоциации  $H_2$  происходит адиабатическое сжатие оболочки, когда силы внутреннего давления растут быстрее сил гравитации. Запишем закон сохранения энергии для единичной массы оболочки

$$u_0^2/2 + 3RT_0/(2\mu) - G(M_* + M_{en})/r_0 = u^2/2 + 3RT/(2\mu) - G(M_* + M_{en})/r, \quad (15)$$

где

$$M_{en} = 4\pi \rho_s r_s^{\alpha_*} r_0^{3-\alpha_*} / (3 - \alpha_*). \quad (16)$$

В (15) и (16) величины с индексом «0», а также  $\rho_s$ ,  $r_s$ ,  $M_*$  относятся к моменту диссоциации  $H_2$ . Полагая  $u_0 = (u_{ff})_0$ ,  $u = 0$ ,  $r \propto \rho^{-1/3}$ , из (15) получим выражение для определения температуры в момент остановки слоя

$$\frac{G(M_* + M_{en})}{r_0} = \frac{3R}{2\mu} T_0 \left( \frac{T}{T_0} \right)^{-(\gamma-1)/3} \left[ \frac{T}{T_0} - 1 \right], \quad (17)$$

где  $\gamma = 5/3$  — показатель адиабаты.

В дальнейшем на звезду будут аккрецировать лишь те слои, в которых температура повысилась до значения, при котором эффективно охлаждение атомарным водородом. Охлаждение при рекомбинациях и свободно-свободных переходах в рассматриваемых условиях несущественно. Время высвечивания гравитационной энергии в этих слоях равно

$$t_c = G(M_* + M_{en}) / (r \Lambda_{2S \rightarrow 1S}), \quad (18)$$

где

$$\Lambda_{2S \rightarrow 1S} = 0.211 (\rho x_e x_H / m_H) \exp(-118400/T), \quad \text{Вт} \cdot \text{г}^{-1} \quad (19)$$

— скорость охлаждения при двухквантовых переходах [4];  $x_e$  — относительная электронная концентрация, равная

$$x_e = 2.8 \cdot 10^{-2} x_H T^{3/2} \exp(-157800/T). \quad (20)$$

Можно показать, что вещество оболочки прозрачно для двухквантового излучения. Тогда окончательно для времени высвечивания получим

$$t_c = 1.9 \cdot 10^{-36} \frac{M_* + M_{en}}{r_0 \rho_0 T^{3/2}} \left( \frac{T}{T_0} \right)^{-2(\gamma-1)/3} \exp(276200/T), \quad \text{с}. \quad (21)$$

Из (21) видно, что время высвечивания сильно зависит от температуры газа. Для протозвезд с первичным химическим составом время высвечивания гравитационной энергии меньше времени эволюции звезды на



главной последовательности при  $T \geq 6000$  К. Поэтому максимальная масса звезды равна

$$M_t = M_* + M_{en}, \quad (22)$$

где  $M_*$  — масса звезды в момент фотодиссоциации  $H_2$ ;  $M_{en}$  — масса части оболочки, в которой температура при адиабатическом сжатии превысила значение  $T = 6000$  К.

**Максимальные массы звезд с первичным химическим составом.** Рассмотрим аккрецию вещества на звезду для трех моделей протозвезд

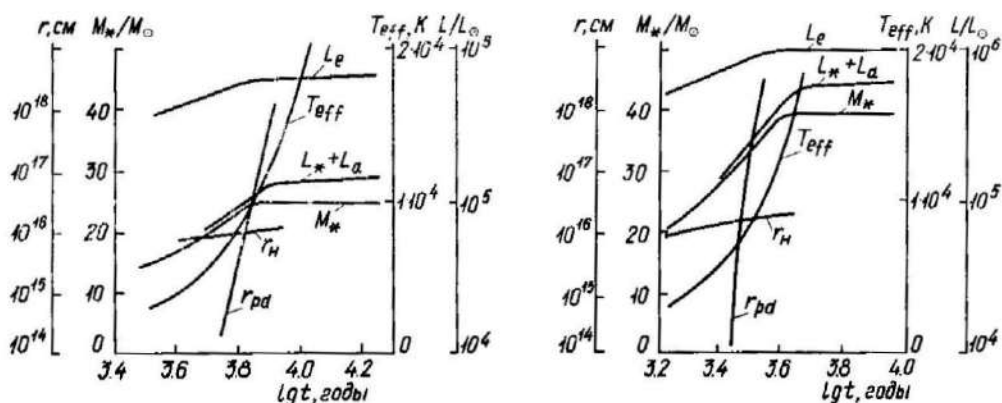


Рис. 2. Зависимость от времени массы звезды  $M_*$ , эффективной температуры  $T_{eff}$ , суммарной светимости звезды  $L_*$  и аккреционной светимости  $L_a$ , эддингтоновской светимости  $L_e$ , радиуса диссоциативного фронта  $r_{pd}$  и радиуса оболочки  $r_{H_2}$  с  $T \geq 6000$  К для протозвезды с начальным содержанием молекулярного водорода  $x_{H_2} = 10^{-2}$

Рис. 3. То же, что и на рис. 2, для протозвезды с начальным содержанием молекулярного водорода  $x_{H_2} = 10^{-3}$

с начальными параметрами, приведенными в таблице. Во всех моделях принят следующий элементный состав:  $X = 0.75$ ,  $Y = 0.25$ ,  $Z = 0$ . Немонотонность  $\rho_f$  в таблице связана с тем, что плотность на поверхности протозвезды зависит не только от  $x_{H_2}$ , но и от массы протозвезды (см. приложение 1).

#### Начальные параметры протозвезд

Номер модели	$M_{cl}/M_{\odot}$	$x_{H_2}$	$\rho_f$ , г·см <sup>-3</sup>	$r_f$ , см	$M_{H_2}/M_{\odot}$
1	100	$10^{-2}$	$7.7 \cdot 10^{-19}$	$2.4 \cdot 10^{17}$	4.8
2	200	$10^{-3}$	$1.7 \cdot 10^{-18}$	$2.4 \cdot 10^{17}$	17.8
3	1000	$2 \cdot 10^{-4}$	$6.6 \cdot 10^{-20}$	$1.2 \cdot 10^{18}$	43.0

В начальный момент времени изотермическая зона образования молекулярного водорода составляет незначительную долю массы протозвезды, увеличивающуюся с уменьшением начального содержания  $H_2$  (таблица). В дальнейшем, когда масса звезды  $M_* > 0.5 M_{H_2}$ , изотермическая зона исчезает, и аккреция на звезду происходит непосредственно из оболочки с начальным содержанием молекулярного водорода. У протозвезд с начальным содержанием молекул водорода  $x_{H_2} \leq 10^{-4}$  изотермическая зона совсем не образуется, поскольку в этом случае  $T_{H_2}$  больше температуры, при которой происходит диссоциация  $H_2$ .

Изменения с течением времени массы звезды  $M_*$ , эффективной температуры  $T_{eff}$ , эддингтоновской светимости  $L_e$ , а также радиуса диссоциативного фронта  $r_{pd}$  и радиуса  $r_{H_2}$ , внутри которого температура при адиабатическом сжатии достигает 6000 К, изображены на рис. 2—4.

Самый эффективный механизм, ограничивающий увеличение массы звезды в протозвездах с начальным содержанием молекул водорода

$x_{H_2} \geq 2 \cdot 10^{-4}$ , — это фотодиссоциация молекулярного водорода излучением звезды, происходящая в момент времени, когда температура звезды достигает величины  $9 \cdot 10^3$  К. В дальнейшем масса звезды увеличивается только за счет аккреции вещества из оболочки с температурой  $T \geq 6000$  К. Величина массы оболочки, выпадающей на звезду после диссоциации  $H_2$ , увеличивается с уменьшением начального содержания молекулярного водорода.

Другие физические процессы не влияют на увеличение массы звезды. Из-за высокой плотности аккрецирующего вещества зона ионизо-

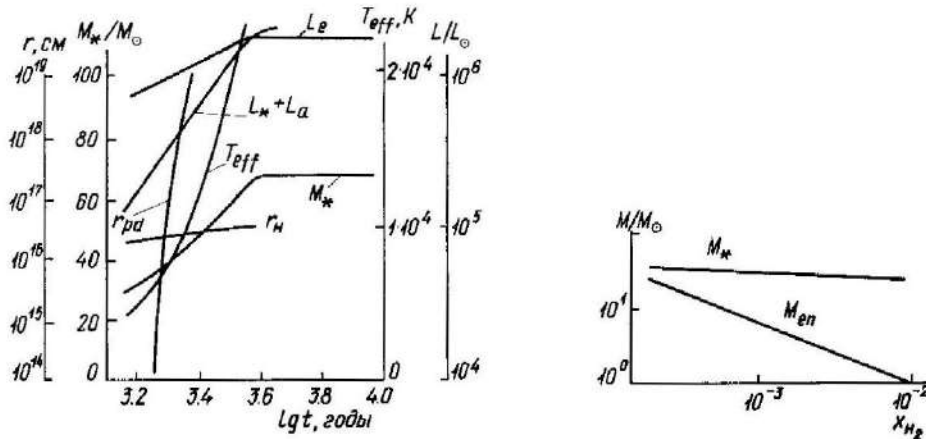


Рис. 4. То же, что и на рис. 2, для протозвезды с начальным содержанием молекулярного водорода  $x_{H_2} = 2 \cdot 10^{-4}$

Рис. 5. Зависимость массы звезды  $M_*$  в момент фотодиссоциации  $H_2$  и массы оболочки  $M_{en}$  с температурой  $T \geq 6000$  К от начального содержания молекулярного водорода  $x_{H_2}$

ванного водорода практически отсутствует — ее радиус близок к радиусу звезды. В протозвездах с  $x_{H_2} = 10^{-2}$  и  $10^{-3}$  светимость  $L_* + L_a$  в несколько раз меньше эддингтоновской. Лишь в протозвезде с  $x_{H_2} = 2 \times 10^{-4}$  светимость  $L_* + L_a$  сравнивается с эддингтоновской светимостью, когда масса звезды возрастает до значения примерно  $60 M_\odot$ . При меньших начальных содержаниях  $H_2$  темп аккреции превышает критическое значение, и в этом случае, по-видимому, следует ожидать формирования звезд с массами, близкими к массе звезды, образующейся из протозвезды с  $x_{H_2} = 2 \cdot 10^{-4}$ , т. е.  $M_* = (60-70) M_\odot$ .

Зависимость от начального содержания  $H_2$  массы звезды  $M_*$  в момент фотодиссоциации  $H_2$  и массы оболочки  $M_{en}$ , выпадающей на звезду после стадии адиабатического сжатия, изображена на рис. 5. Эти зависимости можно представить выражениями

$$M_*/M_\odot = 13.22 x_{H_2}^{-0.13}, \quad (23)$$

$$M_{en}/M_\odot = 2.02 \cdot 10^{-2} x_{H_2}^{-0.85}. \quad (24)$$

Зависимость максимальной массы звезды первого поколения от начального содержания  $H_2$ , определяемая выражениями (23) и (24), приведена на рис. 6.

Итак, максимальные массы звезд первого поколения, образующихся из протозвезд, находящихся в начальный момент времени вблизи предела устойчивости, зависят от начального содержания  $H_2$  и могут достигать значений примерно  $(60-70) M_\odot$ . Иная ситуация возникает при формировании звезд с современным химическим составом, где аккреция вещества идет на звездное ядро, находящееся на главной последовательности. Максимальные массы звезд при типичных условиях в межзвездных облаках (температура пыли  $T_d = 10$  К) равны  $M_* \approx 15 M_\odot$  [5]. Для объяснения существования массивных звезд с современным химическим составом приходится предполагать дополнительные механизмы: столкновения облаков, их нагрев излучением звезд и др.

В протозвездах с первичным химическим составом массивные звезды должны формироваться уже вследствие самой природы источников тепловода. Доля таких звезд по отношению к полному числу звезд первого поколения, по-видимому, существенно выше, чем в случае звезд, обогащенных тяжелыми элементами. На конечной стадии эволюции такие звезды интенсивно теряют массу и наблюдаются как звезды Вольфа — Райе.

В работах [10, 11] приведены примеры галактик, содержащих большое количество звезд Вольфа — Райе, сравнимое с полным коли-

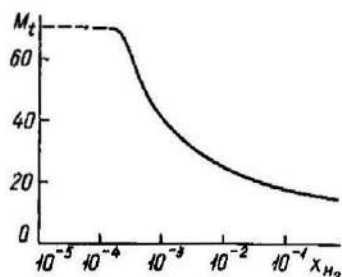


Рис. 6. Зависимость максимальной массы звезды первого поколения от начального содержания молекулярного водорода в протозвезде

чеством звезд высокой светимости. Такой аномальный звездный состав можно, вероятно, объяснить тем, что звезды в этих галактиках образовались из вещества с первичным химическим составом.

**Выводы.** В данной работе проведен анализ основных физических процессов, влияющих на аккрецию вещества протозвезды с первичным химическим составом. Показано, что главный механизм, ограничивающий увеличение массы звезды первого поколения, — это фотодиссоциация молекулярного водорода в оболочке излучением звезды, когда ее температура достигает  $9 \cdot 10^3$  К. Получена зависимость максимальной массы звезды от начального содержания молекулярного водорода в протозвезде.

Автор благодарен С. Г. Кравчуку и И. Г. Колеснику за обсуждение результатов работы, А. Г. Дорошкевичу за полезные замечания.

## Приложение 1

**Строение протозвезды в момент формирования звездного ядра.** Качественно структура протозвезды изображена на рис. 1. Определим параметры протозвезды в момент времени  $t=0$ , когда масса звезды  $M_* \approx 0$ . На расстояниях  $r < r_{H_2}$  при температуре  $T_{H_2} \approx \text{const}$  происходит образование молекулярного водорода при тройных столкновениях. На расстоянии  $r=r_{H_2}$  выполняются соотношения

$$t_{ff} = t_c, \quad (\text{П1.1})$$

$$t_{ff} = t_f, \quad (\text{П1.2})$$

где

$$t_c = 3RT_{H_2}/(2\mu\Lambda) = 1.86 \cdot 10^{19} T_{H_2}^{-3.75} x_{H_2}^{-1} \mu^{-1}, \quad \text{с} \quad (\text{П1.3})$$

— время охлаждения;  $T_{H_2}$  — температура на расстоянии  $r_{H_2}$  от центра звезды;  $\mu$  — молекулярная масса;  $x_{H_2}$  — начальное содержание  $H_2$ ;  $R$  — универсальная газовая постоянная;  $\Lambda$  — скорость охлаждения молекулярным водородом, равная (для  $T > 130$  К и  $n > 10^4 \text{ см}^{-3}$ ) [1]

$$\Lambda = 6.68 \cdot 10^{-19} T^{4.75} x_{H_2}, \quad \text{Вт} \cdot \text{г}^{-1}. \quad (\text{П1.4})$$

В (П1.1) и (П1.2) входят также

$$t_{ff} = 2r_{H_2}^{3/2} / [3\delta (2GM_{H_2})]^{1/2} = 5.15 \cdot 10^3 (r_{H_2}/r_f)^{\alpha_h/2} \rho_f^{-1/2}, \quad \text{с} \quad (\text{П1.5})$$

— время падения слоя с  $r=r_{H_2}$  на звезду, происходящего со скоростью  $u = \delta u_{ff}$ , где  $\delta = 0.25$  [6,7];  $M_{H_2}$  — масса протозвезды внутри области радиуса  $r=r_{H_2}$ , и

$$t_f = x_{H_2} m_H^2 / (\alpha_H \rho_{H_2}^2) = 1.56 \cdot 10^{-19} x_{H_2} T_{H_2} (r_{H_2}/r_f)^{2\alpha_h} \rho_f^2, \quad \text{с} \quad (\text{П1.6})$$

— время образования молекулярного водорода, происходящего со скоростью  $\alpha_H = 5.5 \times 10^{-29} T^{-1} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$  [12]. В (П1.5) (П1.6) величины  $\rho_f$  и  $r_f$  — плотность на поверхности протозвезды и ее радиус;  $G$  — гравитационная постоянная;  $m_H$  — масса атома водорода;  $\rho_{H_2}$  — плотность оболочки на  $r = r_{H_2}$ .

Из (П1.1) и (П1.2) определяются параметры оболочки на внешней границе зоны образования  $H_2$ :  $r_{H_2}/r_f$ ,  $\rho_{H_2} = \rho_f (r_{H_2}/r_f)^{-\alpha_h}$ ,  $T_{H_2}$ . Радиус протозвезды в момент  $t = 0$  составляет

$$r_f = \{M_{cl}/(4\pi\rho_f) [(r_{H_2}/r_f)^{3-\alpha_h}/(3-\alpha_{H_2}) + (1 - (r_{H_2}/r_f)^{3-\alpha_h})/(3-\alpha_h)]\}^{1/3}, \quad (\text{П1.7})$$

где  $M_{cl}$  — масса протозвезды. Тогда

$$r_{H_2} = r_f (r_{H_2}/r_f), \quad (\text{П1.8})$$

$$M_{H_2}(0) = 4\pi\rho_{H_2}r_{H_2}^3/(3-\alpha_{H_2}). \quad (\text{П1.9})$$

Таким образом, строение протозвезды в момент времени  $t = 0$  при заданных  $M_{cl}$ ,  $x_{H_2}$ ,  $\alpha_*$ ,  $\alpha_{H_2}$ ,  $\alpha_h$  определяется только плотностью  $\rho_f$  на поверхности протозвезды.

Перед входением в коллапс, как показано в [3], протозвезда представляет собой изотермический шар, находящийся при критическом внешнем давлении. Температура изотермического шара определяется из условия теплового баланса [3]

$$T_i^{1.82} \exp[-(91.66/T_i)^2] = 6.08 \cdot 10^{14} c^{1/2} / (\mu^{5/2} x_{H_2} M_{cl}), \quad (\text{П1.10})$$

где  $c = R^3 \chi_*/(4\pi G)^3$ ;  $\chi_* = 17.52$  — безразмерный параметр, описывающий структуру изотермического шара [3, 8]. В (П1.10) температура внешней среды принята равной температуре изотермического шара.

Плотность на поверхности изотермического шара равна [3]:

$$\rho_i = c (T_i/\mu)^3 / M_{cl}^2. \quad (\text{П1.11})$$

При критическом внешнем давлении отношение гравитационной энергии  $E_G$  к тепловой энергии  $E_T$  в изотермическом шаре определяется соотношением [3]:

$$E_G/E_T = 1.2. \quad (\text{П1.12})$$

Поэтому дальнейшее сжатие происходит квазистатически до состояния, пока не выполнится условие

$$E_G/E_T = 2. \quad (\text{П1.13})$$

Полагая при фиксированной массе протозвезды  $E_G \propto \rho^{1/3}$ ,  $E_T \propto T$ , получаем

$$(\tilde{\rho}_f/\rho_i)^{1/3} T_i/T_f = 1.67, \quad (\text{П1.14})$$

где  $\tilde{\rho}_f$  и  $T_f$  — плотность и температура на поверхности протозвезды в момент начала коллапса. Величина  $T_f$  определяется из условия  $t_{ff} = t_c$ :

$$T_f^{1.82} \exp[-(91.66/T_f)^2] = 3.28 \cdot 10^{14} \rho_i^{1/2} / (\mu x_{H_2} T_i^{3/2}). \quad (\text{П1.15})$$

Тогда

$$\tilde{\rho}_f = 4.657 \rho_i (T_f/T_i)^3. \quad (\text{П1.16})$$

Поскольку при входении в коллапс протозвезда неоднородна и плотность в центре протозвезды примерно в 14.5 раз больше плотности на ее поверхности [3], то к моменту времени  $t = 0$ , когда в центре протозвезды начинается формирование звездного ядра, плотность на поверхности увеличится в  $[1 - (14.5)^{-0.5}]^{-2} = 1.84$  раза. Следовательно, в начальный момент времени  $t = 0$  плотность на поверхности протозвезды равна

$$\rho_f = 1.84 \tilde{\rho}_f \quad (\text{П1.17})$$

Отметим, что  $\rho_f$  не зависит от предшествующей квазистатической эволюции протозвезды и определяется только ее массой  $M_{cl}$  и начальным содержанием молекулярного водорода  $x_{H_2}$ .



## Приложение 2

**Строение протозвезды со звездным ядром.** Когда в центре протозвезды образуется звездное ядро ( $t > 0$ ), значения  $r_{H_2}$ ,  $\rho_{H_2}$ ,  $r_s$ ,  $\rho_s$  зависят от его массы. В этом случае изотермическая зона образования  $H_2$  существует в протозвезде, если  $M_* < (1/2) M_{H_2}(t)$  (рис. 1, а). Тогда в точке  $r = r_{H_2}$

$$t_{ff} = 2r_{H_2}^{3/2}/(3\delta) \{2G [3 - 2\alpha_{H_2} + \alpha_*] M_*/(3 - \alpha_{H_2}) + 4\pi\rho_f r_f^3 (r_{H_2}/r_f)^{3-\alpha_h}/(3 - \alpha_{H_2})\}. \quad (П1.1)$$

Из (П1.1) и (П1.2) (приложение 1) получаем соотношение для определения  $r_{H_2}(t)$ . Тогда

$$M_{H_2}(t) = M_{cl} - 4\pi\rho_f r_f^3 [1 - (r_{H_2}/r_f)^{3-\alpha_h}]/(3 - \alpha_h), \quad (П1.2)$$

$$r_s = [(3 - \alpha_*) M_*/(4\pi\rho_{H_2} r_{H_2}^{\alpha_{H_2}})]^{1/(3-\alpha_{H_2})}, \quad (П1.3)$$

$$\rho_s = \rho_{H_2} r_{H_2}^{\alpha_{H_2}} r_s^{-\alpha_{H_2}}. \quad (П1.4)$$

При  $M_* > 1/2 M_{H_2}(t)$  (рис. 1, б)

$$r_s/r_f = [1 - (3 - \alpha_h) (M_{cl} - 2M_*)/(4\pi\rho_f r_f^3)]^{1/(3-\alpha_h)}. \quad (П1.5)$$

$$\rho_s = \rho_f r_f^{\alpha_h} r_s^{-\alpha_h}. \quad (П1.6)$$

## Приложение 3

**Параметры звезд до выхода на главную последовательность.** В [9] проведены расчеты эволюции массивных звезд до выхода на главную последовательность. Ниже приведены аппроксимационные формулы, определяющие параметры звезд на этой стадии.

Эффективная температура  $T_{eff}$ , светимость  $L_*$  и радиус  $R_*$  равны

$$\lg T_{eff} = 0.692 \lg t + 1.4 \lg(M_*/M_\odot) - 0.6, \quad (П3.1)$$

$$\lg(L_*/L_\odot) = 2.2 \lg(M_*/M_\odot) + 1.75, \quad (П3.2)$$

$$\lg(R_*/R_\odot) = -1.7 \lg(M_*/M_\odot) - 1.384 \lg t + 9.6, \quad (П3.3)$$

где  $M_\odot$ ,  $L_\odot$  и  $R_\odot$  — масса, светимость и радиус Солнца;  $t$  выражено в годах.

Эффективная температура звезды на главной последовательности  $T_{MS}$  и время выхода на главную последовательность  $t_{MS}$  определяются из соотношений

$$\lg T_{MS} = -0.235 \lg t_{MS} + 5.617, \quad (П3.4)$$

$$t_{MS} = 5.1 \cdot 10^6 (M_*/M_\odot)^{-1.51}. \quad (П3.5)$$

В [13] рассчитаны потоки  $L_c$ -излучения от звезд, находящихся на главной последовательности. Аппроксимационные выражения для определения потоков  $L_c$ -квантов, а также потоков на длине волны  $\lambda = 110$  нм с единичной поверхности звезды имеют вид

$$n_{Lc} = 9 \cdot 10^{-10} T_{eff}^{7.61} \exp(-157800/T_{eff}), \quad \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}, \quad (П3.6)$$

$$n_{ph} = 5.19 \cdot 10^{10} \exp(-130910/T_{eff}), \quad \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Гц}^{-1}. \quad (П3.7)$$

Тогда полные потоки, излучаемые звездой, равны

$$N_{Lc} = 6.1 \cdot 10^{22} n_{Lc} (R_*/R_\odot)^2, \quad \text{с}^{-1}, \quad (П3.8)$$

$$N_{ph} = 6.1 \cdot 10^{22} n_{ph} (R_*/R_\odot)^2, \quad \text{с}^{-1} \cdot \text{Гц}^{-1}. \quad (П3.9)$$

1. Изотов Ю. И. Столкновительная диссоциация молекулярного водорода в разреженном газе // Письма в Астрон. журн.— 1983.— 9, № 7.— С. 441—444.
2. Изотов Ю. И. Образование звезд первого поколения. I. Закономерности коллапса протозвезд с первичным химическим составом // Кинематика и физика небес. тел.— 1987.— 3, № 3.— С. 61—63.

3. Изотов Ю. И., Колесник И. Г. Эволюция изотермических облаков при изменяющемся внешнем давлении // Астрометрия и астрофизика.— 1982.— Вып. 46.— С. 3—15.
4. Изотов Ю. И., Колесник И. Г. Кинетика образования молекулярного водорода в первичном веществе Вселенной // Астрон. журн.— 1984.— 61, вып. 1.— С. 24—34.
5. Колесник И. Г., Кравчук С. Г. Строение и эволюция компактных источников инфракрасного излучения // Там же.— 1985.— 62, вып. 3.— С. 518—528.
6. Колесник И. Г., Надежин Д. К. Автомодельный режим гравитационного сжатия протозвезд из молекулярного водорода // Там же.— 1974.— 51, вып. 2.— С. 382—387.
7. Надежин Д. К. Автомодельное решение для коллапса под действием потерь нейтринным излучением // Там же.— 1968.— 45, вып. 6.— С. 1166—1176.
8. Чандрасекар С. Введение в учение о внутреннем строении звезд. М.: Изд-во иностр. лит., 1950.—476 с.
9. Ezer D., Cameron A. G. W. Early and main sequence evolution of stars in the range 0.5 to 100 solar masses // Can. J. Phys.— 1967.— 45, N 11.— P. 3429—3460.
10. Joubert M., Kunth D. Wolf—Rayet stars in «lazy» galaxies // ESO Messenger.— 1984.— N 37.— P. 21—23.
11. Kunth D., Joubert M. Wolf—Rayet stars in «lazy» galaxies: a statistical approach // Astron. and Astrophys.— 1985.— 142, N 2.— P. 411—420.
12. Palla F., Salpeter E. E., Stahler S. W. Primordial star formation: the role of molecular hydrogen // Astrophys. J.— 1983.— 271, N 2.— P. 632—640.
13. Thompson R. I. Lyman and Balmer continuum ionization in zero-age main-sequence stars: applications to the line excess phenomenon // Ibid.— 1984.— 283, N 1.— P. 165—168.
14. Yorke H. W., Krügel E. The dynamical evolution of massive protostellar clouds // Astron. and Astrophys.— 1977.— 54, N 1.— P. 183—194.
15. Yoshii Y., Sabano Y. Stability of a collapsing pre-galactic gas cloud // Publ. Astron. Soc. Jap.— 1979.— 31, N 3.— P. 505—521.

Глав. астрон. обсерватория АН УССР,  
Киев

Поступила в редакцию 08.07.86,  
после доработки 21.10.86

## РЕФЕРАТ ПРЕПРИНТА

УДК 524.3

### К ТЕОРИИ МИКРОСТРУКТУРЫ КОНДЕНСАТНОГО СЛОЯ В АТМОСФЕРЕ БЕЛОГО КАРЛИКА / Зубко В. Г.

(Препринт / АН УССР, Ин-т теорет. физики; ИТФ-87-52Р)

Возможность образования конденсированного углерода в атмосферах холодных белых карликов была показана нами ранее в статьях 1983 и 1984 гг. Однако в них использовалась упрощенная модель слоя конденсата. Цель реферируемой работы — скорректировать эту модель. Для этого детально исследована микроструктура слоя конденсата с учетом физики образования, роста, испарения и динамики частиц конденсата. Использован метод кинетического уравнения для функции распределения частиц по размерам и по глубине в атмосфере. Получены стационарные решения в квадратурах кинетического уравнения для ряда случаев, когда слой конденсата находится полностью в лучистой, полностью в конвективной зонах и частично в лучистой и конвективной зонах. Решения иллюстрируются простыми, но правдоподобными моделями. Предлагаемую теорию конденсатного слоя можно использовать для расчета более рафинированных моделей белых карликов.