

УДК 524.31

**В. А. Захожай**

Харьковский национальный университет им. В. Н. Каразина  
пл. Свободы 4, Харьков, 61077

**Время жизни звезд  
на стадии главной последовательности  
и максимальная масса звезд диска Галактики**

*Получены взаимосогласованные обобщенные аппроксимационные формулы, описывающие зависимость «время горения водорода — масса звезд нулевого возраста» для интервалов масс и элементного состава звезд, которые образовывались на протяжении всего времени жизни Вселенной. На основе известных статистических связей между звездными характеристиками, согласующихся с наблюдательными данными, оценены значения максимальных масс звезд населения I.*

*ЧАС ЖИТТЯ ЗІР НА СТАДІЇ ГОРІННЯ ВОДНЮ І МАКСИМАЛЬНА МАСА ЗІР ДИСКА ГАЛАКТИКИ, Захожай В. А. — Одержано взаємоузгоджені апроксимаційні формули, які описують залежність «час горіння водню — маса зір нульового віку» для інтервалів мас і елементного складу зір, які утворилися протягом усього часу життя Всесвіту. На основі відомих статистичних зв'язків між зоряними характеристиками, що узгоджуються зі спостережними даними, оцінено значення максимальних мас зір населення I.*

*STELLAR LIFETIME ON THE MAIN SEQUENCE STAGE AND MAXIMAL STELLAR MASS FOR THE GALAXY DISC, by Zakhzhay V. A. — Generalized, approximated and interconsistent formulas were derived that describe the relationship between hydrogen burning time and zero age stellar mass for mass intervals and elemental composition of stars formed during the whole time of the Universe existence. Maximal values of masses for population I stars were estimated on the basis of statistical relations between stellar characteristics which are revealed to date and are in good agreement with observational data.*

## ВВЕДЕНИЕ

Интервал времени от начала горения водорода до его истощения в ядре (т. е. времени, недостаточного для поддержания термоядерного синтеза, назовем его «Н-время») определяет продолжительность жизни звезды с солнечным элементным составом  $Z = Z_{\odot}$  (население I) на главной последовательности. У звезд с содержанием тяжелых элементов, на два порядка меньшим солнечного состава (население II), роль главной последовательности выполняет последовательность субкарликов на диаграмме Герцшпрунга — Рессела (ДГР). Звезды с нулевым содержанием тяжелых химических элементов ( $Z = 0$ ) относят к населению III. В их недрах также горит водород на постпротозвездной фазе эволюции. Однако их последовательность отсутствует на ДГР, поскольку открытие этих звезд ещё за пределами возможностей астрономических наблюдений. Можно лишь прогнозировать, что последовательность звезд населения III следует ожидать на ДГР ниже последовательности субкарликов.

Н-время в звездах разного населения может быть использовано для оценки темпов звездного ветра и пополнения межзвездной среды тяжелыми химическими элементами, возраста звездных систем, продолжительности звездной эры Вселенной. Связь Н-времени с массой звезд нулевого возраста, под которой понимается ее значение в момент загорания водорода (в дальнейшем — «масса»), позволяет прогнозировать, у каких звезд высокой светимости возможно образование планетных систем (их время жизни на стадии горения водорода должно быть больше времени, которое необходимо для образования планет) [5]. Эта же связь может быть использована для оценки максимальных масс звезд населения I [4], поскольку звезды с массами более  $120m_{\odot}$  не проходят стадию гигантов [24].

К моменту постановки задачи об определении зависимостей «Н-время — масса» решений, которые бы охватывали весь диапазон масс звезд и их элементный состав с нулевым содержанием металлов ( $Z = 0$ ), не было найдено. Предлагались лишь частные решения такой задачи при  $Z = 0$  (см. ниже). Целью данной работы является нахождение зависимостей «Н-время — масса» для элементных составов звезд  $Z = 0$  и  $Z = Z_{\odot}$ , каждая из которых описывались бы одним уравнением для всего диапазона звездных масс, и оценивание максимальной массы звезд населения I.

## 1. КРАТКАЯ ИСТОРИЯ ИССЛЕДОВАНИЙ

В начале 1940-х гг. Леду [33], а позже Шварцшильд и Харм [46] (конец 1950-х гг.), пришли к заключению, что звезды главной последовательности являются пульсационно-неустойчивыми из-за дестабилизирующего влияния ядерных реакций в их центральных областях. Для звезд

населения I эта неустойчивость ограничивает их максимальную массу значением  $100m_{\odot}$  [46]. Согласно нелинейным вычислениям такая неустойчивость должна привести к потере массы, а не к катастрофическому разрушению звезды [11, 38, 39, 48].

К 1980-м годам были построены надежные модели звезд солнечного (и несколько ниже) элементного состава с массами  $(0.5 \dots 100)m_{\odot}$ . Итог этих исследований можно найти в монографиях Бисноватого-Когана [1], Масевич и Тутукова [6] и в обзоре автора [4]. Для звезд с массами около  $1m_{\odot}$  (с различным содержанием гелия и более тяжелых ядер  $Z$ ),  $(2.3 \dots 8)m_{\odot}$ ,  $8m_{\odot} \dots m_{\max}$  (где  $m_{\max}$  — максимальная масса звезд), Н-время можно определить из выражений, приведенных в работе [6]. Аппроксимационные формулы для Н-времен приводились в книге [7] (солнечный элементный состав, массы  $(0.2 \dots 100)m_{\odot}$  и более  $100m_{\odot}$ ) и в сборнике [3] (независимо от элементного состава для масс  $(1 \dots 100)m_{\odot}$ ).

В 1990-е годы были получены новые численные модели звезд группами исследователей Падова [10, 15, 16, 19—21] и GSEN [18, 43—45]. По этим результатам были получены очередные зависимости «Н-время — масса» на интервалах масс  $(0.6 \dots 120)m_{\odot}$ ,  $(0.8 \dots 120)m_{\odot}$  и  $Z = 0.00007 \dots 0.03$ ,  $0.0004 \dots 0.05$  в работах [41] и [12] соответственно. В табличном виде для масс  $(0.6 \dots 120)m_{\odot}$  и  $Z = 0.0004 \dots 0.05$  Н-время содержатся также в работе [40].

Рассчитанные зависимости «Н-время — масса» [12, 40, 41] на интервале масс  $(0.8 \dots 120)m_{\odot}$  согласуются между собой в пределах 10 %, так что отдать предпочтение какой-либо из них не представляется возможным. Эти результаты не содержат Н-времен красных карликов с массой меньше  $0.6m_{\odot}$  для звезд с  $Z = 0$  и  $Z = Z_{\odot}$ . Приведенные в этих работах выражения для свободных членов  $a_i(Z)$  суть функции содержания тяжелых ядер, и не могут использоваться для этих целей. При  $Z = 0$  значения коэффициентов свободных членов, полученные в [12] требуют специального анализа на предмет соответствия результатам численного моделирования звезд с нулевым содержанием металлов [35, 36, 42, 47], а полученные в работе [41] обращаются в бесконечность. Кроме того, при использовании коэффициентов  $a_i(Z)$  для масс  $m > 100m_{\odot}$  Н-времена начинают увеличиваться, что противоречит физическому смыслу.

Формулы, приведенные в работе [6], согласуются с выражениями [7] для  $m = (0.2 \dots 6)m_{\odot}$ , с выражениями [41] для  $m = (0.6 \dots 3)m_{\odot}$ , с выражениями [12] для  $m = (1.5 \dots 6)m_{\odot}$ . Табличные значения работы [40] также соответствуют формулам [6] для  $(0.7 \dots 1.4)m_{\odot}$ . На интервале масс от  $6m_{\odot}$  до  $40m_{\odot}$  зависимость «Н-время — масса», приведенная в [7], дает систематически большее время жизни звезд на главной последовательности, а для масс больше  $63m_{\odot}$  ею нельзя пользоваться (при массе  $63m_{\odot}$  аппроксимационный полином имеет минимум). При массе более  $100m_{\odot}$  она дает большее Н-время, чем в работе [6], но меньшее, чем вычисленное по формулам [12, 41]. Из анализа моделей

звезд только с солнечным элементным составом не представляется возможным отдать предпочтение зависимостям для  $H$ -времен от масс звезд, начиная с  $6m_{\odot}$  и более. Так, зависимость « $H$ -время — масса» из работы [3] не позволяет прогнозировать  $H$ -время как функцию элементного состава, из-за чего не ясно, какое из выражений, приведенные в работе [7], или в работе [3], более адекватно описывает анализируемую зависимость.

Построение моделей самых маломассивных и высокомассивных звезд с различными элементными составами (от нулевого содержания металлов до солнечного и выше) началось только с 1990-х гг. [8, 35, 36, 42, 47 и др.].

Барафф и др. первыми проанализировали устойчивость звезд с массой  $100 < m/m_{\odot} < 500$  и исследовали их устойчивость при  $0 < Z < 0.2$  [13]. Использовались современные программы лагранжевой гидродинамики, адаптированные к звездному моделированию, данные о непрозрачностях и скорости основных ядерных реакций [23, 26, 27, 29, 31]. В работах [9, 14, 25] использовался линейный неадиабатический анализ для исследования всех моделей с помощью программы для радиальной пульсации, предложенной Ли [34]. Исследования показали, что связанные с пульсациями области расположены глубоко в звездах являются полностью конвективными, и их можно рассматривать как адиабатические [13]. Во внешних областях звезд, весьма важных для анализа пульсации, конвективный поток не является доминантным переносчиком энергии. Пульсации в таких голубых сверхгигантах с эффективными температурами  $T_{\text{эф}} \sim 10^4$  К происходят лишь в поверхностном слое, содержащем очень малую массу. Достигнув пульсационной устойчивости в ходе сгорания водорода в центре, эти звезды должны оставаться устойчивыми в период сгорания оставшегося водорода в центре и при сгорании большей части гелия. Звезды с массами  $m < 200m_{\odot}$  являются устойчивыми при сгорании гелия в ядре, а при  $m \sim 300m_{\odot}$  становятся неустойчивыми ближе к концу сгорания гелия. Неустойчивость наступает при достижении содержания гелия в ядре  $Y_c = 0.1$  в звезде с массой  $300m_{\odot}$  и  $Y_c = 0.2$  для звезд с массой  $500m_{\odot}$ . Переход между ядерно-возбуждаемой пульсацией, и пульсацией, возбуждаемой непрозрачностью, ожидается по мере убывания  $Z$ . Согласно данным [30] звезды достигают максимальной массы  $m > 100m_{\odot}$ , если содержание тяжелых элементов составляет  $Z/Z_{\odot} \sim 10^{-3}$  и меньше.

Физику аккреции самых массивных звезд подробно рассмотрели Бром и Ларсон [16]. Известный верхний эддингтоновский предел светимости, соответствующий массам  $m \sim 100m_{\odot}$ , может быть превышен, если скорость аккреции вещества на протозвезду быстро уменьшается со временем. В этом случае скорость аккреции становится субкритической, когда звезда еще проходит стадию Гельмгольца — Кельвина. В предположении, что время аккреции не превышает времени жизни самых массивных звезд, ожидаемый верхний предел примерно равен

$500m_{\odot}$ . Омукаи и Палла теоретически обосновывают еще больший верхний предел для масс звезд населения III — порядка  $600m_{\odot}$  [37].

**2. ОБЩИЕ АППРОКСИМАЦИОННЫЕ ВЫРАЖЕНИЯ  
ДЛЯ ЗАВИСИМОСТИ «Н-ВРЕМЯ — МАССА»**

Как видно из приведенного выше обзора, Н-времена для звезд с массой  $m > (0.6...1)m_{\odot}$  обобщены для  $Z = Z_{\odot}$  в виде аналитических выражений [3, 6, 7, 12, 41] и в виде таблицы [40], а для звезд с  $Z = 0$  — исключительно в табличном виде [35, 36, 42, 47]. Для самых маломассивных звезд предложено единственное выражение для зависимости «Н-время — масса» [8]:

$$\lg_{\text{H}} b_0 b_1 \lg M, \tag{1}$$

где  $\lg_{\text{H}}$  — Н-время, выраженное в годах,  $M$  — масса звезд в солнечных единицах,  $b_0 = 10^{10}$ ,  $b_1 = 3...4$ .

Все эти перечисленные работы были использованы для получения зависимостей «Н-время — масса», аналогичных выражению (1), в виде полиномов  $n$ -й степени в логарифмических координатах « $\lg_{\text{H}}$  —  $\lg M$ »

$$\lg_{\text{H}jk} \sum_{i=0}^j a_{ijk} \lg^i M, \tag{2}$$

где  $a_{ijk} = \text{const}$ ,  $k = \text{I, III}$  — принадлежность к звездам соответствующих населений с  $Z = Z_{\odot}$  и  $Z = 0$  соответственно.

Искались полиномы, описывающие зависимость « $\lg_{\text{H}}$  —  $\lg M$ » на интервалах звездных масс от минимальных до максимальных значений  $[M_{\text{min}}, M_{\text{max}}] = [0.1, 150]$  и  $[0.1, 600]$  для  $Z = Z_{\odot}$  и  $Z = 0$  соответственно. Ввиду неопределенности значений коэффициента  $b_1$  (см. выражение (1) и работу [8]) он был использован в качестве параметра при вычислении зависимостей  $a_{ijk} = a_{ijk}(b_1)$ . Были вычислены 396 коэффициентов  $a_{ijk}$  для 88 полиномов (2), степень которых изменялась от  $j = 2$  до  $j = 5$ , а зависимость от  $b_1$  представлялось линейной функцией

$$a_{ijk} = {}^{ijk}c_0 + {}^{ijk}c_1 b_1; \tag{3}$$

значения коэффициентов  ${}^{ijk}c$  ( $i = 0, 1$ ) приведены в табл. 1.

Для каждого полинома 2...5 степени вычислялся коэффициент корреляции  $R_{jk}$ , квадрат которого может быть аппроксимирован функцией

$$R_{jk}^2 = {}^{jk}d_0 + {}^{jk}d_1 b_1 + {}^{jk}d_2 b_1^2; \tag{4}$$

значения коэффициентов  ${}^{jk}d$  ( $i = 0, 1, 2$ ) приведены в табл. 2.

Относительные ошибки  $|a_{ijk}/a_{ijk}|$   $a_{ijk}$ -коэффициентов для  $j = 4$  населения I и  $j = 5$  населения III оказались систематически меньше для

**Таблица 1.** Значения коэффициентов  $^{ijk}c$  ( $i = 0, 1$ ) зависимости (3), вычисленных методом наименьших квадратов, и их средних квадратичных отклонений  $^{ijk}$  для I и III населений звезд ( $j$  — степень полинома (2))

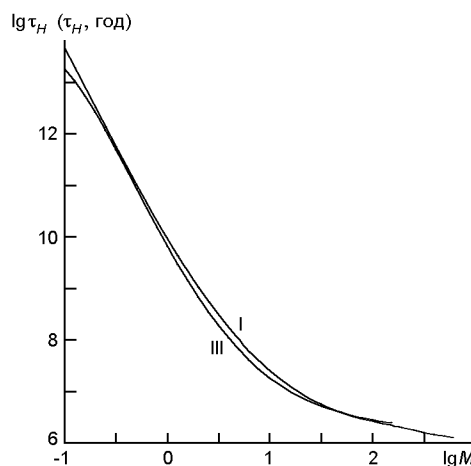
$j$	$i$	$^{ijk}c_0$	$^{ijk}c_0$	$^{ijk}c_1$	$^{ijk}c_1$	
$k = I (Z = Z_{\odot})$						
2	0	9.6617	0.0001	0.0749	0.00003	
	1	-2.2391	0.0001	-0.2811	0.00003	
	2	0.2869	0.0001	0.1317	0.00003	
3	0	9.8241	0.0001	0.0337	0.00003	
	1	-1.9959	0.0001	-0.3428	0.00003	
	2	-0.9459	0.0002	0.4443	0.00005	
4	3	0.5582	0.0001	-0.1416	0.00003	
	0	9.8942	0.0001	0.0178	0.00003	
	1	-2.4725	0.0001	-0.2350	0.00005	
	2	-1.0864	0.0001	0.4761	0.00004	
5	3	1.3467	0.0001	-0.3120	0.00004	
	4	-0.3048	0.0001	0.0690	0.00004	
	0	9.8966	0.0001	0.0167	0.00003	
	1	-2.4086	0.0003	0.2655	0.00009	
	2	-1.2046	0.0004	0.5325	0.00010	
5	3	1.2877	0.0002	-0.2917	0.00007	
	4	-0.1685	0.0003	0.0038	0.00009	
	5	-0.0420	0.0002	0.0203	0.00004	
	$k = III (Z = 0)$					
	2	0	9.2765	0.0001	0.1451	0.00004
1		-2.0913	0.0002	-0.3043	0.00006	
2		0.3504	0.0001	0.1013	0.00003	
3	0	9.3997	0.0002	0.0969	0.00004	
	1	-1.8140	0.0001	-0.4128	0.00004	
	2	-0.2734	0.0002	0.3453	0.00005	
	3	0.1948	0.0001	-0.0762	0.00003	
4	0	9.5992	0.0002	0.0615	0.00005	
	1	-2.2175	0.0003	-0.3411	0.00007	
	2	-0.8734	0.0002	0.4519	0.00005	
	3	0.9613	0.0001	-0.2124	0.00005	
	4	-0.1836	0.0001	0.0326	0.00003	
5	0	9.6070	0.0001	0.0625	0.00003	
	1	-2.3582	0.0004	-0.3603	0.00010	
	2	-0.7886	0.0002	0.4635	0.00005	
	3	1.1328	0.0004	-0.1890	0.00010	
	4	-0.3286	0.0002	0.0128	0.00005	
5	0.02827	0.0001	0.0038	0.00003		

$b_1 = 3.6$  ( $k = I$ ) и  $b_1 = 3.3$  ( $k = III$ ) среди значений  $b_{1 \max}$ , приведенных в табл. 2 (принятые величины выделены), которым соответствуют максимумы квадратов коэффициента корреляции аппроксимированных кривых с данными численного моделирования структуры звезд. Поэтому в качестве окончательных полиномов были выбраны (из исходных оценок 396 коэффициентов  $a_{ijk}$  для 88 полиномов (2)) следующие:

**Таблица 2.** Значения коэффициентов  ${}^j d^k$  ( $j = 0, 1, 2$ ) и их средних квадратичных отклонений  ${}^j d^k$ , вычисленных методом наименьших квадратов, для I и III населений звезд ( $j$  — степень полинома (2)), а также значения  $b_{1\max}$  для зависимостей (4) при  $j = 2...5$  и их ошибки

$j$	${}^j d_0$	${}^j d_1$	${}^j d_2$	$b_{1\max}$
$k = I$				
2	0.94998±0.00026	0.02457±0.00015	-0.00315±0.00002	-3.900±0.001
3	0.98278±0.00009	0.00788±0.00005	-0.00102±0.00001	-3.863±0.013
4	0.98992±0.00017	0.00457±0.00010	-0.00064±0.00001	<u>-3.570±0.023</u>
5	0.98985±0.00013	0.00459±0.00007	-0.00064±0.00001	-3.586±0.001
$k = III$				
2	0.95770±0.00059	0.02243±0.00034	-0.00348±0.00005	-3.223±0.003
3	0.96871±0.00029	0.01289±0.00017	-0.00147±0.00002	-4.384±0.002
4	0.99288±0.00018	0.00348±0.00010	-0.00053±0.00001	-3.283±0.033
5	0.99387±0.00036	0.00338±0.00021	-0.00051±0.00003	<u>-3.314±0.012</u>

Зависимости (5) и (6) « $\lg \tau_H$  —  $\lg M$ » для звезд с солнечным (население I) и нулевым (население III) содержанием металлов



$$Z = Z_{\odot}, M = 0.1...150$$

$$\lg \tau_{H I} = 9.96 + \frac{3.32}{0.01} \lg M - \frac{0.63}{0.03} \lg^2 M + \frac{0.19}{0.04} \lg^3 M - \frac{0.057}{0.014} \lg^4 M, \quad (5)$$

$$Z = 0, M = 0.1...600$$

$$\lg \tau_{H III} = 9.81 + \frac{3.55}{0.01} \lg M - \frac{0.74}{0.02} \lg^2 M + \frac{0.51}{0.03} \lg^3 M - \frac{0.29}{0.02} \lg^4 M - \frac{0.041}{0.004} \lg^5 M. \quad (6)$$

Графики этих зависимостей представлены на рисунке.

### 3. МАКСИМАЛЬНЫЕ МАССЫ ЗВЕЗД НАСЕЛЕНИЯ I

Массивные звезды диска на стадии главной последовательности теряют большую часть своей массы [4], тогда как потери вещества на стадии горения водорода звездами населения III не превышают 5 % на-

чальной массы [13]. Следовательно, для звезд главной последовательности звездный ветер существенно влияет на продолжение Н-времени массивных звезд и может выполнять определяющую роль в ограничении верхнего значения звездных масс.

В соответствии с выражением для темпа потери вещества звезда диска и законом «масса — светимость» для звезд главной последовательности диска Галактики [2] можно записать

$$\overline{\dot{M}}_H / \overline{\dot{M}}_\odot = L^{1.32}, \quad (7)$$

$$M = L^{0.3}, \quad (8)$$

где  $L$  — светимость звезд в солнечных единицах,  $\overline{\dot{M}}_H$  — средний темп потери звездного вещества на стадии горения водорода в солнечных единицах ( $\overline{\dot{M}}_\odot = 1.6 \cdot 10^{-14} m_\odot/\text{год}$ ). Видно, что темп потери вещества звездами диска быстро увеличивается с увеличением их масс по закону

$$\overline{\dot{M}}_H / \overline{\dot{M}}_\odot = M^{4.4}. \quad (9)$$

Таким образом, для самых массивных звезд диска уменьшение времени жизни на главной последовательности меньше зависит от элементного состава и больше связано с существенной потерей их массы за счет увеличения темпа звездного ветра. Из выражения (9) также видно, что влияние звездного ветра усиливается с увеличением масс звезд. Предположим, что верхний предел масс звезд населения I ограничен высоким темпом звездного ветра, быстро истощающим их общую массу. В этом случае для максимальных масс звезд должно выполняться равенство

$$\overline{\dot{M}}_H = \frac{M_{\max I}}{H}. \quad (10)$$

Для этих звезд должно выполняться соотношение (9), а их Н-время должно определяться выражением (5). Подставляя (5) и (9) в выражение (10), при  $M = M_{\max I}$  получим

$$\lg \frac{H}{M_{\max I}} = 3.4 \lg M_{\max I} - \lg \overline{\dot{M}}_\odot. \quad (11)$$

Решение этого уравнения дает значение  $M_{\max I} = 150$ .

Полученная оценка не противоречит данным о самых массивных звездах нашей Галактики [2, 4]:  $(100 \pm 40)m_\odot$ , данным о болометрических светимостях ярчайших звезд ближайших галактик, где отмечаются звезды с массами  $(100 \dots 200)m_\odot$  [7, 28], расчетам гидродинамически устойчивых моделей звезд с  $m = 130m_\odot$  [6]. Эта оценка выше предела Леду — Шваршильда — Херма и теоретических значений  $(60 \dots 100)m_\odot$ , полученных в работах [3, 7, 32]. Промежуточные значения между приведенными выше значениями  $m_{\max}$  получили Адамс и



Лафлин [8] в виде функции содержания тяжелых элементов: от  $110m_{\odot}$  для  $Z = 0.02$  до  $114m_{\odot}$  для  $Z = 0$ . Наша оценка совпадает с пределом масс  $150m_{\odot}$ , полученным из анализа наблюдаемых звезд наибольших светимостей в Арочном скоплении [22].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Постановка задачи о поиске закономерностей между основными характеристиками звезд по результатам численного моделирования их внутреннего строения является условно корректной. В рамках конкретной физической модели звезд поиск закономерностей между их массами, радиусами, эффективными температурами и элементным составом может вестись с применением стандартных методов математической статистики. Такая задача является корректной, и другим способом ее решить не представляется возможным, поскольку аналитических методов расчета внутреннего строения звезд нет.

В данной работе проведен анализ полученных зависимостей «Н-время — масса», приводимые разными исследователями; предложены статистические решения двух задач:

1) получены полиномы, связывающие Н-времена и массы звезд с  $Z = 0$  и  $Z = Z_{\odot}$  для всего диапазона звездных масс, достаточно адекватно описывающие результаты численного моделирования внутренней структуры звезд;

2) обосновано максимальное значение масс звезд с  $Z = Z_{\odot}$ , которое согласуется с современными представлениями об эволюции звезд с массами более  $120m_{\odot}$ , темпом их звездного ветра, значением Н-времени, полученным в предлагаемой работе и не противоречащим наблюдательным данным в очагах звездообразования.

Предложенный прием вычисления значения максимальной массы звезд диска Галактики нельзя применить для аналогичных оценок максимальных масс звезд населения III. Их темп потери вещества ожидается незначительным за все время их жизни [24], что не позволяет определить верхний предел их масс.

1. Бисноватый-Коган Г. С. Физические вопросы теории звездной эволюции. — М.: Наука, 1989.—488 с.
2. Де Ягер К. Звезды наибольшей светимости. — Пер. с англ. — М.: Мир, 1984.—493 с.
3. Еволюція зір // Астрономічний енциклопедичний словник / За ред. І. А. Климишина, А. О. Корсунь. — Львів, 2003.—С. 142.
4. Захожай В. А. Космические тела Галактики: классификация и эволюция // Вісн. астрон. школи.—2002.—3, № 2.—С. 81—99.
5. Захожай В. А. Проблема существования планетных систем. I. Методы и средства поиска // Вісн. астрон. школи.—2005.—4, № 2.—С. 34—54.
6. Масевич А. Г., Тукуков А. В. Эволюция звезд: теория и наблюдения. — М.: Наука, 1988.—280 с.

7. Сурдин В. Г. Рождение звезд. — М.: УРСС, 2001.—262 с.
8. Adams F. C., Laughlin Gr. A dying universe: the long-term fate and evolution of astrophysical objects // *Revs Mod. Phys.*—1997.—**69**, N 2.—P. 337—372.
9. Alibert Y., Baraffe I., Hauschilt P. H., Allard F. Period-luminosity-color-radius relationships of Cepheids as a function of metallicity: evolutionary effects // *Astron. and Astrophys.*—1999.—**344**, N 2.—P. 551—572.
10. Alongi M., Bertelli G., Bressan A., et al. Evolutionary sequences of stellar models with semiconvection and convective overshoot. I.  $Z = 0.008$  // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*—1993.—**97**.—P. 851—871.
11. Appenzeller I. The evolution of a vibrationally unstable main-sequence star of  $130 M_{\text{sun}}$  // *Astron. and Astrophys.*—1970.—**5**.—P. 355—371.
12. Argast D., Samland M., Gerhard O. E., Thielemann F.-K. Metal-poor halo stars as tracers of ISM mixing processes during halo formation // *Astron. and Astrophys.*—2000.—**356**.—P. 873—887.
13. Baraffe I., Heger A., Woosley S. E. On the stability of very massive primordial stars // *Astrophys. J.*—2001.—**550**.—P. 890—896.
14. Baraffe I., Alibert Y., Mera D., et al. Cepheid models based on self-consistent stellar evolution and pulsation calculations: the right answer? // *Astrophys. J.*—1998.—**499**, N 2.—P. L205—L209.
15. Bressan A., Fagotto F., Bertelli G., Chiosi C. Evolutionary sequences of stellar models with new radiative opacities. II.  $Z = 0.02$  // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*—1993.—**100**.—P. 647—664.
16. Bromm V., Larson R. B. The first stars // *Annu. Rev. Astron. and Astrophys.*—2004.—**42**.—P. 79—118.
17. Bertelli G., Bressan A., Chiosi C., et al. Theoretical isochrones from models with new radiative opacities // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*—1994.—**106**.—P. 275—302.
18. Charbonnel C., Meynet G., Maeder A., et al. Grids of stellar models. III. From 0.8 to  $120 M_{\odot}$  at  $Z = 0.004$  // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*—1993.—**101**.—P. 415—419.
19. Fagotto F., Bressan A., Bertelli G., Chiosi C. Evolutionary sequences of stellar models with new radiative opacities. III.  $Z = 0.0004$  and  $Z = 0.05$  // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*—1994.—**104**.—P. 365—376.
20. Fagotto F., Bressan A., Bertelli G., Chiosi C. Evolutionary sequences of stellar models with new radiative opacities. IV.  $Z = 0.004$  and  $Z = 0.008$  // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*—1994.—**105**.—P. 29—38.
21. Fagotto F., Bressan A., Bertelli G., Chiosi C. Evolutionary sequences of stellar models with very high metallicity. V.  $Z = 0.1$  // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*—1994.—**105**.—P. 39—45.
22. Figer D. F. An upper limit to the masses of stars // *Nature*.—2005.—**434**.—P. 192—194.
23. Heger A. The presupernova evolution of rotating massive stars: Ph. D. thesis. — Garching: München Univ., 1998.—IV + 221 p.—(MPA-1120: Max-Planck-Institut für Astrophysik).
24. Heger A., Fryuer C. L., Woosley S. E., et al. How massive single stars end their life // *Astrophys. J.*—2003.—**591**, N 1.—P. 288—300 (arXiv: astro-ph/0211062v1).
25. Heger A., Jeannin L., Langer N., Baraffe I. Pulsations in red supergiants with high L/M ratio. Implications for the stellar and circumstellar structure of supernova progenitors // *Astron. and Astrophys.*—1997.—**327**, N 1.—P. 224—230.
26. Heger A., Langer N. Presupernova evolution of rotating massive stars. II. Evolution of

- the surface properties // *Astrophys. J.*—2000.—**544**, N 2.—P. 1016—1035.
27. *Heger A., Langer N., Woosley S. E.* Presupernova evolution of rotating massive stars. I. Numerical method and evolution of the internal stellar structure // *Astrophys. J.*—2000.—**528**, N 1.—P. 368—396.
  28. *Humphreys R. M.* The space distribution and kinematics of supergiants // *Astron. J.*—1970.—**75**, N 5.—P. 602—623.
  29. *Iglesias C. A., Rogers F. J.* Updated OPAL opacities // *Astrophys. J.*—1996.—**464**, N 2.—P. 943—953.
  30. *Kudritzki R. P.* Line-driven winds, ionizing fluxes, and ultraviolet spectra of hot stars at extremely low metallicity. I. Very massive O stars // *Astrophys. J.*—2002.—**577**.—P. 389—408.
  31. *Langer N., Kiriakidis M., El Eid M. F., et al.* The surface temperature of C/O-rich Wolf-Rayet stars // *Astron. and Astrophys.*—1988.—**192**.—P. 177—181.
  32. *Larson R. B., Starfield S.* On the formation of massive stars and the upper limit of stellar masses // *Astron. and Astrophys.*—1971.—**13**.—P. 190—197.
  33. *Ledoux P.* On the vibrational stability of gaseous stars // *Astrophys. J.*—1941.—**94**, N 2.—P. 537—548.
  34. *Lee U.* Asymptotic theory for nonadiabatic nonradial oscillations of stars // *Publ. Astron. Soc. Jap.*—1985.—**37**, N 2.—P. L261—L277.
  35. *Marigo P., Chiosi C., Kudritzki R.-P.* Zero-metallicity stars. II. Evolution of very massive objects with mass loss // *Astron. and Astrophys.*—2003.—**399**, N 2.—P. 617—630 (arXiv: astro-ph/0212057 v1 3Dec 2002).
  36. *Marigo P., Girardi L., Chiosi C., Wood P. R.* Zero-metallicity stars. I. Evolution at constant mass // *Astron. and Astrophys.*—2001.—**371**.—P. 152—173.
  37. *Omukai K., Palla F.* Formation of the first stars by accretion // *Astrophys. J.*—2003.—**589**.—P. 677—687.
  38. *Papaloizou J. C. B.* Non-linear pulsations of upper main sequence stars. I. A perturbation approach // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1973.—**162**.—P. 143—168.
  39. *Papaloizou J. C. B.* Non-linear pulsations of upper main sequence stars. II. Direct numerical integrations // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1973.—**162**.—P. 169—187.
  40. *Portinari L., Chiocci C., Bressan A.* Galactic chemical enrichment with new metallicity dependent stellar yields // *Astron. and Astrophys.*—1998.—**334**.—P. 505—539.
  41. *Raiteri C. M., Villata M., Navarro J. F.* Simulation of Galactic chemical evolution. I. O and Fe abundances in a simple collapse model // *Astron. and Astrophys.*—1996.—**315**.—P. 105—115.
  42. *Schaerer D.* On the properties of massive population III stars and metal-free stellar populations // *Astron. and Astrophys.*—2002.—**382**, N 1.—P. 28—42 (arXiv: astro-ph/0110697 v2 10Dec 2001).
  43. *Schaerer D., Charbonnel C., Meynet G., et al.* Grids of stellar models. IV. From 0.8 to 120  $M_{\odot}$  at  $Z = 0.040$  // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*—1993.—**102**.—P. 339—342.
  44. *Schaerer D., Meynet G., Maeder A., Schaller G.* Grids of stellar models. II. From 0.8 to 120  $M_{\odot}$  at  $Z = 0.008$  // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*—1993.—**98**.—P. 523—527.
  45. *Schaller G., Schaerer D., Meynet G., Maeder A.* New grids of stellar models from 0.8 to 120  $M_{\odot}$  at  $Z = 0.020$  and  $Z = 0.001$  // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*—1992.—**96**.—P. 269—331.

46. *Schwarzschild M., Härm R.* On the maximum mass of stable stars // *Astrophys. J.*—1959.—**129**, N 3.—P. 637—646.
47. *Siess L., Livio M., Lattanzio J.* Structure, evolution, and nucleosynthesis of primordial stars // *Astrophys. J.*—2002.—**570**.—P. 329—343.
48. *Talbot R. J.* Nonlinear pulsations of unstable massive main-sequence stars. I. Small-amplitude tests of an approximation technique // *Astrophys. J.*—1971.—**163**, N 1.—P. 17—27.

Статья поступила в редакцию 16.01.12