# академия наук армянской сср АСТРОФИЗИКА

**TOM 16** 

МАЙ, 1980

выпуск 2

УДК 523.877.1

## КОЛЛАПС МАЛОМАССИВНЫХ ЗВЕЗД

## М. М. БАСКО, М. А. РУДЗСКИЙ. З. Ф. СЕИДОВ Поступила 11 мая 1979

Рассчитана потеря устойчивости и начальная фаза коллапса железных ядер звезд с массами 1.19  $M_{\odot}$  и 1.21  $M_{\odot}$ , вызываемая неравновесными 3-процессами. Детально учтены кинетика  $\beta$ -процессов и электронные захваты на возбужденные состояния дочерних атомных ядер. Показано, что при коллапсе звезд с малой массой, близкой к чандрасекаровскому пределу, электронный захват на возбужденные состояния играет важную роль в нейтронизации вещества, начиная с плотностей  $\rho_c \geq 10^{11}$  г/см<sup>3</sup>.

Введение. Эволюционные расчеты, выполненные для звезд, имеющих на главной последовательности массы  $64 M_{\odot} \gtrsim M_{**} \gtrsim 4M_{\odot}$  [1-3], показывают, что в конце эволюции у них образуются ядра, состоящие из элементов группы железа с массами  $3M_{\odot} \gtrsim M_{**} \ge 1M_{\odot}$ . Дальнейшая эволюция таких ядер протекает почти независимо от наличия оболочки звезды. Если образовавшееся ядро звезды с определенным химическим составом имеет массу, слегка превышающую чандрасекаровский предел, соответствующий этому химическому составу, то такие ядра, медленно сжимаясь, теряют механическую устойчивость из-за нейтронизации вещества [4] (либо просто из-за остывания [5]), тогда как потеря устойчивости у ядер звезд с большими массами  $M_{**} \gtrsim 5 M_{\odot}$ , происходит из-за процессов фотодиссоциации ядер железа на альфа-частицы и нейтроны [6].

У эвездных ядер с массами, близкими к чандрасекаровскому пределу, центральные плотности в состоянии равновесия достигают величин  $\rho_c \gtrsim 10^9$  г/см<sup>3</sup>, при которых становится возможным захват вырожденных электронов атомными ядрами. Процесс электронного захвата имеет значительно большие характерные времена, чем фотоядерные реакции и гидродинамические процессы, и определяет характерное время потери механической устойчивости звездными ядрами с малыми массами [7, 8]. 9–295 Протекая неравновесным образом, электронные захваты, а также другие β-процессы, оказывают влияние на термодинамические характеристики вещества, изменяя энтропию и температуру, и на химический состав, сдвигая его в сторону преобладания ядер химических элементов, переобогащенных нейтронами.

В процессе сжатия энергия вырожденных электронов достигает столь больших значений, что становятся возможными *е*-захваты на возбужденные состояния атомных ядер [9]. Появление дополнительных каналов может значительно увеличить полную вероятность электронного захвата.

Влияние неравновесных  $\beta$ -процессов на сжатие железного ядра звезды рассматривалось ранее в работах [9—12]. В [10] была найдена максимальная температура, до которой может нагреться холодное вещество из-за неравновесных  $\beta$ -процессов при медленном сжатии вещества. Кинетика  $e^-$ -захватов при сжагии по закону свободного падения изучалась в [9, 11]. В [12] была рассмотрена самосогласованная задача о потере устойчивости звездой малой массы в результате нейтронизации.

В данной работе исследуется вопрос об эволюции и коллапсе звезды малой массы в результате  $\beta$ -процессов (под звездой мы в дальнейшем подразумеваем ядро звезды, а наличие оболочки не учитываем). Мы более тщательно, чем это сделано в [12], учитываем кинетику  $\beta$ -процессов в условиях «холодной нейтронизации» ( $T < 3 \cdot 10^6$  K). Детально исследована роль электронного захвата на возбужденные состояния дочерних ядер, который в [12] не учитывался. Показано, что при коллапсе звезд с массой, близкой к чандрасекаровскому пределу, этот процесс играет важную роль в нейтронизации вещества, начиная с плотностей  $\rho \sim 10^{11}$  г/см<sup>3</sup>.

1. Уравнения структуры звезды, состояния вещества и кинетика  $\beta$ -процессов. При высокой плотности вещества  $\rho \gtrsim 10^{\circ}$  г/см<sup>3</sup> электронный газ в звезде является релятивистским и вырожденным. Профиль плотности в такой звезде достаточно точно описывается политропой с индексом n = 3 [13] (хотя для нахождения радиуса звезды и абсолютных значений плотности и температуры необходимо учесть малые отличия показателя адиабаты от значения  $\gamma = 4/3$ ). При этом сжатие звезды как в процессе эволюции, так и на гидродинамической стадии, происходит практически гомологично. Как показывают численные расчеты коллапса железной звезды с массой  $M = 2 M_{\odot}$  [14], нарушение гомологичности сжатия происходит только при достижении плотности  $\rho_e \sim 10^{12}$  г/см<sup>3</sup>. При меньших плотностях метод профилирования плотности по политропе с n = 3[15] является вполне удовлетворительным.

В данной работе мы для описания гидродинамики сжатия звезды используем политропное приближение аналогично тому, как это было сделано в работах [12, 15]. При этом гидродинамические уравнения в частных производных, описывающие радиальное движение вещества

$$\frac{\partial^2 r}{\partial t^2} = -4\pi r^2 \frac{dP}{\partial m} - \frac{Gm}{r^2},\tag{1}$$

$$\frac{\partial r}{\partial m} = \frac{1}{4\pi (r^2)},\tag{2}$$

сводятся к одному обыкновенному дифференциальному уравнению для полного радиуса звезды:

$$\ddot{R}(t)\int_{0}^{1}\left|\frac{\psi(q)}{\psi(1)}\right|^{2}dq = \frac{3}{R(t)}\int_{0}^{1}\frac{P}{\rho}\,dq - \frac{GM}{R^{2}(t)}\int_{0}^{1}\frac{\psi(1)}{\psi(q)}\,qdq,\qquad(3)$$

где q = m/M — доля массы звезды, играющая роль лагранжевой координаты, а функция  $\psi(q)$  определена таким образом, что  $r(q) = R\psi(q)/\psi(1)$  есть радиус слоя звезды с координатой  $q, \psi(1) = 6.897$ .

Для полного описания движения вещества и структуры звезды совместно с (3) рассматривается уравнение, описывающее изменение внутренней энергии *E* вещества:

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{P}{\varphi^2} \frac{\partial \varphi}{\partial t} - \varepsilon, \qquad (4)$$

где є, — скорэсть потерь энергии на нейтринное излучение (фотонным излучением и теплопроводностью в нашем случае можно пренебречь), а также система уравнений, описывающая кинетику <sup>8</sup>-процессов.

Учитывая сильную зависимость скоростей ядерных реакций от температуры, мы предполагаем, что при  $T < 3 \cdot 10^9$  К ядерные реакции вообще не идут, а происходят лишь последовательные захваты электронов с образованием ядер с атомным весом A = 56, переобогащенных нейтронами (холодная нейтронизация). Необходимые данные об образующихся ядрах, нестабильных в земных условиях, брались из [16, 17]. Реакции e -распада и  $e^+$ -захвата при  $T < 3 \cdot 10^9$  К не учитываются, поскольку они значительно менее вероятны, чем  $e^-$ -захват. Реакции  $e^-$ -захвата идут неравновесно, и для их описания мы используем уравнения кинетики, аналогично тому, как это было сделано в [9, 11]:

$$\frac{d\lambda_{AZ}}{dt} = -\lambda_{AZ} w_{AZ}^{-*} + \lambda_{AZ+1} w_{AZ+1}^{-*}.$$
 (5)

Здесь  $7_{AZ}$  — число ядер с атомным весом A и зарядом Z, приходящееся на один нуклон,  $w_{AZ}^{-\epsilon}$  — вероятность  $e^{-3}$ зхвата ядром (A, Z). В нашем случае при A = 56 достаточно ограничиться 5 уравнениями типа (5), поскольку, как показывают расчеты, прежде чем образуется заметное количество ядер с  $Z \ll 21$ , температура успевает возрасти до значений, больших чем  $3 \cdot 10^9$  K.

При температуре  $T > 3 \cdot 10^9$  К скорость большинства ядерных реакций возрастает настолько, что практически мгновенно устанавливается статистическое равновесие по ядрам [18]. В приближении статистического равновесия концентрации ядер  $\chi_{AZ}$ , протонов  $\chi_p$  и нейтронов  $\chi_n$ являются однозначными функциями T,  $\rho$  и  $\mu_a$ , где

$$1/\mu_e = \sum_{AZ} Z \chi_{AZ} + \chi_\rho \tag{6}$$

— разность числа электронов и позитронов, приходящаяся на один нуклон (включая нуклоны, заключенные в ядрах). Для вычисления  $\chi_{AZ}$ ,  $\chi_p$ ,  $\chi_n$  в данной работе использовалась та же процедура, что и в [12].

Изменение  $\mu_e$  определяется кинетикой  $\beta$ -процессов, в число которых теперь (в отличие от случая холодной нейтронизации) необходимо включить  $e^-$ -распады и  $e^+$ -захваты. Считая, что химический состав мгновенно подстраивается под заданные значения T,  $\rho$ ,  $\mu_e$ , вместо (5) имеем:

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{1}{\mu_{\star}}\right) = \sum_{AZ} w_{AZ} \chi_{AZ} + w_{\mu} \chi_{\mu} + w_{\mu} \chi_{\mu}, \qquad (7)$$

где

 $w_{AZ} = w_{AZ}^{-d}(T, \rho, \mu_{e}) + w_{AZ}^{+c}(T, \rho, \mu_{e}) - w_{AZ}^{-c}(T, \rho, \mu_{e}) - w_{AZ}^{+d}(T, \rho, \mu_{e}).$ (8)

В (8) обозначено:  $w_{AZ}^{-d}$ ,  $w_{AZ}^{-e}$  — скорости электронного ( $w_{AZ}^{+d}$  и  $w_{AZ}^{+e}$  — позитронного) распада и захвата. Подробнее о скоростях β-процессов говорится во втором разделе статьи.

Внутренняя энергия E, входящая в уравнение (4), вычислялась с учетом вклада ядер и свободных нуклонов  $E_n$ , электронов и позитронов  $E_e$ , и излучения  $E_1$ , причем энергия ядер отсчитывалась от энергии покоя нейтронов. Выражения для этих компонент имеют вид:

$$E_{n} = \frac{1}{m_{\rho}} \left[ \frac{3}{2} \left( \sum_{AZ} \chi_{AZ} + \chi_{\rho} + \chi_{n} \right) \dot{\kappa} T - \sum_{AZ} E_{AZ} \chi_{AZ} - 2.53 \, m_{e} \, c^{2} / \mu_{e} \right], \quad (9)$$

$$E_{\epsilon} = 8\pi \frac{m_{\epsilon}c}{\rho} \left(\frac{m_{\epsilon}c}{2\pi\hbar}\right)^{3} \int \varepsilon^{2} (\varepsilon^{2} - 1)^{1/2} \left\{\frac{1}{1 + \exp\left[(\varepsilon - \varphi_{\epsilon})/\lambda\right]} + \frac{1}{(1 + \exp\left[(\varepsilon - \varphi_{\epsilon})/\lambda\right]}\right\}$$
(10)

$$\frac{1}{1 + \exp\left[\left(\varepsilon + \varphi_{e}\right)/\lambda\right]} d\varepsilon,$$

$$E_{\tau} = \frac{\pi^{2}k^{1}}{15 \hbar^{3}c^{3}} \frac{T^{4}}{\rho}.$$
(11)

324

Те же компоненты учитывались и при вычислении давления:

$$P_n = \left(\sum_{AZ} \chi_{AZ} + \chi_{\rho} + \chi_n\right) \frac{k T \rho}{m_{\rho}}, \qquad (12)$$

$$P_{\epsilon} = \frac{8\pi}{3} m_{\epsilon} c^{2} \left(\frac{m_{\epsilon} c}{2\pi\hbar}\right)^{3} \int_{1}^{\infty} (\varepsilon^{2} - 1)^{3/2} \left\{\frac{1}{1 + \exp\left[(\varepsilon - \varphi_{\epsilon})/\lambda\right]} + \frac{1}{1 + \exp\left[(\varepsilon + \varphi_{\epsilon})/\lambda\right]}\right\} d\varepsilon,$$

$$P = \frac{\pi^{2} k^{4}}{1 + \exp\left[(\varepsilon + \varphi_{\epsilon})/\lambda\right]} d\varepsilon,$$
(14)

$$P_{\rm T} = -\frac{\pi^2 K^2}{45 \hbar^3 c^3} T^4. \tag{14}$$

В выражениях (10) и (13) приняты обозначения:  $\lambda = k T/m_e c^2$ ,  $m_e c^2 \varphi_e - x$ имический потенциал электронов с учетом их массы покоя, определяемый из уравнения

$$\rho = \mu_{e} m_{p} 8\pi \left(\frac{m_{e} c}{2\pi \hbar}\right)^{3} \int_{1}^{\infty} \varepsilon \left(\varepsilon^{2} - 1\right)^{1/2} \left\{\frac{1}{1 + \exp\left[\left(\varepsilon - \varphi_{e}\right)/\lambda\right]} - \frac{1}{1 + \exp\left[\left(\varepsilon + \varphi_{e}\right)/\lambda\right]}\right] d\varepsilon.$$
(15)

Интегралы в формулах (10), (13), (15), а также в приведенных ниже выражениях (18)—(20), использованных при вычислении энтропии, вычислялись по формуле Лагерра с десятью точками.

В скорости потерь энергин  $\varepsilon_{v}$  на излучение нейтрино (которые предполагались свободно уходящими из звезды) включались потери  $\varepsilon_{va}$ , обусловленные универсальным взаимодействием Ферми, учитывающиеся согласно работе [19], и потери, связанные с  $\beta$ -процессами  $\varepsilon_{va}$ .

В качестве величины, характеризующей степень неравновесности  $\beta$ -процессов, удобно использовать изменение  $\Delta S$  энтропии S, приходящейся на один нуклон. В данной работе значения S вычислялись с учетом вклада ядер и свободных нуклонов

$$S_n = k \sum_{AZ} \chi_{AZ} \left\{ \frac{5}{2} + \ln \left[ \frac{\omega_{AZ} m_p}{p \chi_{AZ}} \left( \frac{m_p \, k \, TA}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} \right] \right\}$$
(16)

(здесь сумма берется по ядрам и свободным нуклонам), электронов и позитронов

$$S_{\epsilon} = \frac{8\pi}{3} \frac{\lambda^3 m_{\theta}}{\rho} k \left(\frac{m_{\epsilon}c}{2\pi\hbar}\right)^3 \left\{ \left(3G_3 - 3\frac{\varphi_{\epsilon}}{\lambda}G_1 + G_2\right) + \left(3G_3^{\prime} - 3\frac{\varphi_{\epsilon}}{\lambda}G_1^{\prime} + G_2\right) \right\},$$
(17)

где

$$G_{1} = \int_{0}^{\infty} \frac{(u+1/\lambda) \sqrt{u(u+2/\lambda)}}{1 + \exp(u-\psi)} du,$$
 (18)

$$G_{2} = \int_{0}^{\infty} \frac{u \left( u + 2/i \right) \sqrt{u \left( u + 2/\lambda \right)}}{1 + \exp \left( u - \psi \right)} \, du, \tag{19}$$

$$G_{3} = \int_{0}^{\infty} \frac{(u+1/\hbar)^{2} \sqrt{u(u+2/\hbar)}}{1+\exp(u-\frac{1}{2})} du.$$
(20)

$$G_i = G_i \left( - \psi + 2/i \right), \quad \psi = (\varphi_e - 1)/i;$$
 (21)

и излучения

$$S_{1} = \frac{4}{45} \frac{\pi^{2} k^{1}}{\hbar^{3} c^{3}} \frac{T^{3} m_{p}}{\rho}$$
(22)

Таким образом, при  $T < 3 \cdot 10^9$  К, когда ядерные реакции можно считать «замороженными», эволюция звезды рассчитывалась согласно системе уравнений (3)—(5). При  $T > 3 \cdot 10^9$  К расчет проводился по системе (3), (4), (7), где концентрации ядер  $\chi_{AZ}(T, \rho, \mu_e)$  и свободных нуклонов  $\chi_p(T, \rho, \mu_e)$ ,  $\chi_n(T, \rho, \mu_e)$  находились из системы трансцендентных уравнений статистического равновесия по ядрам [12, 8]. Термодинамические величины считались по формулам (9)—(22).

2. Скорости  $\beta$ -процессов. При вычислении скоростей  $\beta$ -процессов мы различаем два случая. 1) У ядер каждого сорта в  $\beta$ -превращениях участвует лишь одно состояние, которое является либо основным, либо возбужденным с малой энергией возбуждения, и для которого рассматриваемый  $\beta$ -переход является разрешенным. Вероятности процессов этого типа вычислялись по известным формулам, причем у ядер с неизвестными значениями ft эта величина полагалась равной  $10^5$  с [12]. 2) В  $\beta$ -превращениях участвуюг все возможные состояния ядер, включая и высоковозбужденные состояния с энергией возбуждения вплоть до десятков МэВ.

Возбужденные состояния необходимо учитывать лишь в реакциях  $e^{-}$ -захвата, поскольку вырожденный электронный газ имеет большую внергию Ферми  $E_F$ , тогда как энергия позитронов  $\sim kT \ll E_F$ ; кроме того число их мало из-за сильного вырождения электронов. Бета-распад на возбужденные состояния дочерних ядер в наших условиях также маловероятен.

326

Учет возбужденных состояний ядер в  $\beta$ -превращениях может оказаться важным по двум причинам: во-первых, он приводит к увеличению полной вероятности  $e^-$ -захвата; во-вторых, доля энергии захватываемого электрона, которая уносится нейтрино, уменьшается. Возбужденное ядро переходит в основное состояние с испусканием  $\tilde{i}$ -квантов, а если энергия возбуждения велика ( $\gtrsim 8-10$  МэВ), то и нейтронов [9]. Тем самым  $e^-$ -захваты на возбужденные уровни приводят к дополнительному росту энтропии и температуры вещества.

Вероятности  $e^-$ -захватов с учетом возбужденных состояний ядер рассчитывались в работах [20—24]. Изучение этого процесса затруднено в связи с неполнотой наших знаний о строении ядер, в особенности ядер, далеких от области  $\beta$ -стабильности, которые нужно учитывать при расчетах коллапса. Поскольку достоверность оценок скоростей  $e^-$ -захвата на возбужденные состояния невысока, то при их вычислении разумно воспользоваться одной из простейших моделей ядра — моделью, в которой ядро представляется как смесь ферми-газов невзаимодействующих протонов и нейтронов.

Такой расчет проделан в работе [24], где показано, что полную вероятность e<sup>-</sup>-захвата на все возможные возбужденные состояния дочернего ядра можно представить в виде:

$$w_{ESAZ}^{-\epsilon} = |H|^2 \frac{3Z}{8\pi^3 \hbar^7} \frac{m}{p_0^2} (\dot{f_e} + \dot{f_e}).$$
(23)

Эдесь H — матричный элемент, который принимался не зависящим от энергии возбуждения. Функция  $J_{e}$  для области энергий Ферми электронов  $p_{e0}c \lesssim E_{F,e} \lesssim 100$  МэВ имеет вид:

$$J_{e} = \frac{8}{3} \frac{mcx^{2}}{(1+x)^{3}} p_{ke}^{4} \left[ \frac{1}{6} p_{ke}^{2} + \frac{1}{5} p_{ke} p_{e0}(2-x) + \frac{1}{4} p_{e0}^{2}(1-x) \right].$$
(24)

Для поправки *J*., учитывающей отличную от нуля температуру электронов, легко получить следующее выражение:

$$\tilde{f_e} = \left(\frac{kT}{c}\right)^2 \frac{\pi^2}{6} \frac{8mcx^2}{3(1+x)^4} \left[5p_{ke}^4 + 4p_{ke}^3 p_{e0}(2-x) + 2p_{ke}^2 p_{e0}^2(1-x)\right].$$
(25)

Обозначения, используемые в (23)—(25), имеют следующий смысл:  $p_0$  и  $q_0$  — импульсы Ферми протонов и нейтронов в ядре,  $p_{q_0} = (q_0 - p_0)/2 + (q_0^2 - p_0^2)/2mc$ — пороговый импульс для e-захвата в используемой модели ядра,  $m \approx 0.5 m_p$ — эффективная масса нуклона в ядре,  $p_{ke} = p_{F_e} - p_{e0}$ ,  $x = q_0/mc$ ;  $p_{F_e}$  и T— импульс Ферми и температура электронного газа. Аналогично (23) записывается выражение для скорости потери энергии, уносимой нейтринным излучением в расчете на одно ядро:

$$\epsilon_{\tau ESAZ}^{-\epsilon} = |H|^2 \frac{3Z}{8\pi^3 \hbar^2} \frac{m}{p_0^3} (\dot{I_e} + \dot{I_e}), \qquad (26)$$

где

$$I_{\epsilon} = \frac{8}{3} \frac{mc^{2}x^{2}p_{k\epsilon}^{4}}{(1+x)^{4}} \left[ \left( \frac{1}{7} + \frac{x^{2}}{35} \right) p_{k\epsilon}^{3} + \left( \frac{1}{2} - \frac{x}{3} + \frac{x^{2}}{30} \right) p_{\epsilon 0} p_{k\epsilon}^{2} + \left( \frac{3}{5} - \frac{4}{5} x + \frac{x^{2}}{5} \right) p_{\epsilon 0}^{2} p_{k\epsilon} + \frac{1}{4} (1-x)^{2} p_{\epsilon 0}^{3} \right],$$

$$I_{\epsilon} = \left( \frac{kT}{c} \right)^{2} \frac{\pi^{2}}{6} \frac{8mc^{2}x^{2}}{3(1+x)^{4}} \left[ 6p_{k\epsilon}^{5} \left( 1 + \frac{x^{2}}{5} \right) + 5p_{k\epsilon}^{4} \left( 3 - \frac{x}{2} + \frac{x^{2}}{5} \right) p_{\epsilon 0} + \frac{4p_{k\epsilon}^{3} (3 - 4x + x^{2}) p_{\epsilon 0}^{2} + 3p_{k\epsilon}^{2} (1-x)^{2} p_{\epsilon 0}^{3} \right].$$

$$(27)$$

Квадрат модуля матричного элемента можно оценить, если в той же модели и для того же ядра вычислить вероятность <sup>р-</sup>захвата и использовать экспериментальные данные по этому процессу (отвлекаясь от небольшого различия в величинах матричных элементов для электронного и мюонного захватов).

Однако для большинства из учитывавшихся нами ядер нет данных о вероятности  $\mu^-$ -захвата. В этих случаях для  $|H|^2$  нами использовалось выражение

$$|H|^{2} = \frac{1}{2} \left( G_{\nu}^{2} + 3G_{A}^{2} \right).$$
<sup>(29)</sup>

Здесь  $G_V = G_W = 1.43 \cdot 10^{-49}$  эрг/см<sup>3</sup>,  $G_A = 1.23 G_W$ ,  $G_W -$ универсальная константа слабого взаимодействия. С учетом (29) выражения (23) и (26) представим в виде:

$$w_{ESAZ}^{-\epsilon} = 1.50 \cdot 10^{11} Z \left(\frac{mc}{p_0}\right)^3 \frac{J'_e + J_e}{(mc)^2} c^{-1}, \qquad (30)$$

$$\frac{\mathcal{E}_{ESAZ}}{m_e c^2} = 1.38 \cdot 10^{14} Z \left(\frac{mc}{p_0}\right)^3 \frac{I_e + I_e}{mc^2 (mc)^2} c^{-1}.$$
 (31)

Скорость реакции w<sup>-c</sup> для ядра Fe<sup>58</sup>, рассчитанная согласно (30), приведена на рис. 1 штриховой линией, помеченной E.S.. Отметим, что формулы (30) и (31) описывают вклад лишь возбужденных уровней дочернего ядра, и к ним необходимо добавить вклад основного состояния. который для Fe<sup>56</sup> на рис. 1 показан штриховой линией, помеченной G.S.. 3. Результаты расчетов и основные выводы. Были просчитаны две звездные модели с массами 1.19  $M_{\odot}$  и 1.21  $M_{\odot}$ . Начальный химический состав выбирался в виде чистого железа  $Fe^{56}$ , а для начальных значений плотности и температуры в центре ( $\lg \rho_e$ ,  $\lg T_e$ ) были приняты значения соответственно (9.25; 8) и (9.5; 8). Начальное распределение температуры по звезде задавалось в виде  $T/T_e = (f_e/\rho_e)^a$ . При этом для фиксированных значений M, и  $T_e$  условие гидростатического равновесия выделяет одно единственное значение a, которое в наших моделях  $\approx 0.1$ .



Рис. 1. Зависимость скорости электронного захвата от плотности и температуры для Fe<sup>56</sup>. Сплошными линиями показано поведение  $|gw^{-c}$ , вычисленное с учеточ вклада возбужденных состояний Mn<sup>56</sup>. Штриховые линии показывают поведение  $|gw_{G,S}^{c}$ отдельно для переходов на основной уровень (G. S.), считая, что ft для втого перехода  $10^{5}$  с, и  $|gw_{E,S}^{c}$ . Для захватов только на возбужденные состояния (E. S.). Цифры около кривых показывают значение температуры в  $10^{9}$  К. Там же показаны значения  $|gw^{-c}$  для температуры 2.10<sup>9</sup> К, полученные по данным следующих работ: кружкиработа [20], косые крестики — работа [22], два прямых крестика — работа [21]. Штрих-пунктирная линия показывает логарифм скорости  $e^{-}$ захвата 26 свободными протонами при  $\mu_{e} = 56/26$  и T = 0.

На рассматриваемом этапе эволюции динамика сжатия звезды полностью определяется В-процессами. Результаты данной работы подтверждают вывод авторов [12] о плавном ускорении эволюционного сжатия, причиной которого является потеря давления из-за увеличения <sup>4</sup>, в про-

#### М. М. БАСКО И ДР.

цессе нейтронизации, с последующим переходом в свободное падение к центру — коллапс. Эволюционные треки центров звезд на плоскости (lg  $\rho_c$ ; lg  $T_c$ ) приведены на рис. 2, темп сжатия показан на рис. 3. Все расчеты проводились до плотности  $\rho_c = 10^{12}$  г/см<sup>3</sup>, когда еще не нужно учитывать нейтринную непрозрачность [14].



lgρ

Рис. 2. Изменение температуры в центре рассчитанных моделей в ходе сжатия. Проведена линия, на которой параметр вырождения электроиного газа ( $\varphi_e - 1$ )/ $\lambda = 10$  для  $\mu_e = 56/26$ .

Из рис. 4 и 5, на которых представлены изменения энтропии и в центре звезд в ходе сжатия, видно, что в рассматриваемом отрезке эволюции и коллапса можно выделить три характерных этапа. 1) Начальный этап, на котором при почти постоянной плотности происходит нагрев звезды за счет того, что начальная плотность в центре превышает пороговую для реакции  $Fe^{56} + e^- \rightarrow Mn^{56} + v_e$  и для  $e^-$ захватов ядрами Mn<sup>56</sup> [7].

2) Промежуточный этап в интервале плотностей  $10^{10}$  г/см<sup>3</sup>  $\leq \rho_c \leq 10^{11}$  г/см<sup>3</sup>, на котором энтропия и  $\mu_e$  в центре почти не меняются. Причина слабого изменения S и  $\mu_e$  заключается в том, что на рассматриваемом этапе происходит быстрое ускорение квазиравновесного сжатия, существенно обгоняющее увеличение скорости  $\beta$ -процессов. Действительно, с увеличением плотности  $\rho_c$  скорость  $\beta$ -процессов, даже с учетом возбужденных состояний, возрастает не быстрее, чем

 $p_e^2$  [24], тогда как согласно рис. З скорость сжатия  $d \lg p_e/dt$  на этом этапе изменяется существенно быстрее. Отметим, что, несмотря на малые значения  $d\mu_e/d \lg p_e$ , в β-процессах доминируют  $e^-$ -захваты, и вещество звезды далеко от состояния кинетического равновесия по β-процессам, рассмотренного в [25].



Рис. 3. Зависимость темпа сжатия  $d \lg \rho_c/dt$  от центральной плотности. Точками показано поведение темпа сжатия для модели с  $M = 1.19~M_{\odot}$  без учета возбужденных состояний с более ранним включением гидродинамической программы. Стрелки показывают место, где начинался расчет по гидродинамической части программы у всех вариантов с массой 1.19  $M_{\odot}$ . Для сравнения приведена характерная скорость свободного падения с нулевой начальной плотностью (сплошная линия) и с начальной плотностью  $\lg \rho_c = 9.25$  (штрих-пунктир).

3) При  $\rho_c \gtrsim 5 \cdot 10^{10}$  г/см<sup>3</sup> квазистатическое сжатие звезды сменяется гидродинамической стадией свободного падения на центр. В режиме свободного падения скорость сжатия растет лишь как  $\rho_c^{1/2}$ , и при  $\rho_c \gtrsim 2 \cdot 10^{11}$  г/см<sup>3</sup> наступает третий этап — этап быстрой нейтронизации, когда энергия Ферми вырожденных электронов значительно превышает пороги  $e^-$ -захватов на ядрах и темп  $\beta$ -процессов обгоняет темп сжатия.

### М. М. БАСКО И ДР.

Весь промежуток эволюции и коллапса, рассчитанный в данной работе, характеризуется сильной степенью вырождения электронного газа. В этом отношении результаты данной работы существенно отличаются от результатов для  $M = 1.21 \ M_{\odot}$  из [12], где в процессе вычислений на ЭВМ именно в этом варианте вкралась ошибка, приведшая к сильно завышенным (~ в 2 раза) значениям температуры. В результате  $\beta$ -процессы на свободных нуклонах начинают доминировать не при плотности  $\rho_{c} \gtrsim 10^{10} \ r \ cm^{3}$ , как было получено в [12], а лишь при  $\rho_{c} \gtrsim 10^{12} \ r/cm^{3}$ .



Рис. 4. Изменение удельной энтропин (на 1 нуклон) в центре в ходе сжатия.

Одной из целей данной работы было выяснить роль  $e^{-3}$ ахвага на возбужденные состояния дочерних ядер, и для обеих масс была рассчитана эволюция как с учетом этих состояний (эти варианты помечены цифрой 1 на рис. 2—5), так и без них (цифра 2 на рис. 2—5). Графики на рис. 2, 4, 5 показывают, что возбужденные состояния важно учитывать на третьем этапе в интервале плотностей  $2 \cdot 10^{11}$  г/см<sup>3</sup>  $\leq \rho_c \leq 10^{12}$  г/см<sup>3</sup>, когда электронный захват на эти состояния значительно ускоряет рост энтропии (рис. 4) и  $\mu_e$  (рис. 5) в процессе коллапса. При более высоких плотностях  $\rho_e > 10^{12}$  г/см<sup>3</sup> ситуация менее определенна, поскольку необходимо учитывать нейтринную непрозрачность и вырождение нейтрино.

Обсудим теперь роль возбужденных состояний на начальном этапе, когда  $T_e < 3 \cdot 10^9$  К и ядерные реакции «заморожены», а энергия Ферми электронного газа лишь слегка превышает порог  $e^-$ -захвата на ядрах Fe<sup>56</sup>. Наши расчеты показали, что на начальном этапе для одних и тех же значений плотности в центре звезды с массой 1.19  $M_{\odot}$  учет возбужденных состояний приводит к повышению температуры более чем в 1.5 раза (см. рис. 2), тогда как у массы 1.21  $M_{\odot}$  это отличие много меньше. Причина этого состоит в следующем. Порог нейтронизации Fe<sup>64</sup> вдвое превосходит аналогичный порог для следующего изобара Mn<sup>56</sup>. В результате, на начальном этапе «холодной» нейтронизации оеакции в Fe<sup>56</sup> + e<sup>-</sup> → Mn<sup>56</sup> + v, можно учитывать только одно возбужденное состояние Mn<sup>56</sup> со спином и четностью 1<sup>+</sup> и энергией 109 кэВ. тогда как в реакции  $Mn^{56} + e^- \rightarrow Cr^{56} + \gamma_{e}$  важно учитывать все возбужденные состояния. Однако Cr<sup>58</sup> — четно-четное ядро, и его первые возбужденные состояния отделены значительными энергетическими промежутками ~1 МэВ друг от друга и от основного состояния. В этих условиях, когда ферми-энергия электронов близка к порогу захвата на первые возбужденные уровни Cr<sup>56</sup>, плохо работает принятая нами модель ядра как смеси ферми-газов протонов и нейтронов. Поэтому не исключено, что более реальная модель ядра Cr<sup>56</sup> уменьшит роль его возбужденных состояний на начальном этапе нейтронизации. В модели  $M = 1.21 M_{\odot}$  начальный этап протекает значительно быстрее, чем в модели  $M = 1.19 M_{\odot}$ ; при этом достигаются меньшие значения и (см. рис. 5), и захват на возбужденные состояния Cr<sup>56</sup> просто не успевает ощутимо поднять энтропию в центре.



Рис. 5. Изменение величины Р. (отношения полного числа нуклонов к полному числу протонов) в центре рассчитанных моделей. Точками показан результат расчета для модели  $M = 1.19 \ M_{\odot}$  с ранним включением гидродинамической части программы для варианта без учета возбужденных состояний ядер.

Интересно, что в процессе коллапса распределение температуры по звезде у нас становится немонотонным с минимумом вблизи центра звезды, причем учет возбужденных состояний усиливает эту немонотояность. Немонотонный ход температуры по звезде был получен и подробно обсужден в работе [26].

Наряду с разобранными выше, для модели  $M = 1.21 \ M_{\odot}$  быля просчитаны также варианты с  $ft = 10^6$  с (для ядер с неизвестными ft) и с температурой перехода от "холодной" к "горячей" нейтронизации  $T = 6 \cdot 10^9$  K (ср. с  $\Gamma = 3 \cdot 10^9$  K), показавшие слабую зависимость основных характеристик эволюции и коллапса от этих параметров.

В заключение заметим, что полная энергия, высвечиваемая в виде нейтрино, на рассмотренном этапе коллапса составляет для наших моделей (0.8—1.4)  $10^{51}$  эрг; средняя энергия нейтрино  $E_* \sim (7-10)$  МэВ.

Авторы благодарны Г. С. Бисноватому-Когану, В. С. Имшеннику и В. М. Чечеткину за полезные обсуждения и ценные замечания, а также Л. Г. Страут за оформление рукописи.

Институт космических исследований ' АН СССР Шемахинская астрофизическая обсерватория

## THE COLLAPSE OF LOW-MASS STAR5

#### M. M. BASKO, M. A. RUDZSKY, Z. F. SEIDOV

The stability loss due to the non-equilibrium beta-processes and the subsequent initial phase of the gravitational collapse has been calculated for two stellar pure-iron cores with 'masses 1.19  $M_{\odot}$  and 1.21  $M_{\odot}$ . We have made a detailed account of the kinetics of beta-processes as well as of the electron captures to the excited states of final nuclei. The results of calculations show that during the gravitational collapse of the stars with masses slightly above the Chandrasekhar limit the electron captures to the excited states of final nuclei are of great importance for the matter neutronization at densities above  $\sim 10^{11}$  g/cm<sup>3</sup>.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. G. Rakavy, G. Shaviv, Z. Zinamon, Ap. J., 150, 131, 1967.
- S. Ikeuchi, K. Nakazawa, T. Murai, R. Hoshi, C. Hayashi, Progr. Theor. Phys., 46, 1713, 1971; 48, 1870, 1972.
- 3. В. И. Варшавский, А. В. Тутуков. Научи. информ. Астросовета АН СССР, 23, 47, 1972: 26, 35, 1973.
- 4. A. Finzi, R. A. Wolf, Ap. J., 150, 115, 1967.
- 5. Г. С. Бисноватый-Коган, З. Ф. Сеидов, Астрофизика, 5, 243, 1969.
- 6. F. Hoyle, W. Fowler, Ap. J., 132, 565, 1960.

334

#### КОЛЛАПС ЗВЕЗД

- 7. Г. С. Бисноватый-Коган, З. Ф. Сеидов, Астрон. ж., 47, 139, 1970.
- 8. В. С. Имшенник, В. М. Чечеткин, Астрон. ж., 47, 929, 1970.
- 9. М. А. Рудзский, З. Ф. Сеидов, Астрон. ж., 51, 936, 1974.
- 10. *М. А. Рудзский, Э. Ф. Сеидов,* Изв. АН Азерб. ССР, сер. физ.-тех. и мат. наук, № 4, 98, 1974.
- 11. K. Nakazawa, Progr. Theor. Phys., 49, 1931, 1973.
- 12. М. М. Баско, В. С. Имшенник, Астрон. ж., 52, 469, 1975.
- 13. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Теория тяготения и эволюция звезд, Наука, М., 1971.
- 14. D. K. Nadyozhin, Astrophys. Space Sci., 51, 283, 1977.
- 15. Г. С. Бисноватый-Коган, Астрон. ж., 45, 74, 1968.
- P. A. Seeger, In Proc. of Internat. Conf. on Properties of Nuclei Far From Region of Beta-Stability, Geneva, 1970.
- 17. W. D. Myers, W. J. Swiatecki, Nucl. Phys., 81, 1, 1966.
- 18. В. С. Имшенник, Д. К. Надежин, Астрон. ж., 42, 1154, 1965.
- 19. G. Beaudet, V. Petrosian, E. E. Salpeter, Ap. J., 150, 979, 1967.
- 20. C. J. Hansen, Astrophys. Space Sci., 1, 449, 1968.
- T. J. Mazurek, J. W. Truran, A. G. W. Cameron, Astrophys. Space Sci., 27, 261, 1974.
- 22. Y. Egawa, K. Yokoi, M. Yamada, Progr. Theor. Phys., 54, 1339, 1975.
- 23. K. Takahashi, M. F. El Eid, W. Hillebrandt, Astron. Astrophys., 67, 185, 1978.
- 24. Г. С. Бисноватый-Коган, М. А. Рудзский, З. Ф. Сеидов, ЖЭТФ, 67, 1621, 1974.
- 25. В. С. Имшенник, Д. К. Надежин, В. С. Пинаев, Астрон. ж., 43, 1215, 1966; 44, 768, 1967.
- 26. Л. Н. Иванова, В. С. Имшенник, В. М. Чечеткин, Астрон. ж., 54, 1009, 1977.