

# НЕРАВНОВЕСНЫЙ СЛОЙ В КОРЕ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД И НЕРАВНОВЕСНЫЕ $\beta$ -ПРОЦЕССЫ В АСТРОФИЗИКЕ

*Г. С. Бисноватый-Коган\**

*Институт космических исследований Российской академии наук  
117997, Москва, Россия*

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»  
115409, Москва, Россия*

*Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)  
141701, Долгопрудный, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 1 апреля 2019 г.,  
после переработки 23 мая 2019 г.  
Принята к публикации 24 мая 2019 г.

Рассмотрено формирование химического состава оболочек нейтронных звезд при плотностях  $10^{10}$ – $10^{13}$  г/см<sup>3</sup>. При сжатии горячего вещества в процессе коллапса, приводящего к взрыву коллапсирующей сверхновой, проходит стадия ядерного равновесия со свободным вылетом нейтрино, кинетического равновесия по  $\beta$ -процессам и установления в итоге ограниченного ядерного равновесия с фиксированным числом ядер. Сжатие холодного вещества происходит при фиксированном числе ядер, атомный вес которых сначала не меняется, затем уменьшается. В конце начинается пикноядерная реакция слияния имеющихся ядер и уменьшение их числа. Сжатие холодного вещества сопровождается ростом весовой концентрации свободных нейтронов. При этом химический состав оболочки существенно отличается от равновесного и содержит значительный запас ядерной энергии. При плотностях, превышающих плотность верхней границы плотности неравновесного слоя, идут неравновесные  $\beta$ -реакции, приводящие к разогреву, высвобождению ядерной энергии и возможному достижению состояния полного термодинамического равновесия. Рассматривается термодинамика неравновесных  $\beta$ -процессов, которые приводят к разогреву вещества при свободном улете нейтрино.

*Статья для специального выпуска ЖЭТФ, посвященного 100-летию И. М. Халатникова*

DOI: 10.1134/S0044451019100031

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Нейтронные звезды были обнаружены в 1967 г. как источники импульсного радиоизлучения — пульсары [1]. Это событие произошло более чем через 30 лет после того, как существование таких звезд было предсказано астрономами, исследовавшими сверхновые звезды [2], и теоретиками, занимавшимися внутренним строением звезд [3, 4]. Детально история теоретического предсказания возможности существования нейтронных звезд изложена в работе [5]. После этого выдающегося открытия интерес к физике нейтронных звезд

резко возрос. Открытие рентгеновских пульсаров [6] подтвердило идею о том, что рентгеновские источники могут быть связаны с нейтронными звездами, и вызвало новую волну активности в исследовании нейтронных звезд, продолжающуюся до сих пор. Одним из основных вопросов, которому было посвящено большое число работ, является объяснение светимости нейтронных звезд. Для объяснения рентгеновской светимости нейтронных звезд наиболее разработанной является модель аккреции, применяемая для нейтронных звезд, входящих в состав двойных систем [7].

Радиоизлучение пульсаров объясняется процессами в магнитосфере вращающейся звезды [8]. Другая часть работ посвящается внутреннему строению нейтронных звезд, определению предела их массы. В данной статье мы рассмотрим проблемы, связан-

\* E-mail: gkogan@iki.rssi.ru

ные со свойствами вещества в коре нейтронной звезды при плотностях  $10^{10} \leq \rho \leq 10^{13}$  г/см<sup>3</sup>, и покажем, что там протекают физические явления, важные для различных астрофизических приложений.

## 2. КРАТКИЙ ОБЗОР ПУТИ ФОРМИРОВАНИЯ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД В КОНЦЕ ЯДЕРНОЙ ЭВОЛЮЦИИ

Образование нейтронных звезд происходит, согласно современным представлениям, при нестационарных процессах, связанных со вспышками сверхновых. Объяснение наблюдаемой энергетики сверхновых было одной из главных причин предсказания существования нейтронных звезд [2]. Исследование последних стадий эволюции звезд с неизбежностью приводит к выводу о необходимости стадии гидродинамического сжатия, ведущей к образованию нейтронной звезды [9]. Согласно теории звездной эволюции, картина образования нейтронных звезд и черных дыр выглядит следующим образом. У звезд с массами  $M \sim (8-12)M_{\odot}$  на стадии красного гиганта в результате реакции  $3\text{He}^4 \rightarrow \text{C}^{12} + \alpha \rightarrow \text{O}^{16}$  образуется вырожденное углеродно-кислородное ядро. Процесс увеличения вырожденного ядра и потеря массы оболочки идут плавно до тех пор, пока масса ядра не станет близкой к чандрасекаровскому пределу. Для молекулярного веса  $\mu_e = A/Z = 2$ , что соответствует химическому составу из углерода и кислорода, чандрасекаровский предел есть  $M_{Ch} \approx 5.8 M_{\odot} / \mu_e^2 \sim 1.45 M_{\odot}$ . При массе ядра больше предельной происходит неуправляемый рост плотности и температуры (давление вырожденных электронов недостаточно) и развивается взрывное горение углерода, результатом которого является полный разлет с эффектами взрыва сверхновой типа Ia [10]. В процессе эволюции массивных звезд с  $M \gtrsim 12 M_{\odot}$  те же температуры, при которых идут реакции образования и горения углерода, достигаются при меньших плотностях (электроны невырождены), и спокойное горение продолжается вплоть до образования ядра звезды из элементов железного пика. При последующей эволюции идут только ядерные реакции с поглощением энергии. В процессе потери энергии излучением нейтрино и при развале железа из-за высокой температуры звезда теряет гидродинамическую устойчивость. Причиной потери гидродинамической устойчивости является уменьшение показателя адиабаты  $\gamma < 4/3$  из-за нейтронизации и развала ядер железного пика [11]. В результате коллапса таких ядер образу-

ются горячие нейтронные звезды, что сопровождается сбросом оболочки и появлением сверхновой типа II. Открытие нейтронных звезд — пульсаров — в остатках сверхновых наблюдательно подтвердило вывод о связи сверхновых с рождением нейтронных звезд. Наиболее важным было открытие быстровращающегося пульсара PSR 0531 + 21 в молодом остатке сверхновой под названием Крабовидная туманность [12]. Туманности, связанные с остатками взрыва сверхновой, обнаружены вокруг пульсаров PSR 0833 – 45, 0611 + 22, 2021 + 51, 1154 – 62 и др. Таким образом, имеются как теоретические, так и наблюдательные свидетельства в пользу образования нейтронных звезд в результате нестационарного процесса, приводящего к взрыву сверхновой. Здесь будет рассмотрен химический состав оболочек нейтронных звезд в процессе их остывания, а также термодинамика вещества в присутствии неравновесных  $\beta$ -процессов, сопровождающих коллапс и остывание нейтронных звезд.

В процессе остывания в коре нейтронной звезды образуется неравновесный слой, в котором аккумулируется запас энергии до  $10^{49}$  эрг [13, 14]. Неравновесность состоит в большом избытке нейтронов, что приводит к появлению сверхтяжелых ядер вблизи границы устойчивости,  $Q_n = 0$ , и наличию свободных нейтронов. Медленная эволюция неравновесного слоя за счет диффузии нейтронов в глубь звезды [15] может быть ответственна за большую продолжительность рентгеновской светимости  $\sim 10^4$  лет. Нестационарные процессы в нейтронной звезде, вызываемые, по-видимому, звездотрясениями, сопровождаются скачкообразным уменьшением периода [16, 17]. Дальнейшая релаксация, при которой рост периода возвращается к среднему значению, связана, вероятно, с взаимодействием сверхтекучих вихрей в ядре нейтронной звезды с ее корой [18]. Звездотрясение приводит к выносу неравновесного вещества наружу, взрывному выделению энергии и могло бы объяснять наблюдаемые  $\gamma$ -вспышки [19, 20] в Галактике и вблизи нее. При разлете неравновесного вещества межзвездная среда обогащается тяжелыми элементами.

## 3. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ОБОЛОЧКАХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

Одним из важных этапов эволюции является стадия горячей нейтронной звезды [21]. В расчетах динамики коллапса [22] при достижения ядерных плотностей, соответствующих нейтронным звездам,

в веществе достигается температура, превышающая  $2 \cdot 10^{11}$  К. В этих условиях в веществе возможно быстрое протекание различных реакций, которые при обычных температурах идут чрезвычайно медленно из-за высокого кулоновского барьера  $B$ , составляющего

$$B \approx \frac{Z_1 Z_2}{A^{1/3}}, \quad (1)$$

где  $A$  — среднее барионное число,  $Z$  — заряд ядра. Для взаимодействия протонов с ядрами группы железа  $B \approx 7$  МэВ. Средняя тепловая энергия протонов составляет

$$E_t = \frac{3}{2} kT = 0.133 T_9 \text{ МэВ}, \quad T_9 = \frac{T}{10^9 \text{ К}}. \quad (2)$$

Температуры в стационарных звездах, как правило, не превышают  $10^9$  К,  $kT \ll B/10$ , поэтому при звездных условиях кулоновский барьер полностью определяет скорости ядерных реакций с заряженными частицами. Если температуры достаточно высоки, так что скорости ядерных реакций велики по сравнению со скоростями других процессов, изменяющих плотность и температуру в веществе, то можно считать, что открыты все каналы ядерных реакций. В этом случае вещество находится в условиях детального равновесия по ядерным реакциям. Для характерных процессов в звездах условия детального равновесия по ядерным реакциям достигаются, если температура превышает  $T > (3-5) \cdot 10^9$  К [11]. Ядерные реакции не изменяют отношение полного числа нейтронов  $N_n$  (в свободном и связанном состояниях) к полному числу протонов  $N_p$ . Поэтому можно ввести параметр  $R_N = N_n/N_p$  и рассматривать ядерное равновесие при заданном  $R_N$  [23]. Однако в реальных физических ситуациях  $R_N$  меняется в результате  $\beta$ -процессов и, вообще говоря, зависит от времени. При некоторых условиях существует возможность исключить зависимость от времени, например в условиях полного термодинамического равновесия, когда и по  $\beta$ -процессам осуществляется детальное равновесие [24]. В природе чаще всего встречается ситуация, в которой трудно выполнить условия полного термодинамического равновесия. Это связано с огромным различием во временах процессов в ядерных и слабых взаимодействиях  $\tau_n \ll \tau_\beta$  при  $T \gtrsim 5 \cdot 10^9$  и с отсутствием равновесия для какого-либо рода частиц (нейтрино), участвующих в процессах. В этих условиях можно, разделив процессы на быстрые и медленные, рассматривать детальное равновесие по быстрым процессам и кинетические уравнения для медленных процессов. Пример такой ситуации возникает на стадии коллапса

звезды при плотностях  $\rho < 10^{12}$  г/см<sup>3</sup> и температурах  $5 \cdot 10^9 \text{ К} < T < 10^{10} \text{ К}$ . Вещество прозрачно для нейтрино, и для него нет равновесия, между тем как существует детальное равновесие для ядерных реакций. Важным частным случаем является кинетическое равновесие по  $\beta$ -процессам [25, 26], когда суммарная скорость уменьшения равна суммарной скорости увеличения  $R_N$ , т. е.  $R_N$  остается постоянным.

#### 4. ОБРАЗОВАНИЕ НЕРАВНОВЕСНОГО СЛОЯ В ОБОЛОЧКЕ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ

##### 4.1. Остывание оболочки нейтронной звезды после взрыва сверхновой

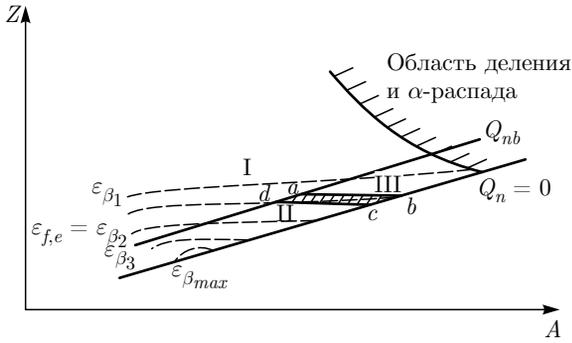
Когда температура в оболочке становится ниже  $T_9 \leq 4 \cdot 10^9$  К, время реакций с заряженными частицами начинает превышать время остывания. При плотностях  $\rho \gtrsim 10^9$  г/см<sup>3</sup> вещество состоит из ядер, нейтронов и релятивистски вырожденных электронов. В этих условиях возможно протекание реакций с нейтронами, фотоотщепление и захват нейтронов,  $\beta$ -распады при  $\varepsilon_\beta \geq \varepsilon_{f,e}$  и  $e^-$ -захваты при  $\varepsilon_\beta \leq \varepsilon_{f,e}$ . Здесь  $\varepsilon_\beta$  — энергия  $\beta$ -распада ядра,  $\varepsilon_{f,e}$  — энергия Ферми электронов, определяемая следующим образом:

$$\varepsilon_{f,e} = m_e c^2 \left[ \frac{\rho}{\mu_e \cdot 10^6 \text{ г/см}^3} \right]^{1/3} \text{ эрг}, \quad (3)$$

где  $\mu_e = 1/\sum_i (Z_i/A_i)x_i$  — число нуклонов на один электрон,  $x_i$  — весовая концентрация  $i$ -го элемента. Оценим характерное время фотоотщепления нейтрона  $\tau_{\gamma n}$  в зависимости от его энергии связи в ядре по формуле [27]

$$\frac{1}{\tau_{\gamma n}} = 6.95 \cdot 10^{33} T_9^{3/2} \langle \bar{\sigma}_{th} \rangle \times \exp\left(-\frac{11.605 Q_{n6}}{T_9}\right) \text{ с}^{-1}. \quad (4)$$

Здесь  $Q_{n6}$  МэВ — энергия связи нейтрона в ядре,  $\langle \bar{\sigma}_{th} \rangle$  — сечение реакции  $A(n, \gamma)(A+1)$ , усредненное по планковскому распределению фотонов. Тогда для  $\bar{\sigma}_{th} \sim 1$  бн,  $T_9 \leq 0.04 Q_{n6}$  получим  $\tau_{\gamma n} > 10^7$  лет, т. е. при  $T_9 < 0.4$  нейтроны с энергией связи  $Q_n > Q_{nb} = 10$  МэВ практически не отщепляются от ядра. Таким образом, в системе имеется равновесие по реакциям с нейтронами для ядер, имеющих энергию связи последнего нейтрона меньше 10 МэВ.



**Рис. 1.** Образование химического состава на стадии ограниченного равновесия. Линия  $Q_n = 0$  отделяет область существования ядер, линия  $Q_{nb}$  отделяет область I, где невозможно фотоотщепление нейтронов, от областей II и III. Штриховые линии — уровни постоянного  $\varepsilon_\beta = Q_p - Q_n$ ,  $\varepsilon_{\beta_1} < \varepsilon_{\beta_2} < \dots < \varepsilon_{\beta_{max}}$ . В области I  $Q_n > Q_{nb}$ , в области II  $Q_n < Q_{nb}$ ,  $\varepsilon_{f,e} > \varepsilon_\beta$ . В области III  $Q_n < Q_{nb}$ ,  $\varepsilon_{f,e} > \varepsilon_\beta$ . Заштрихованная область  $abcd$  определяет границы значений  $(A, Z)$  при ограниченном равновесии с данными  $Q_{nb}(T)$  и  $\varepsilon_{f,e}(\rho)$ . Линия со штриховкой справа отделяет область деления и  $\alpha$ -распада, из [14]

Процесс образования неравновесного химического состава виден на схеме рис. 1. На плоскости  $(A, Z)$  нанесены границы деления и устойчивости ядер. Проследим трек изменения  $(A, Z)$  для ядра, находящегося в окружении нейтронов, составляющих половину и более весовой доли вещества. Плоскость  $(A, Z)$  разбита на три области:

- область I:  $Q_n > Q_{nb}$ ,
- область II:  $0 < Q_n < Q_{nb}$  и  $\varepsilon_\beta > \varepsilon_{f,e}$ ,
- область III:  $0 < Q_n < Q_{nb}$  и  $\varepsilon_\beta < \varepsilon_{f,e}$ .

При высокой концентрации нейтронов ядра с большим  $Q_n$  будут захватывать нейтроны и перейдут из области I в области II и III вне зависимости от  $\varepsilon_\beta$ . При этом образуются ядра с большим избытком нейтронов, расположенные далеко от «долины» стабильности ядер. В области III имеется равновесие по реакциям с нейтронами;  $\beta$ -процессы захвата электронов с большой энергией Ферми всегда ведут к уменьшению  $Z$  из-за неравенства  $\varepsilon_\beta < \varepsilon_{f,e}$ , и в результате все ядра из этой области уменьшат  $Z$  и попадут в область, расположенную ниже уровня  $ab$ . С другой стороны, в области II равновесие по реакциям с нейтронами сопровождается  $e^- \beta$ -распадами с увеличением  $Z$ , пока все ядра не попадут в область, расположенную выше уровня  $cd$ . Мы видим, что в условиях ограниченного равновесия химический состав вещества определяется довольно узкой областью по  $A$  и  $Z$ , ограниченной границами  $abcd$ . Выхода за пределы этой области не происходит из-

за отсутствия допустимых  $\beta$ -процессов и фотоотщеплений нейтрона. При  $Q_{nb} < 1$  МэВ и  $T_9 < 0.4$  остается только одно ядро, находящееся на границе устойчивости, для которого

$$\varepsilon_\beta = Q_p - Q_n \approx Q_p = \varepsilon_{f,e}. \quad (5)$$

Дополнительными процессами при образовании нейтронно-избыточных ядер являются их деление,  $\alpha$ -распад и пикноядерные реакции типа  $2(A, Z) = (2A, 2Z)$  [28]. Для оценки влияния  $\alpha$ -распада и деления ядер рассмотрим свойства ядер, находящихся далеко от «долины» стабильности. До сих пор не существует какой-либо строгой теории и расчета параметров таких ядер и тем более экспериментального материала по тяжелым ядрам, находящимся глубоко в области нестабильности. Интерполируя оценки П. Э. Немировского, приближенно примем, что граница устойчивости ядер относительно испарения нейтронов проходит при  $A = 4Z$  для  $Z > 6$ , и энергия связи протона на этой границе равна [14, 29, 30]

$$Q_{pb} = \left( 33 - \frac{Z}{7} \right) \text{ МэВ}. \quad (6)$$

При  $Z < 6$  величина  $Q_{pb}$  быстро уменьшается. Для холодного вещества с учетом (5), (6) получаем выражение для заряда ядра  $Z_0$  на границе нейтронной стабильности:

$$Z_0 = 7(33 - \varepsilon_{f,e}) = 7 \left[ 33 - 0.511 \left( \frac{\rho_6}{\mu_e} \right)^{1/3} \right], \quad (7)$$

$$A_0 = 4Z_0.$$

Здесь  $\varepsilon_{f,e}$  дано в МэВ,  $\rho_6 = \rho/10^6$  г/см<sup>3</sup>. Предположим, что концентрация нейтронов столь велика, что, даже когда все ядра находятся на границе устойчивости, в веществе еще много свободных нейтронов. При  $\varepsilon_{f,e} > 33$  МэВ в нашем приближении не существует устойчивых ядер и захват электронов начинает идти неравновесно, что приводит к быстрому нагреву [31–33], образованию новых зародышевых ядер и приходу вещества в состояние, близкое к ядерному равновесию [14]. Внутренняя граница неравновесного слоя приближенно лежит при плотности  $\rho_2$  и давления  $P_2$ ,

$$\rho_2 \approx \mu_e \cdot 10^6 \left( \frac{33}{0.511} \right)^3 \approx 2.7 \cdot 10^{11} \mu_e \text{ г/см}^3, \quad (8)$$

$$P_2 \approx 1.2 \cdot 10^{15} \left( \frac{\rho_2}{\mu_e} \right)^{4/3} \approx 2 \cdot 10^{30} \text{ дин/см}^2. \quad (9)$$

При этом  $\mu_e > 4$  и  $\rho_2 > 10^{12}$  г/см<sup>3</sup>. Внешняя граница неравновесного слоя определяется границей устойчивости ядер с  $Q_n = 0$  относительно деления. Используя эмпирическую формулу для периода полураспада, получаем [14], что при  $Z < 153 = Z_{max}$  время полураспада превышает  $3 \cdot 10^7$  лет. Принимая на внешней границе слоя  $Z_1 = Z_{max}$ , получаем параметры

$$\rho_1 \approx \mu_e \cdot 10^6 \left( \frac{11}{0.511} \right)^3 \approx 10^{10} \mu_e \text{ г/см}^3, \quad (10)$$

$$P_1 \approx 1.2 \cdot 10^{15} \left( \frac{\rho_2}{\mu_e} \right)^{4/3} \approx 2.5 \cdot 10^{28} \text{ дин/см}^2. \quad (11)$$

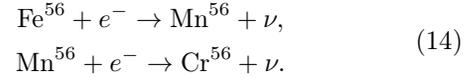
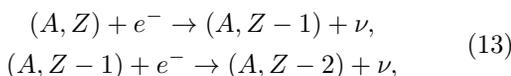
При  $\mu_e > 4$  имеем  $\rho_1 > 4 \cdot 10^{10}$  г/см<sup>3</sup>. Масса слоя  $M_l$  оценивается из соотношения, следующего из условия равновесия тонкого слоя,

$$M_l = \frac{4\pi r^4}{GM} P_2 \approx (0.1-1) P_2 \approx 2 \cdot (10^{29}-10^{30}) \text{ г} = (10^{-4}-10^{-3}) M_\odot, \quad (12)$$

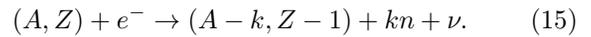
для нейтронных звезд с массами  $(1.4-0.5)M_\odot$ . Нейтронные звезды меньшей массы имеют больший радиус и более толстую и массивную неравновесную оболочку. Примем энергию  $Q$ , выделяемую при превращении смеси нейтронов и сверхтяжелых ядер в равновесное состояние, равной  $Q \approx 3 \cdot 10^{-3} M c^2$ . Тогда полный запас энергии в неравновесном слое составит  $Q_{tot} = \eta M_l c^2 \approx (10^{48} - 10^{49})$  эрг для нейтронных звезд с массами  $(1.4-0.5)M_\odot$  соответственно. Таким образом, нейтронная звезда обладает запасом энергии, обеспечивающим возможность проявления ее наблюдаемой активности без внешних источников энергии.

#### 4.2. Сжатие холодного вещества при аккреции

Химический ядерный состав холодного вещества, соответствующий минимуму энергии при заданной плотности, рассчитан в работе [34]. При плотности  $\rho \leq 3 \cdot 10^9$  г/см<sup>3</sup> минимальной энергии соответствует ядро Fe<sup>56</sup>. При увеличении плотности растет энергия Ферми электронов  $\varepsilon_{f,e}$  и по достижении величины  $\varepsilon_{f,e} = Q_p - Q_n = \varepsilon_{\beta AZ}$  последовательно происходят две реакции захвата электрона, что связано с большей энергией связи четно-четных ядер по сравнению с четно-нечетными:



Вторая реакция цепочки проходит неравновесно и сопровождается нагревом (см. разд. 5). Если нагрев недостаточен для преодоления кулоновского барьера, то при увеличении плотности процесс нейтронизации при постоянном  $A$  продолжится до появления ядра на границе нейтронной стабильности с  $Q_n = 0$ . При дальнейшем росте плотности захват электрона ядром сопровождается испусканием одного или нескольких нейтронов:



Этот процесс продолжается вдоль кривой на плоскости  $(A, Z)$  с  $Q_n = 0$  до тех пор, пока не появится ядро с максимально имеющимся значением  $Q_p$ . По оценкам [30]  $Q_{pmax} \approx 33$  МэВ ядра углерода с  $Z = 6, A = 22$ . Как указано в работе [14], при дальнейшем росте плотности невозможно образование устойчивого ядра, поэтому при дальнейшей нейтронизации произойдет перестройка ядерного состава и переход в новое устойчивое состояние. При этом из-за сильной неравновесности  $\beta$ -процессов произойдет интенсивный нагрев и возможен переход к состоянию, близкому к полному ядерному равновесию. Как получено в работе [31], при сильно неравновесной  $\beta$ -реакции с  $\varepsilon_{f,e} \gg \varepsilon_{\beta AZ}$  в тепло переходит около  $(1/6)\varepsilon_{f,e}$ . При  $\varepsilon_{f,e} = 33$  МэВ в тепло переходит приблизительно 6 МэВ на реакцию, что соответствует значению  $T \approx 5 \cdot 10^{10}$  К, при котором возможно преодоление кулоновского барьера и переход к равновесному составу. Углеродный состав с  $Z = 6, A = 22$  соответствует плотности  $\rho_2 \sim 10^{12}$  из (8).

Точный расчет эволюции химического состава холодного вещества при сжатии, с учетом действия ядерных сил и других факторов в смеси ядер и нейтронов, сделан в работе [28]. По сравнению с [14] в работе [28] учтены пикноядерные реакции слияния ядер, которые начинаются при плотности  $1.4 \cdot 10^{12}$  г/см<sup>3</sup>, при составе  $A = 32, Z = 9$ . В результате пикноядерной реакции появляется ядро  $A = 64 - k, Z = 18$  и  $k$  свободных нейтронов. В результате дальнейшего сжатия происходят захваты электронов с испарением нейтронов, вплоть до образования ядра  $A = 33, Z = 9$  при плотности  $3.3 \cdot 10^{12}$  г/см<sup>3</sup>. Далее расчет подобного ступенчатого процесса продолжался до плотности  $5 \cdot 10^{13}$  г/см<sup>3</sup>. В работе [28] отмечается также, что процесс сопровождается неравновесным нагревом, что может привести к состоянию полного равновесия, однако в расчетах это не рассматривалось.

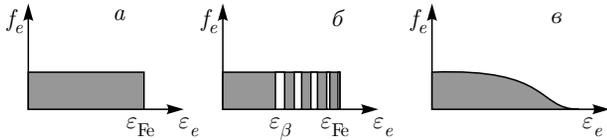


Рис. 2. Нагрев холодного вещества при неравновесном  $\beta$ -захвате: а) функция распределения электронов перед нейтронизацией,  $T = 0$ ; б) функция распределения электронов после неравновесных захватов; в) функция распределения электронов после релаксации,  $T > 0$

Различные аспекты строения и физических свойств вещества в коре нейтронных звезд изложены в обзорах [35, 36].

### 5. НАГРЕВ ПРИ НЕРАВНОВЕСНЫХ РЕАКЦИЯХ СЛАБОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Если при низкой температуре энергия Ферми электронов достигает разности энергий  $\Delta_{12}$ , происходит  $\beta$ -захват электрона (нейтронизация) с переходом между основными состояниями ядра  $(A, Z)$  и ядра  $(A, Z - 1)$ . Например, для ядра  $\text{Fe}^{56}$  нейтронизация с образованием ядра  $\text{Mn}^{56}$  начинается при  $\epsilon_{f,e} = \Delta_{12} \approx 3.8$  МэВ. При этом процесс протекает равновесно и вся энергия захваченного электрона переходит в энергию покоя ядра. При быстром коллапсе звезды электроны не успевают захватиться ядрами и возникает ситуация, когда  $\epsilon_{f,e} \gg \Delta_{12}$ . При этом захват электронов проходит неравновесно, энтропия растет и вещество нагревается. Рост температуры при неравновесной нейтронизации проиллюстрирован на рис. 2, где показано как ступенька в распределении электронов с  $T = 0$  размывается и электроны приобретают ненулевую температуру. Неравновесный нагрев при  $\beta$ -захватах был впервые исследован в работе [31], вскоре затем был независимо рассмотрен в [33] и позднее — в [32, 37]. Выражение для скорости нагрева при неравновесной нейтронизации следует из второго закона термодинамики для переменного состава частиц [38]:

$$dE - \frac{P}{\rho^2} d\rho = T dS + \sum_i \mu_{ti} dn_i = dQ = -\frac{Q_\nu}{\rho} dt. \quad (16)$$

Здесь  $S$  — полная энтропия,  $\mu_{ti}$  — термодинамический потенциал частиц сорта  $i$ ,  $\delta = \Delta_{12}/m_e c^2$ . Для захвата холодных электронов получаем скорость реакции  $W_e$  и скорость нейтринных потерь  $Q_\nu$  в виде [39]

$$W_e = \frac{g_{Z'}}{g_Z} \frac{\ln 2}{(Ft_{1/2})_{Z'}} \int_{\delta}^{u_{fe}} (u^2 - 1)^{1/2} u (u - \delta)^2 du = \frac{g_{Z'}}{g_Z} \frac{\ln 2}{(Ft_{1/2})_{Z'}} [F_0(u_{fe}) - F_0(\delta)] \text{ реакций на ядро в секунду,} \quad (17)$$

$$Q_\nu = \frac{g_{Z'}}{g_Z} \frac{\ln 2}{(Ft_{1/2})_{Z'}} m_e c^2 \int_{\delta}^{u_{fe}} (u^2 - 1)^{1/2} u (u - \delta)^3 du = \frac{g_{Z'}}{g_Z} \frac{\ln 2}{(Ft_{1/2})_{Z'}} m_e c^2 \times [F_\epsilon(u_{fe}) - F_\epsilon(\delta)] \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1} \text{ на ядро.} \quad (18)$$

Здесь  $g_Z$  и  $g_{Z'}$  — статистические веса соответственно исходного и конечного ядра,  $Z' = Z - 1$ ,  $u_{fe} = (\epsilon_{f,e}/m_e c^2) + 1$ . Для функции Ферми

$$F_0(x) = \int_1^x (u^2 - 1)^{1/2} u (u - \delta)^2 du \quad (19)$$

и тепловой функции Ферми

$$F_\epsilon(x) = \int_1^x (u^2 - 1)^{1/2} u (u - \delta)^3 du \quad (20)$$

аналитические выражения даны в работе [39]. Для нерелятивистских ядер и холодных электронов имеем

$$\mu_{t,Z} \approx m_{A,Z} c^2, \quad \mu_{t,Z-1} \approx m_{A,Z-1} c^2, \quad \mu_{te} \approx \epsilon_{f,e} + m_e c^2. \quad (21)$$

Из (16) с учетом (17)–(21) получаем

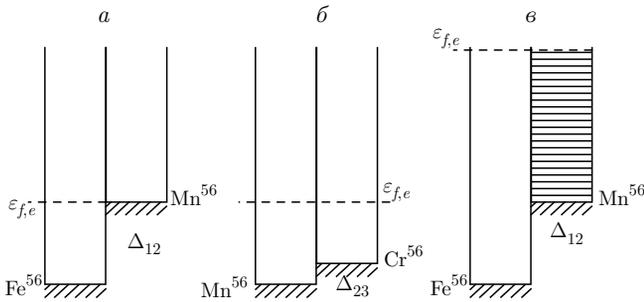
$$\rho T \frac{dS}{dt} = [(\epsilon_{f,e} + m_e c^2 - \Delta_{Z'Z}) W^{(a)} - Q^{(a)}] n_{A,Z} = \frac{g_{Z'}}{g_Z} \frac{\ln 2}{(Ft_{1/2})_{Z'}} n_{A,Z} m_e c^2 \times \{(u_{fe} - \delta) [F_0(u_{fe}) - F_0(\delta)] - F_\epsilon(u_{fe}) + F_\epsilon(\delta)\}. \quad (22)$$

Для  $u_{fe} \gg \delta \gg 1$  имеем

$$F_0(u_{fe}) \approx \frac{u_{fe}^5}{5}, \quad F_0(\delta) \approx \frac{\delta^5}{5}, \quad F_\epsilon(u_{fe}) \approx \frac{u_{fe}^6}{6}, \quad F_\epsilon(\delta) \approx \frac{\delta^6}{6}, \quad (23)$$

$$\rho T \frac{dS}{dt} \approx \frac{g_{Z'}}{g_Z} \frac{\ln 2}{(Ft_{1/2})_{Z'}} n_{A,Z} m_e c^2 \frac{u_{fe}^6 - \delta^6}{30}.$$

Мы видим, что при сильной неравновесности в среднем на нагрев идет 1/6 часть, а излучение нейтрино уносит 5/6 энергии захваченных электронов.



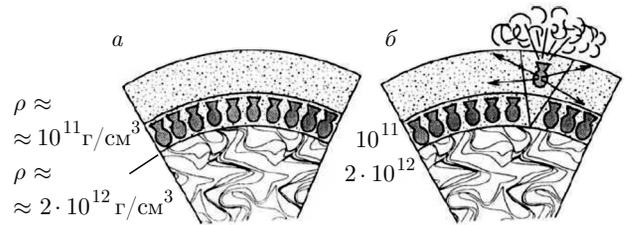
**Рис. 3.** Нагрев холодного вещества при неравновесном  $\beta$ -захвате: а) равновесный  $\beta$ -захват электрона при  $\varepsilon_{f,e} \approx \Delta_{12}$ ; б) неравновесный переход между основными состояниями при  $\varepsilon_{f,e} \gg \Delta_{23}$ ; в) неравновесный переход между основным состоянием начального ядра и всеми допустимыми состояниями конечного ядра, когда энергия возбуждения  $\varepsilon_{ex} \leq \varepsilon_{f,e} - \Delta_{12}$

Неравновесная нейтронизация при конечной температуре также приводит к росту энтропии, однако этот эффект уменьшается с ростом температуры при фиксированном  $\varepsilon_{f,e}$ . При дальнейшем росте температуры нагрев сменяется охлаждением, в том числе из-за открытия дополнительных каналов рождения и свободного разлета нейтрино. Термодинамика нейтронизации при конечной температуре вещества исследована в работе [40].

При  $u_{fe} \gg \delta \gg 1$ , когда энергия электронов намного превосходит разность масс ядер в основном состоянии, энергетически становится возможным захват электрона на возбужденные состояния конечного ядра. При снятии возбуждения выделяется тепло, которое увеличивает тепловой эффект неравновесной нейтронизации. В работе [41] нагрев с учетом переходов в возбужденное состояние был рассчитан в наиболее простой модели ядер, состоящих из ферми-газа нейтронов и протонов. Получено, что средняя энергия вылетающих нейтрино составляет  $\varepsilon_\nu \approx 0.6\varepsilon_{f,e}$  в сравнении с величиной  $(5/6)\varepsilon_{f,e}$  при переходах между основными состояниями. Соответственно, на нагрев и рост энтропии в среднем идет приблизительно  $0.4\varepsilon_{f,e}$  по сравнению с величиной  $(1/6)\varepsilon_{f,e}$  в случае двух основных состояний ядра. Захват на возбужденное состояние конечного ядра проиллюстрирован на рис. 3в.

### 6. АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЯВЛЕНИЯ

Неравновесный нагрев нейтронной звезды при аккреции в двойной системе рассматривался во многих работах (см., например, [42]). Образование неравновесного слоя при аккреции на нейтронную



**Рис. 4.** Схематическая картина неравновесного слоя в нейтронной звезде: а) в спокойном состоянии, б) после звездотрясения и ядерного взрыва

звезду может приводить к отклонениям от аксиальной симметрии в нейтронной звезде и излучению гравитационных волн. В работе [43] было предположено, что такое излучение гравитационных волн ограничивает рост периода при дисковой аккреции, что объясняет наблюдаемое ограничение угловой скорости вращения миллисекундных пульсаров.

Неравновесный нагрев при коллапсе звезды с образованием нейтронной учитывался впервые в расчетах сжатия первично холодного вещества в работах [44, 45]. После появления работы [37] учет нагрева при неравновесных  $\beta$ -процессах учитывался практически во всех теоретических работах по исследованию коллапсирующих сверхновых (см. например, [46, 47]).

В первой работе по нагреву в результате неравновесной нейтронизации [31] рассматривалось поддержание светимости массивного белого карлика при нейтронизации и образовании маленького хромового ядра новой фазы с относительной массой  $M_{new}/M \leq 3 \cdot 10^{-3}$ , при котором сохраняется устойчивость относительно коллапса. Как показали результаты расчета остывания белого карлика, с учетом неравновесного нагрева время остывания на последних стадиях может увеличиться в несколько раз [48]. Это касается только массивных белых карликов в указанном выше интервале масс. Нейтронизация железного ядра происходит в две ступени, вторая из которых идет неравновесно, см. рис. 3а,б.

При образовании неравновесного слоя в молодой нейтронной звезде в нем, наряду со сверхтяжелыми ядрами, образуются нейтроны. Под действием гравитации свободные нейтроны диффундируют внутрь звезды через кору, в которой формируется кулоновский кристалл. Выделение тепла при диффузии нейтронов существенно замедляет остывание нейтронной звезды, поддерживая ее светимость на уровне  $10^{36} - 10^{34}$  эрг/с в течение  $\sim 10^4$  лет [15].

Важную роль может сыграть существование неравновесного слоя в молодой нейтронной звез-

де для объяснения нестационарного поведения объектов, известных под названием «мягкие гамма-повторители». Наблюдаемые от них нерегулярные вспышки часто объясняются выделением энергии при аннигиляции аномально большого магнитного поля  $B \sim 10^{15}$  Гс в нейтронных звездах, названных «магнетарами». Альтернативная модель связана со вспышками в результате ядерного взрыва при делении сверхтяжелых элементов, выносимых на поверхность в результате развития неустойчивостей, приводящих к звездотрясению. Схематически картина взрыва представлена на рис. 4, см. [49, 50].

Данная модель рассматривалась для объяснения космических гамма-всплесков в 1975 г. [19], задолго до того, как было обнаружено их космологическое происхождение.

**Финансирование.** Работа поддержана Российским научным фондом (грант № 18-12-00378).

## ЛИТЕРАТУРА

1. A. Hewish, S. J. Bell, J. D. H. Pilkington, P. F. Scott, and R. A. Collins, *Nature* **217**, 709 (1968).
2. W. Baade and F. Zwicky, *Proc. Nat. Acad. Sci. USA* **20**, 259 (1934).
3. L. D. Landau, *Phys. Zs. Sowjet.* **1**, 285 (1932).
4. Л. Д. Ландау, *ДАН СССР* **6**, 301 (1937).
5. Д. Г. Яковлев, П. Хэнсел, Г. Бейм, К. Петик, *УФН* **183**, 307 (2013).
6. R. Giacconi, H. Gursky, E. Kellogg, E. Schreier, and H. Tananbaum, *Astrophys. J.* **167**, L67 (1971).
7. E. Schreier, R. Levinson, H. Gursky, E. Kellogg, H. Tananbaum, and R. Giacconi, *Astrophys. J.* **172**, L79 (1972).
8. Ф. Дайсон, Д. Тер Хаар, *Нейтронные звезды и пульсары*, Мир, Москва (1973).
9. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, *Релятивистская астрофизика*, Наука, Москва (1967).
10. С. С. Герштейн, Л. Н. Иванова, В. С. Имшенник, М. Ю. Хлопов, В. М. Чечеткин, *Письма в ЖЭТФ* **26**, 189 (1977) [*JETP Lett.* **26**, 178 (1977)].
11. В. С. Имшенник, Д. К. Надежин, *Астрон. ж.* **42**, 1154 (1965) [*Sov. Astron.* **14**, 747 (1971)].
12. R. V. E. Lovelace, J. M. Sutton, and H. D. Craft, *IAU Circ.*, No. 2113 (1968).
13. Г. С. Бисноватый-Коган, В. М. Чечеткин, *Письма в ЖЭТФ* **17**, 622 (1973) [*JETP Lett.* **17**, 437 (1973)].
14. G. S. Bisnovaty-Kogan and V. M. Chechetkin, *Astrophys. Space Sci.* **26**, 25 (1974).
15. Г. С. Бисноватый-Коган, Ю. Н. Куликов, В. М. Чечеткин, *Астрон. ж.* **53**, 975 (1976) [*Sov. Astron.* **20**, 552 (1976)].
16. V. Radhakrishnan and R. N. Manchester, *Nature* **222**, 228 (1969).
17. M. Ruderman, *Nature* **223**, 597 (1969).
18. G. Baym, Ch. Pethick, D. Pines, and M. Ruderman, *Nature* **224**, 872 (1969).
19. G. S. Bisnovaty-Kogan, V. S. Imshennik, D. K. Nadyozhin, and V. M. Chechetkin, *Astrophys. Space Sci.* **35**, 23 (1975).
20. R. W. Klebesadel, I. B. Strong, and R. A. Olson, *Astrophys. J.* **182**, L85 (1973).
21. Г. С. Бисноватый-Коган, *Астрофизика* **4**, 221 (1968) [*Astrophysics* **4**, 79 (2018)].
22. D. K. Nadezhin, *Astrophys. Space Sci.* **53**, 131 (1978).
23. F. E. Clifford and R. J. Tayler, *Memoirs Roy. Astron. Soc.* **69**, 21 (1965).
24. В. С. Имшенник, Д. К. Надежин, *ЖЭТФ* **63**, 1548 (1972) [*JETP* **36**, 821 (1973)].
25. Г. С. Бисноватый-Коган, *Астрофизика* **55**, 433 (2012) [*Astrophysics* **55**, 387 (2012)].
26. В. С. Имшенник, Д. К. Надежин, В. С. Пинаев, *Астрон. ж.* **43**, 1215 (1966) [*Sov. Astron.* **10**, 970 (1967)].
27. W. A. Fowler and F. Hoyle, *Astrophys. J. Suppl.* **9**, 201 (1964).
28. K. Sato, *Progr. Theor. Phys.* **62**, 957 (1979).
29. Г. С. Бисноватый-Коган, В. М. Чечеткин, *УФН* **127**, 263 (1979) [*Sov. Phys. Usp.* **22**, 89 (1979)].
30. В. М. Чечеткин, *Астрон. ж.* **48**, 59 (1971) [*Sov. Astron.* **15**, 45 (1971)].
31. Г. С. Бисноватый-Коган, З. Ф. Сеидов, *Астрон. ж.* **47**, 139 (1970) [*Sov. Astron.* **14**, 113 (1970)].
32. K. Nakazawa, *Progr. Theor. Phys.* **49**, 1932 (1973).
33. K. Nakazawa, T. Murai, R. Hoshi, and C. Hayashi, *Progr. Theor. Phys.* **43**, 319 (1970).
34. G. Baym, H. A. Bethe, and C. J. Pethick, *Nucl. Phys. A* **175**, 225 (1971).

35. *Neutron Star Crust*, ed. by C. A. Bertulani and J. Piekarewicz, Nova Sci. Publ., New York (2013).
36. A. Schmitt and P. Shternin, arXiv:1711.06520.
37. H. A. Bethe, G. E. Brown, J. Applegate, and J. M. Lattimer, Nucl. Phys. A **324**, 487 (1979).
38. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Статистическая физика*, Наука, Москва (1964).
39. Д. А. Франк-Каменецкий, ЖЭТФ **42**, 875 (1962) [JETP **15**, 607 (1962)].
40. В. С. Имшенник, В. М. Чечеткин, Астрон. ж. **47**, 929 (1970) [Sov. Astron. **14**, 747 (1971)].
41. Г. С. Бисноватый-Коган, М. А. Рудзский, З. Ф. Сеидов, ЖЭТФ **67**, 1621 (1974) [JETP **40**, 806 (1975)].
42. P. Haensel and J. L. Zdunik, Astron. Astrophys. **480**, 459 (2008).
43. L. Bildsten, Astrophys. J. **501**, L89 (1998).
44. M. A. Rudzkii and Z. F. Seidov, Astron. Zh. **51**, 936 (1974) [Sov. Astron. **18**, 551 (1975)].
45. М. М. Баско, М. А. Рудзский, З. Ф. Сеидов, Астрофизика **16**, 321 (1980) [Astrophysics **16**, 192 (1980)].
46. А. Г. Аксенов, В. М. Чечеткин, Астрон. ж. **93**, 642 (2016) [Astron. Rep. **60**, 655 (2016)].
47. H. A. Bethe, Rev. Mod. Phys. **62**, 801 (1990).
48. Г. С. Бисноватый-Коган, Письма в астрон. ж. **13**, 1014 (1987) [Sov. Astron. Lett. **13**, 427 (1987)].
49. Г. С. Бисноватый-Коган, Н. Р. Иксанов, Астрон. ж. **94**, 275 (2014) [Astron. Rep. **58**, 217 (2014)].
50. G. S. Bisnovatyi-Kogan, *Handbook of Supernovae*, Springer Int. Publ. AG, 1401 (2017).