

ЛЕГКИЕ НЕЙТРАЛЬНЫЕ КЛАСТЕРЫ В ВЕЩЕСТВЕ СВЕРХНОВОЙ

© 2019 г. И. В. Панов^{1),2)*}, А. В. Юдин^{1),2)**}

Поступила в редакцию 26.12.2018 г.; после доработки 26.12.2018 г.; принята к публикации 26.12.2018 г.

В настоящей работе обсуждается роль слабосвязанных нейтральных кластеров, таких как динейтрон и тетранейтрон, в веществе высокой плотности и температуры. В таких условиях, характерных для ядер коллапсирующих сверхновых звезд, время жизни мультинейтронов может оказаться достаточным для того, чтобы оказать заметное влияние на формирование химического состава. Рассмотрено влияние их энергии связи и других ядерных характеристик на величину рассматриваемого эффекта.

DOI: 10.1134/S0044002719040160

1. ВВЕДЕНИЕ

Возможное участие легких нейтроноизбыточных ядер (кластеров) в астрофизическом нуклеосинтезе рассматривалось разными авторами, см., например, [1] и [2]. Недавно в [3] была выявлена неожиданно высокая концентрация таких легких кластеров, как ${}^4\text{H}$ и ${}^8\text{He}$ в центральной части ядер коллапсирующих звезд. Эти результаты получили независимое подтверждение в работе [4]. В настоящей статье основное внимание будет уделено возможной роли динейтрона и тетранейтрона в условиях высоких температур и плотности, а также значительной нейтронизации вещества, характерных для сверхновых.

Динейтрон и тетранейтрон — возможные квазисвязанные состояния нескольких нейтронов [5]. Кратковременно существующее слабосвязанное (с энергией связи порядка ~ 70 кэВ) состояние двух нейтронов — динейтрон, может возникать вследствие взаимодействия магнитных моментов нейтронов, например, в (T, p) -реакциях, когда тритон передает два своих нейтрона ядру-мишени, или в других реакциях с тритием или дейтерием (T, T) , (D, T) , (D, n) . Время жизни динейтрона порядка ядерного, и, по-видимому [6], он может существовать как резонанс или слабосвязанная система в зоне действия ядерных сил: в нейтронных гало сильнонейтроноизбыточных ядер [6–10] или в коре нейтронных звезд. Некоторые работы отмечают возможность эмиссии двух нейтронов не только

последовательно, но и в виде кластера (динейтрон) [11] при бета-распаде сильнонейтроноизбыточных ядер, когда энергетически выгодна эмиссия нескольких нейтронов. Два нейтрона также могут быть связаны в нейтронном гало легких ядер [7].

Впервые, по-видимому, эксперимент по поиску динейтрона был проведен в 1948 г. [12, 13]. Тогда же были сделаны и первые оценки энергии связи динейтрона: $Q_{2n} \sim 0.7 \pm 0.2$ МэВ, и оценено его время жизни относительно бета-распада. Эксперименты по поиску динейтронов проводились с помощью различных реакций слияния легких [14–18] и распада тяжелых [19] ядер. Так, в [20] было сообщено о регистрации динейтрона при распаде ядра ${}^{16}\text{Be}$ (при распаде которого эмиссия одного нейтрона невозможна), основанном на регистрации двух запаздывающих нейтронов, испущенных под малым углом.

Кроме динейтрона и тетранейтрона (см. [5, 21–23] и цитированную там литературу) обсуждаются и другие возможные слабосвязанные мультинейтронные состояния [19, 23–25]. Сегодня нет однозначного ответа, существует ли тетранейтрон в резонансном или связанном состоянии. В настоящее время ведутся эксперименты по наблюдению тетранейтрона в основном в трех реакциях: i) при вынужденном делении ${}^{238}\text{U}$ [26]; ii) в реакции развала ${}^{14}\text{Be}$ на ${}^{10}\text{Be}$ и 4n [27]. Эксперимент подтвержден расчетами [28, 29]; и iii) в реакции ${}^4\text{He}({}^8\text{He}, {}^8\text{Be}){}^4n$ [30]. Однако теоретические расчеты на основе современных моделей двух- и трехнуклонного взаимодействия не дают однозначного ответа о существовании тетранейтрона [28]. Если экспериментальные результаты [27, 30] вместе с полученными свидетельствами [19, 31] в поддержку существования нейтральных кластеров с числом нейтронов не меньше шести будут подтверждены,

¹⁾НИЦ “Курчатовский институт” — ИТЭФ, 117218, Москва, Россия.

²⁾Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, 123182, Москва, Россия.

*E-mail: Igor.Panov@itep.ru

**E-mail: Yudin@itep.ru

это заставит пересмотреть современные теоретические модели ядерных сил [32].

Когда и где эти слабосвязанные состояния могут проявляться? В различных условиях на результаты нуклеосинтеза (от первичного до равновесного) реакции с динейтроном (также как и с другими нейтральными кластерами) могут оказывать заметное влияние, меняя выход образующихся нуклидов: ${}^2n(p, n)D$, $D({}^2n, n)T$, ${}^3\text{He}({}^2n, n){}^4\text{He}$, ${}^3\text{He}({}^2n, D)T$ и ${}^7\text{Be}({}^2n, n){}^4\text{He}$. Из рассмотрения реакций с участием динейтрона в первичном нуклеосинтезе было установлено [2], что даже если вариации фундаментальных констант (например, массы пиона) и приводили к изменению энергии связи динейтрона, эта энергия не превышала 2.5 МэВ в первые минуты после Большого взрыва. Иначе наблюдающееся обилие гелия и дейтерия во Вселенной было бы иным.

В настоящей статье нами будет описано уравнение состояния (разд. 2) и рассмотрена роль нейтронных кластеров в формировании химсостава плотного и горячего звездного вещества сверхновой (разд. 3). Мы обсудим те параметры, потенциальное влияние мультинейтронов на которые может быть особенно сильно (разд. 4). Также будет определена зависимость результатов от энергии связи рассматриваемых мультинейтронов (разд. 5).

2. УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ВЕЩЕСТВА

Для расчета свойств и химсостава вещества сверхновой мы используем два уравнения состояния (УрС), подробно описанных в работах [33, 34]. Оба они основываются на использовании приближения ядерного статистического равновесия (ЯСР), справедливого при температурах $T \gtrsim 3 \times 10^9$ К. При этих условиях все прямые и обратные ядерные реакции находятся в равновесии, и химический потенциал произвольного ядра с массовым числом A и зарядом Z просто выражается через химпотенциалы нейтронов μ_n и протонов μ_p :

$$\mu_{A,Z} = (A-Z)\mu_n + Z\mu_p. \quad (1)$$

В уравнении состояния Надежина и Юдина ([33], в дальнейшем УрС NY) ядра рассматриваются как идеальный бозе-газ, а нейтроны и протоны — как ферми-газ с произвольной степенью вырождения. Для ядер учитываются внутренние степени возбуждения: низколежащие, известные из эксперимента уровни — в явном виде, сильно возбужденные состояния — через модель ферми-газа. В расчет включено порядка 400 ядер, в основном ядер железного пика и легких элементов.

В уравнении состояния Блинникова и др. ([34], в дальнейшем УрС BPRS), кроме того, добавлен учет эффектов неидеальности вещества: кулоновского взаимодействия и взаимодействия ядер

с окружающими их свободными нуклонами. Последний эффект становится особенно важен при больших плотностях. Статистические суммы ядер (для учета возбужденных уровней) вычисляются согласно [35]. Всего в явном виде в расчет включено порядка 4500 ядер.

Специально отметим, что сильно нейтроноизбыточные изотопы водорода и гелия, которые, как было найдено в [3, 4], могут быть обильны при высоких плотностях и температурах, характерных для коллапсирующих ядер сверхновых, не были включены в расчет в вышеописанных УрС. Это было сделано для того, чтобы показать эффект от мультинейтронов в сравнении со “стандартными” наборами ядер.

Для нахождения равновесного химсостава необходимо решить систему уравнений относительно концентраций компонентов n_i :

$$\begin{cases} \sum_i n_i A_i = n_b, \\ \sum_i n_i Z_i = n_e, \end{cases} \quad (2)$$

где суммирование идет по всем ядрам (включая и свободные нуклоны), A_i — массовое число, а Z_i — заряд ядра. Далее, $n_b \equiv \rho/m_u$ есть концентрация барионов (ρ — плотность вещества, а m_u — атомная единица массы) и, таким образом, первое уравнение в (2) представляет собой условие сохранения барионного числа. Во втором уравнении из (2) n_e — концентрация электронов, таким образом, это есть условие электронейтральности вещества. Удобно ввести безразмерную концентрацию (долю) электронов Y_e согласно определению $Y_e \equiv n_e/n_b$. В веществе с равным числом нейтронов и протонов (гелий ${}^4\text{He}$, углерод ${}^{12}\text{C}$ и т.д.) $Y_e = \frac{1}{2}$, для железа ${}^{56}\text{Fe}$ $Y_e = \frac{26}{56}$. Зафиксируем теперь значение температуры T , плотности ρ и электронную долю Y_e . Тогда мы можем решить систему двух уравнений (2) относительно двух переменных μ_n и μ_p . С их помощью через соотношения (1) мы найдем химпотенциалы, а значит и концентрации всех остальных компонент. Химсостав вещества определен. Таким образом, в условиях ЯСР уравнение состояния полностью определяется заданием трех параметров $\{T, \rho, Y_e\}$.

3. “СТАНДАРТНЫЙ” РАСЧЕТ КОНЦЕНТРАЦИЙ

Пример расчета согласно УрС NY со стандартным набором ядер показан на рис. 1. Для иллюстрации мы выбрали момент времени, когда плотность в центре коллапсирующего ядра звезды достигла значения примерно $\rho \approx 3 \times 10^{13}$ г см⁻³.

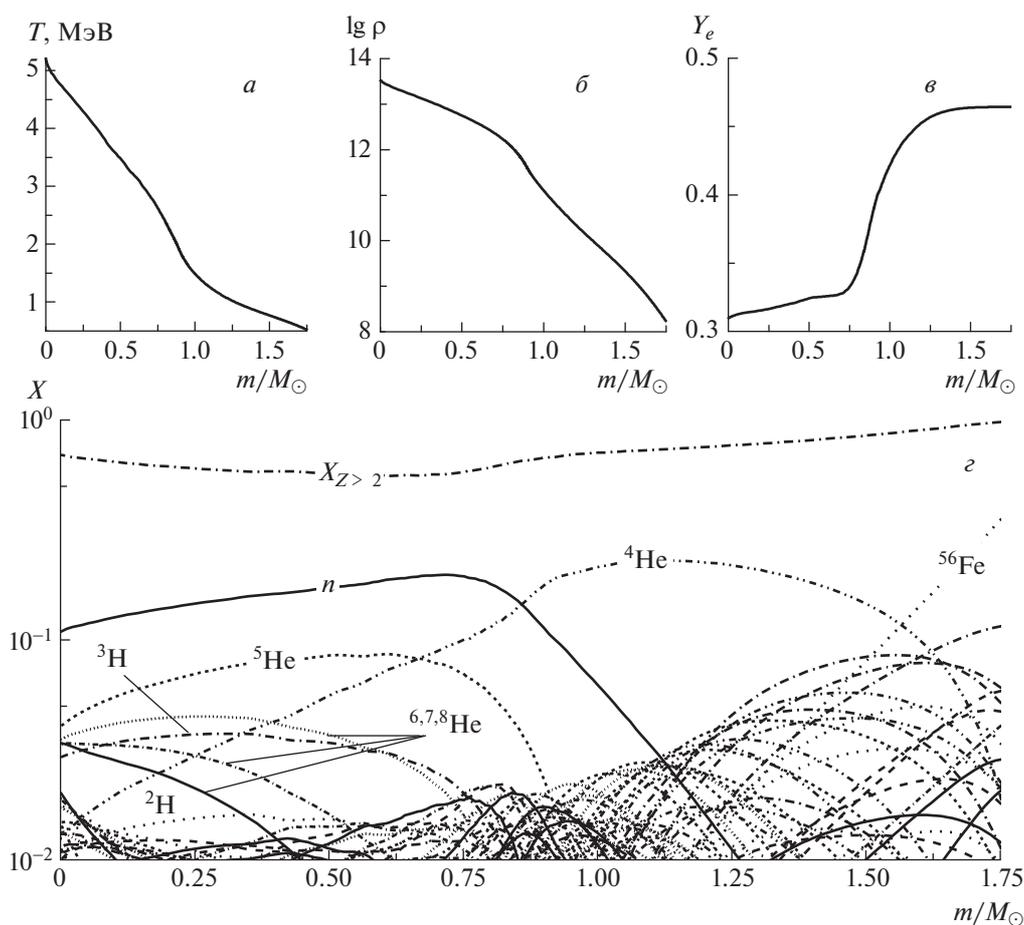


Рис. 1. Зависимость температуры T (а), логарифма плотности ρ (б) и доли электронов Y_e (в) от массовой координаты m в веществе коллапсирующего ядра сверхновой звезды за время $t \approx 1$ мс до остановки коллапса. з — Весовые доли изотопов X_i (где название изотопа указано как шифр кривых) для УрС NY со стандартным набором ядер в зависимости от массовой координаты.

При этом до момента остановки коллапса (так называемого “отскока” ядра) остается порядка 1 мс. Мы выбрали этот момент коллапса и соответствующие ему профили распределения термодинамических параметров в ядре звезды (о деталях расчета см. [36]) в качестве характерного примера, позволяющего рассмотреть все особенности распределения химсостава вещества. При больших плотностях вещество становится значительно неидеальным из-за сильного ядерного взаимодействия между его компонентами и рассматриваемые нами уравнения состояния становятся неточны. При плотности $\rho \simeq 10^{14}$ г см⁻³ ядра исчезают и происходит фазовый переход к однородному ядерному веществу. При этом “жесткость” уравнения состояния значительно возрастает, процесс коллапса в центральной части ядра звезды резко тормозится, и формируется расходящаяся ударная волна, которая и должна, в конечном итоге, привести к выбросу оболочки звезды — *взрыву сверхновой*.

На рис. 1а, 1б и 1в показаны распределения

температуры T (в единицах МэВ, 1 МэВ соответствует примерно 11.6×10^9 К), логарифма плотности $\lg \rho$ (плотность в единицах г см⁻³) и доли электронов Y_e в веществе как функции массовой координаты m (M_\odot — масса Солнца, $m = 0$ соответствует центру звезды). На рис. 1з показан химсостав вещества (X — весовая доля элемента) в тот же момент времени. Безразмерные концентрации так же, как для электронов, определяются как отношение $Y_i \equiv n_i/n_b$, где n_i — концентрация элемента. Весовая доля X_i для элемента с массовым числом A_i естественно связана с его концентрацией: $X_i = Y_i A_i$. Штрихпунктирной линией, отмеченной символом $X_{Z>2}$, показана суммарная весовая доля всех ядер с $Z_i > 2$. Как следует из первого уравнения в (2), величины X_i удовлетворяют условию нормировки $\sum_i X_i = 1$, где сумма берется по всем ядрам и свободным нуклонам.

При больших значениях координаты m видны остатки первоначального железного ядра звезды. По мере роста плотности и температуры при

движении к центру происходит диссоциация ядер железного пика на все более легкие элементы, нуклоны и α -частицы. Кроме того, при этом происходит значительная нейтронизация вещества (что соответствует падению величины Y_e до значения порядка 0.3 в центре), сопровождающаяся появлением и увеличением количества нейтроноизбыточных изотопов химических элементов. Также растет концентрация свободных нейтронов. Следует отметить, что, хотя изотопы легких элементов имеют в центральной части ядра большие *индивидуальные* концентрации (весовые доли), суммарная весовая доля тяжелых элементов (штрихпунктирная линия) превалирует и здесь.

4. РАСЧЕТ С УЧЕТОМ МУЛЬТИНЕЙТРОНОВ

Отложив пока дискуссию (см. разд. 6 ниже) о правомерности включения несвязанных состояний с отрицательной энергией связи — динейтрона и тетранейтрона — в расчет уравнения состояния в приближении ЯСР, учтем эти нейтральные кластеры при расчете УрС и рассмотрим получившиеся результаты. Мы будем использовать значение 0 для спина основного состояния обоих кластеров, причем для динейтрона энергия связи $Q_{2n} = -66$ кэВ, для тетранейтрона $Q_{4n} = -0.8$ МэВ [29].

Сравнение полученных результатов для двух рассматриваемых уравнений состояния приведено на рис. 2. Рисунки 2а, 2в относятся к УрС NY, 2б, 2г — к УрС BPRS. Момент времени и условия те же, что и на рис. 1. Рисунки 2а, 2б показывают распределение весовых долей легких компонент вещества с $Z_i \leq 2$ (в частности ди- и тетранейтрона, показанных жирными сплошной и штриховой кривыми соответственно) в центральной части ядра с $0 \leq m/M_\odot \leq 1$. Во внешней области учет мультинейтронов не приводит ни к каким заметным изменениям. Как видно, в области $m/M_\odot \lesssim 1$ (что соответствует, согласно рис. 1, плотности $\rho \gtrsim 10^{11}$ г см⁻³) динейтроны оказываются по крайней мере так же обильны, как и другие легкие ядра, а в центральной части ядра звезды даже находятся на втором месте после свободных нейтронов. Тетранейтроны же представляются менее значимыми, хотя их вклад быстро растет с плотностью. В принципе, несмотря на различия в деталях, два довольно разных УрС, используемых нами, дают в этом отношении согласованную картину.

Перейдем теперь к рис. 2в, 2г. На них для этой же области ядра звезды сравнивается поведение нескольких суммарных величин УрС, рассчитанных со стандартным набором ядер (тонкие кривые) и набором, расширенным включением мультинейтронов (жирные). Напомним, что число включенных в расчет ядер сильно различается для двух

рассматриваемых УрС. Начнем с величины, уже встречавшейся нам ранее на рис. 1: штрихпунктирной кривой показана суммарная весовая доля всех “тяжелых” ядер с $Z_i > 2$, умноженная на 100 для удобства отображения на графике. Видно, что включение мультинейтронов приводит к некоторому уменьшению (порядка 7% для NY и 5% для УрС BPRS) доли тяжелых ядер. Символами A и Z (сплошная и штриховая кривые) показаны их среднее массовое число и средний заряд соответственно. Усреднение производится согласно правилу (см., например, [37])

$$\langle A \rangle \equiv \frac{\sum_{Z>2} A_i n_i}{\sum_{Z>2} n_i}, \quad \langle Z \rangle \equiv \frac{\sum_{Z>2} Z_i n_i}{\sum_{Z>2} n_i}. \quad (3)$$

Из рисунков также ясно, что влияние мультинейтронов приводит к некоторому уменьшению (порядка 5%) значений среднего заряда и массы тяжелых ядер. Причем здесь нужно отметить два момента: во-первых, включение мультинейтронов влияет на эти величины опосредованно, так как в обоих случаях (расчеты с и без 2n и 4n) усреднение проводится по одному и тому же набору ядер (с $Z_i > 2$). Во-вторых, следует отметить значительную разницу в величинах $\langle A \rangle$ и $\langle Z \rangle$ для двух УрС. Если для УрС NY средний заряд в центральной области чуть больше 10, а масса порядка 30, то для УрС BPRS $\langle Z \rangle \sim 40$, а $\langle A \rangle \gtrsim 100$. Это связано с тем, что в УрС NY используется сильно ограниченная область ядер — в нее включены только ядра с $Z < 36$ и $A < 83$. Поэтому равновесный химсостав при больших плотностях здесь представляет собой смесь ядер железного пика и легких нейтроноизбыточных элементов. Область рассматриваемых в УрС BPRS ядер не только в 10 раз больше, но и включает тяжелые нейтроноизбыточные ядра, которые и превалируют при больших плотностях, приводя к значительно бóльшим $\langle A \rangle$ и $\langle Z \rangle$. Здесь важно то, что два УрС с таким разным базовым химсоставом и разной микрофизикой дают качественно идентичные предсказания о поведении мультинейтронов в рассматриваемой области.

Последней суммарной величиной, чье поведение отображено на рис. 2 точечной кривой с символом σ , является выражение:

$$\sigma \equiv \sum_{\text{all}} Y_i A_i^2 = \sum_{\text{all}} X_i A_i, \quad (4)$$

где суммирование ведется по всем ядрам, свободным нуклонам и мультинейтронам, если они есть. Особое внимание к этой величине мотивируется следующими соображениями: в процессе коллапса ядра звезды основную роль переносчика энергии играют нейтрино. Именно интенсивные потоки нейтрино всех сортов уносят основную долю (порядка 99%) всей выделившейся энергии. На долю же

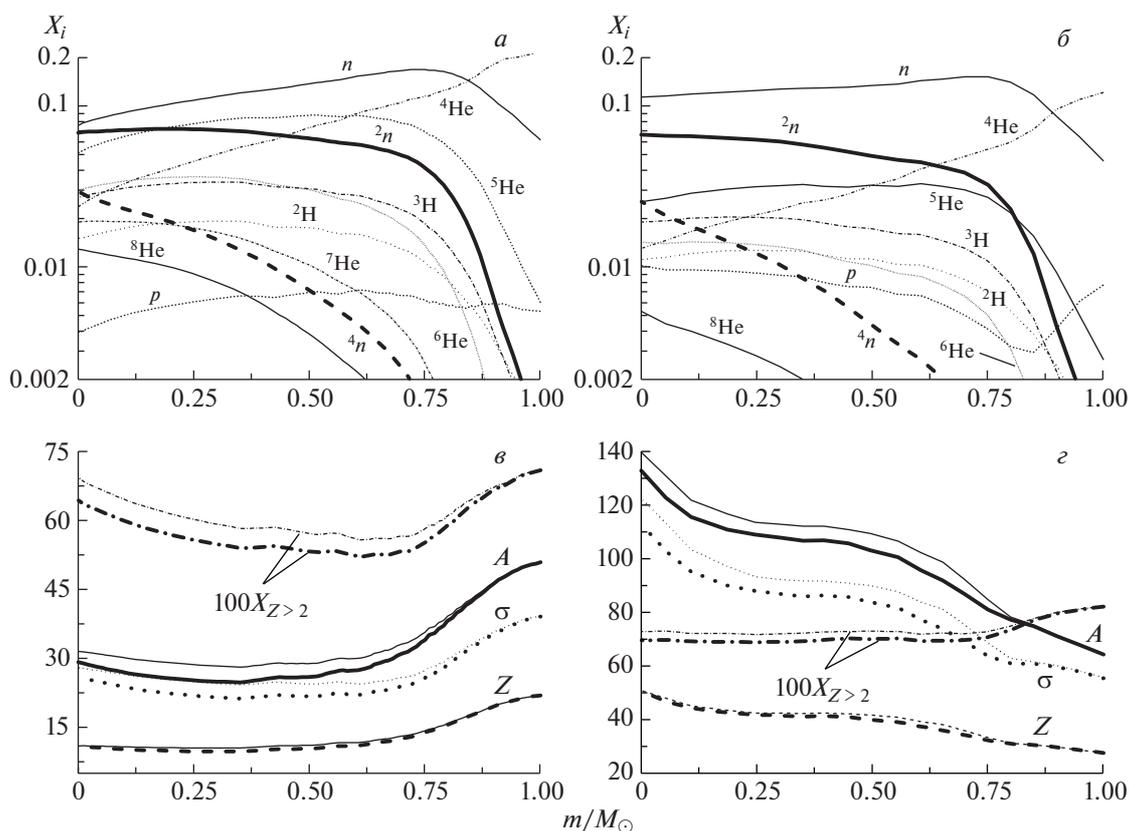


Рис. 2. *а, б* — Весовые доли X_i легких элементов с $Z \leq 2$ и мультинейтроны (жирные кривые) как функции массовой координаты m в центральной части коллапсирующего ядра в тот же момент времени, что и на рис. 1. Шифр кривых — название изотопа. *в, г* — Различные интегральные величины УрС: средние значения массового A и зарядового Z чисел, значение относительного сечения когерентного рассеяния нейтрино на ядрах σ (подробно смотри в тексте) и весовая доля элементов с $Z > 2$ (как без учета 2n и 4n — тонкие кривые, так и с их учетом — жирные кривые). Результаты получены на основе УрС NY (*а, в*) и УрС BPRS (*б, г*).

энергии разлетающейся оболочки звезды и потока фотонов, собственно и наблюдаемых нами как вспышка сверхновой, остается, таким образом, менее процента. Оказывается, что одним из основных процессов взаимодействия нейтрино с веществом в рассматриваемых условиях является когерентное рассеяние нейтрино на ядрах. Его сечение σ_{cs} примерно пропорционально квадрату массового числа ядра: $\sigma_{cs}(A) \propto A^2$. Усреднение этого сечения по химсоставу вещества и приводит к величине σ из (4). В отличие от $\langle A \rangle$ и $\langle Z \rangle$ тяжелых ядер, рассмотренных выше, параметр σ включает и непосредственный вклад от мультинейтронов. Как видно, относительное уменьшение σ также невелико, хотя и достигает местами 10%.

Резюмируя этот раздел, можно сказать, что влияние 2n и 4n на суммарные величины УрС относительно мало, но, возможно, последовательный учет и других сверхтяжелых легких изотопов приведет к некоторым заметным изменениям если не в динамике коллапса, то в процессах генерации

и распространения нейтрино и может сказаться на химическом составе в период после “отскока” ядра.

5. ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ К ПАРАМЕТРАМ

В связи с тем, что точное значение параметров мультинейтронов неизвестно, важным является вопрос о чувствительности полученных результатов к конкретным их значениям, в первую очередь к величине энергии связи. Для ответа на этот вопрос мы провели следующий расчет с использованием УрС BPRS. Для конкретного значения термодинамических параметров: $T = 4$ МэВ, $\rho = 10^{13}$ г см $^{-3}$ и $Y_e = 0.32$ (что примерно соответствует условиям на рис. 1 при $m \approx 0.34 M_\odot$) был рассчитан химсостав вещества для разных используемых значений энергий связи 2n и 4n . Результаты представлены на рис. 3. Показаны весовые доли легких ядер с $Z \leq 2$ и суммарная весовая доля тяжелых $X_{Z>2}$ как функции от энергии связи динейтрона Q_{2n} (рис. 3а) и тетранейтрона Q_{4n} (рис. 3б). Отрицательная энергия связи соответствует, естественно, несвязанному состоянию. Заметим здесь, кстати, что

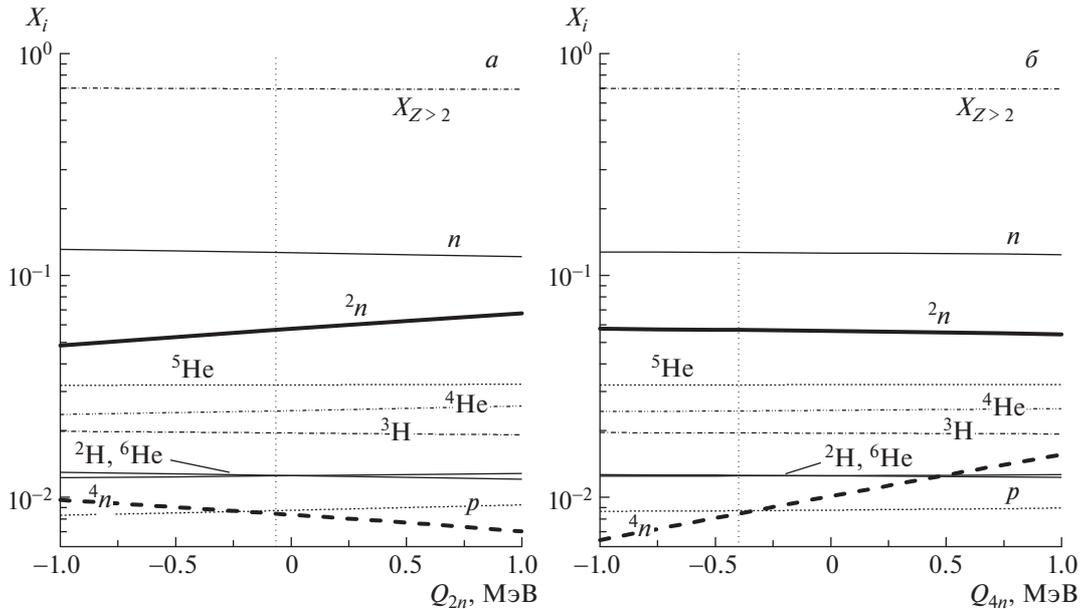


Рис. 3. Весовые доли легких ядер с $Z \leq 2$ и суммарная весовая доля тяжелых $X_{Z>2}$ как функции от энергии связи динейтрона Q_{2n} (а) и тетранейтрона Q_{4n} (б). Расчет согласно УрС BPRS, термодинамические параметры: $T = 4$ МэВ, $\rho = 10^{13}$ г см $^{-3}$, $Y_e = 0.32$.

эксперимент [10] показывает, что легкие ядра более связаны, чем прогнозирует теория. Мы варьировали энергию связи 2n в диапазоне $-1 \leq Q_{2n} \leq 1$ МэВ, а 4n в диапазоне $-2 \leq Q_{4n} \leq 2$ МэВ, их “общепринятые” значения ($Q_{2n} = -0.066$ МэВ и $Q_{4n} = -0.8$ МэВ) показаны вертикальными точечными линиями. Как видно, влияние чрезвычайно умеренное, наиболее выражено для тетранейтрона, причем вариация энергии связи влияет в первую очередь на сами мультинейтроны, концентрации остальных компонент остаются практически неизменными. Можно, таким образом, сделать вывод о слабой чувствительности расчетной концентрации мультинейтронов к конкретным значениям энергии связи при заданных температуре и плотности. Это не удивительно: мультинейтроны появляются в веществе только при больших значениях плотности и температуры ($T = 4$ МэВ в рассматриваемом примере). Все термодинамические величины зависят только от отношения энергии связи к температуре $q \equiv Q/T$, причем в рассматриваемом диапазоне изменений $|q| < 1$ — малый параметр со значениями в окрестности нуля.

6. ОБСУЖДЕНИЕ

Взрыв массивной звезды как сверхновой инициируется гравитационным коллапсом ее проэволюционировавшего ядра. Один из возможных механизмов взрыва основывается на переносе энергии от горячей протонейтронной звезды (ПНЗ) в слой над ее поверхностью. Эта выделившаяся из ядра

энергия приводит к сбросу оболочки [38, 39]. По мере развития взрыва также происходит делептонизация вещества ПНЗ путем излучения нейтрино на масштабе времени порядка 10–30 с [40]. Большая часть нейтрино излучается на этой стадии и крайне важно определить спектр излученных нейтрино и их светимость. Одновременно во время этой фазы взрыва под действием нейтринного нагрева поверхности ПНЗ в процессе делептонизации [41] происходит истечение вещества, образующего так называемый горячий ветер. В этом ветре создаются условия для развития нуклеосинтеза тяжелых элементов, образующихся под действием нейтронов. Поэтому очень важно правильно рассчитать перенос нейтрино, что позволит описать процесс делептонизации [42]. Для этого требуется адекватное уравнение состояния вещества и реалистичные скорости реакций [43]. Важность учета легких кластеров, таких как дейтерий и тритий ${}^2,3\text{H}$, гелий ${}^3,4\text{He}$ и т.д. при расчете уравнения состояния вещества обсуждается уже достаточно давно (см., например, [44, 45] и ссылки там), однако рассмотренная нами “экзотическая” возможность учета мультинейтронов нигде, насколько мы знаем, не обсуждалась.

Обсудим известные экспериментальные данные по мультинейтронам. Используемое нами значение энергии связи динейтрона отрицательно ($Q_{2n} = -0.066$ МэВ [5]). Исходя из согласия расчетов и наблюдений при моделировании первичного нуклеосинтеза в Большом взрыве [2], энергия связи динейтрона ограничена сверху значением 2.5 МэВ.

А исследования упругого рассеяния нейтрона на дейтроне (n , D) [46] позволяют сделать заключение, что доступные данные несовместимы с существованием динейтрона с энергией связи более 100 кэВ. Тетранейтрон, согласно большому количеству работ [28, 30], имеет скорее положительную энергию связи, меньшую 3.1 МэВ [27], и наряду с динейтроном может изменить не только состав вещества во время коллапса, приводя к несколько иному начальному составу для последующих альфа-процесса или γ -процесса, но и оказать влияние на прозрачность нейтриносферы. Поэтому выбранный нами диапазон значений энергии связи для динейтрона и тетранейтрона (см. рис. 3) отражает современные оценки этих величин.

Вещество в центральных областях коллапсирующих звездных ядер находится в условиях ядерного статистического равновесия, когда все прямые и обратные реакции находятся в равновесии. При этом полагается, что в расчет должны включаться все возможные состояния, как связанные, так и имеющие резонансный характер, лежащие в континууме. Время жизни мультинейтронов ($10^{-12} - 10^{-21}$ с, по-видимому, достаточно для рассмотрения возможности участия данных состояний в определении характеристик горячей и плотной астрофизической ядерной плазмы. Обсудим этот вопрос чуть подробнее. Пусть время жизни мультинейтрона есть τ . Скорость его распада тогда n_{mn}/τ , где n_{mn} — его равновесная концентрация. Мультинейтрон может создаваться, например, в различных реакциях столкновения, т.е. скорость его генерации есть $n_i n_j \langle \sigma v \rangle$, где $n_{i,j}$ — концентрации сталкивающихся частиц, v — их относительная скорость, а σ — сечение процесса. Таких реакций много, и каждая дает свой вклад в генерацию мультинейтрона. Аналогичными реакциями, приводящими к разрушению мультинейтрона мы для простоты пренебрежем, получив, таким образом, оценку “сверху” на его распространенность. Для характерных значений термодинамических параметров в области нашего интереса (см. рис. 1) примем $T \simeq 5$ МэВ, $\rho \simeq 10^{13}$ г см $^{-3}$. Скорость есть $v \simeq \sqrt{kT/m_u}$. Тогда из баланса реакций можно оценить по порядку величины массовую долю мультинейтрона в равновесии как:

$$X_{\text{mn}} \simeq 10^{22} \cdot \tau(\text{с}) \rho_{13} \sqrt{T_5} \sum_{i,j} Y_i Y_j \sigma_b(i,j), \quad (5)$$

где $\rho_{13} \equiv \rho \times 10^{-13}$, $T_5 \equiv kT/5$ МэВ, а сечения σ_b измеряются в барнах. Сумма в (5) берется по всем каналам генерации мультинейтрона. Приведенные оценки времен жизни совместимы (в зависимости от величин сечений и времени жизни) с возможностью значимого вклада мультинейтронов в химсостав вещества сверхновой в рассматриваемых условиях.

Нами было показано, что в плазме вещества сверхновых звезд при высоких плотностях и температурах и сильной нейтронизации вещества может оказаться значима роль не только нейтроноизбыточных изотопов водорода и гелия [3, 4] (которые в данные расчеты включены не были), но и легких чисто нейтронных кластеров, тем более что мультинейтронные системы при числе нейтронов, равном шести и более [10, 19], могут быть связаны. Причем важно, что распространенность легких нейтронных кластеров незначительно меняется при изменении энергии связи на сотни кэВ как для слабосвязанных состояний, так и квазистабильных состояний, возможно реализующихся на поверхности ПНЗ. Мы хотим в заключение подчеркнуть, что приведенные здесь расчеты лишь указывают на возможность и потенциальную важность “экзотических” мультинейтронных состояний при расчете УрС сверхновой. Вопрос об их реальном вкладе должен решаться исходя из новых теоретических и экспериментальных данных о соответствующих временах жизни и сечениях процессов генерации (см. формулу (5)).

Авторы благодарны Д.К. Надёжину и С.И. Блинникову за участие в обсуждении результатов и интерес к работе, А.Г. Дорошкевичу за полезные замечания и проекту РФФИ № 18-29-21019 мк за поддержку.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. T. Fischer, G. Martínez-Pinedo, M. Hempel, L. Huther, G. Röpke, S. Typel, and A. Lohs, EPJ Web Conf. **109**, 06002 (2016).
2. J. P. Kneller and Gail C. McLaughlin, Phys. Rev. D **70**, 043512 (2004).
3. A. V. Yudin, M. Hempel, S. I. Blinnikov, D. K. Nadyozhin, and I. V. Panov, MNRAS **483**, 5426 (2019).
4. Ad. R. Raduta and F. Gulminelli, Nucl. Phys. A **983**, 252 (2019).
5. А. И. Базь, В. И. Гольданский, Я. Б. Зельдович, УФН **85**, 445 (1965) [Sov. Phys. Usp. **8**, 177 (1965)].
6. Ю. Э. Пенионжквич, ЯФ **79**, 362 (2016) [Phys. At. Nucl. **79**, 549 (2016)].
7. Ю. Э. Пенионжквич, Вестн. Межд. Акад. Наук (Рус. Секц.) **1**, 43 (2015).
8. M. V. Zhukov, B. V. Danilin, D. V. Fedorov, J. M. Bang, I. J. Thompson, and J. S. Vaagen, Phys. Rev. **231**, 151 (1993).
9. Л. В. Григоренко, М. С. Головков, С. А. Крупко, С. И. Сидорчук, Г. М. Тер-Акопьян, А. С. Фомичёв, В. Худоба, УФН **196**, 337 (2016) [Phys. Usp. **59**, 321 (2016)].
10. Ю. Э. Пенионжквич, ЭЧАЯ **43**, 876 (2012) [Phys. Part. Nucl. **43**, 452 (2012)].
11. Yu. S. Lyutostansky, V. K. Sirotkin, and I. V. Panov, Phys. Lett. B **161**, 9 (1985).
12. N. Feather, Nature **162**, 213 (1948).

13. D. N. Kundu and M. L. Pool, *Phys. Rev.* **73**, 22 (1948).
14. B. L. Cohen and T. H. Handley, *Phys. Rev.* **92**, 101 (1953).
15. K. K. Seth and B. Parker, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2448 (1991).
16. R. Alzetta, G. C. Ghirardi, and A. Rimini, *Phys. Rev.* **131**, 1740 (1963).
17. С. Б. Борзаков, Ц. Пантелеев, А. В. Стрелков, *Письма в ЭЧАЯ*, № 2, 45 (2002).
18. F. Kobayashi and Y. Kanada-En'yo, in *Proceedings of the 12th Asia Pacific Physics Conference (APPC12)* (2014).
19. V. M. Bystritsky, G. N. Dudkin, S. I. Kuznetsov, V. A. Varlachev, and V. N. Padalko, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **834**, 164 (2016).
20. A. Spyrou, Z. Kohley, T. Baumann, D. Bazin, B. A. Brown, G. Christian, P. A. DeYoung, J. E. Finck, N. Frank, E. Lunderberg, S. Mosby, W. A. Peters, A. Schiller, J. K. Smith, J. Snyder, M. J. Strongman, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 102501 (2012).
21. K.-H. Sun, F. A. Peczak, and A. J. Allen, *Phys. Rev.* **85**, 5, 942 (1952).
22. C. A. Bertulani and V. Zelevinsky, *Nature* **532**, 448 (2016).
23. R. Ya. Kezerashvili, arXiv: 1608.00169; APS April Meeting, J2.005 (2017).
24. К. А. Гриднев, В. Н. Тарасов, Д. К. Гриднев, В. Грайнер, Х. Виньяс, *Письма в ЖЭТФ* **102**, 357 (2015) [*JETP Lett.* **102**, 321 (2015)].
25. P. Maris, J. P. Vary, S. Gandolfi, J. Carlson, and S. C. Pieper, *Phys. Rev. C* **87**, 054318 (2013).
26. V. A. Ageev, I. N. Vishnevskii, V. I. Gavriluk, V. A. Zheltonozhskii, A. P. Lashko, and N. V. Stril'chuk, *Ukr. J. Phys.* **31**, 1771 (1986).
27. F. M. Marqués *et al.*, *Phys. Rev. C* **65**, 044006 (2002).
28. A. M. Shirokov, G. Papadimitriou, A. I. Mazur, I. A. Mazur, R. Roth, and J. P. Vary, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 182502 (2016).
29. A. V. Belyakov, *Lett. Progr. Phys.* **13**, 123 (2017).
30. K. Kisamori, S. Shimoura, H. Miya, S. Michimasa, S. Ota, M. Assie, H. Baba, T. Baba, D. Beaumel, M. Dozono, T. Fujii, N. Fukuda, S. Go, F. Hammache, E. Ideguchi, N. Inabe, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 052501 (2016).
31. Б. Г. Новацкий, С. Б. Сакута, Д. Н. Степанов, *Письма в ЖЭТФ* **98**, 747 (2014) [B. G. Novatsky, S. B. Sakuta, and D. N. Stepanov, *JETP Lett.* **98**, 656 (2014)].
32. E. Hiyama, R. Lazauskas, J. Carbonell, and M. Kamimura, *Phys. Rev. C* **93**, 044004 (2016).
33. Д. К. Надежин, А. В. Юдин, *Письма в Астрон. журн.* **30**, 697 (2004) [D. K. Nadyozhin and A. V. Yudin, *Astron. Lett.* **30**, 634 (2004)].
34. S. I. Blinnikov, I. V. Panov, M. A. Rudzsky, and K. Sumiyoshi, *Astron. Astrophys.* **535**, A37 (2011).
35. C. A. Engelbrecht and J. R. Engelbrecht, *Ann. Phys. (N.Y.)* **207**, 1 (1991).
36. А. В. Юдин, Дис. ... канд. физ.-мат. наук, ИТЭФ (Москва, 2009).
37. M. Hempel and J. Schaffner-Bielich, *Nucl. Phys. A* **837**, 210 (2010).
38. H.-Th. Janka, K. Langanke, A. Marek, G. Martínez-Pinedo, and B. Müller, *Phys. Rep.* **442**, 38 (2007).
39. H.-Th. Janka, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **62**, 407 (2012).
40. J. A. Pons, S. Reddy, M. Prakash, J. M. Lattimer, and J. A. Miralles, *Astrophys. J.* **513**, 780 (1999).
41. G. Martínez-Pinedo, T. Fischer, A. Lohs, and L. Huther, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 251104 (2012).
42. T. Fischer, S. C. Whitehouse, A. Mezzacappa, F.-K. Thielemann, and M. Liebendörfer, *Astron. Astrophys.* **517**, A80 (2010).
43. L. F. Roberts, S. Reddy, and G. Shen, *Phys. Rev. C* **86**, 065803 (2012).
44. M. Hempel, T. Fischer, J. Schaffner-Bielich, and M. Liebendörfer, *Astrophys. J.* **748**, 70 (2012).
45. T. Fischer, M. Hempel, I. Sagert, Y. Suwa, and J. Schaffner-Bielich, *Eur. Phys. J. A* **50**, 46 (2014).
46. H. Witała and W. Glöckle, *Phys. Rev. C* **85**, 064003 (2012).

LIGHT NEUTRAL CLUSTERS IN SUPERNOVA MATTER

I. V. Panov^{1,2)}, A. V. Yudin¹⁾

¹⁾National Research Center "Kurchatov Institute"—ITEP, 117218, Moscow, Russia

²⁾National Research Center "Kurchatov Institute", 123182, Moscow, Russia

In this paper the role of almost unbound neutral clusters, such as dineutron and tetraneutron, in matter at high density and temperature is discussed. In such conditions, ordinary for collapsing supernovae the lifetime of multineutrons can be sufficiently long to influence strongly the chemical composition. The influence of the binding energy value and some other nuclear characteristics on the effect value was considered.