

УДК 524.3-47

СИНТЕЗ p-ЯДЕР В РАДИАЦИОННОМ ЗАХВАТЕ НЕЙТРОНОВ

© 2001 г. И. В. Копытин, К. Н. Карелин

Воронежский государственный университет

Рассмотрена возможность синтеза p-ядер в (n, γ) -реакциях на квазиравновесном этапе эволюции массивных звезд. Показано, что по крайней мере для 5 p-ядер данный канал синтеза может конкурировать с другими.

ВВЕДЕНИЕ

Одной из главных задач ядерной астрофизики является теоретическое объяснение кривой относительной распространенности элементов и их изотопов в веществе наблюдаемой части Вселенной. В целом со времени первой основополагающей работы [1] в этом направлении достигнут заметный прогресс. Обзор исследований по синтезу элементов в звездах, выполненных за последние сорок лет, сделан недавно в [2]. В настоящее время общепризнанно, что в звездах основным способом нуклеосинтеза при $Z > 30$ является нейтронный захват (медленные s - и быстрые r -процессы) с последующим β^- -распадом. Наиболее распространенные изотопы тяжелее железа сформировались, по-видимому, в недрах массивных звезд в результате именно таких последовательных реакций захвата свободных нейтронов. Ряд характерных особенностей хода кривой распространенности тяжелых ядер указывает на то, что процесс их построения должен протекать достаточно эффективно как на сравнительно продолжительной равновесной стадии эволюции звезд в условиях малых интенсивностей потока нейтронов (s -процесс), так и в момент взрыва звезды при высокой интенсивности потока нейтронов (r -процесс).

Известно, что в стороне от этого пути оказывается наблюдаемая в веществе звезд довольно многочисленная группа стабильных ядер с относительным избытком протонов (их более 30). Для них распространенность в среднем на два порядка ниже, чем для соседних ядер, лежащих на пути нейтронного захвата. Так как эти ядра не могли сформироваться в процессе последовательного присоединения нейтронов, они

получили название “обойденные” (или p-ядра). В стандартной теории главным препятствием для образования β^- -стабильного p-ядра (обозначим его как $(A, Z + 2)$, где A — массовое, Z — зарядовое число) в цепочке последовательных β^- -превращений является энергетический порог $\Delta = (M(A, Z + 1) - M(A, Z) + m_e)c^2$ ($M(A, Z)$ — масса ядра (A, Z) , m_e — масса электрона, c — скорость света) высотой в $(1 \div 3)$ Мэв для β^- -перехода $(A, Z) \rightarrow (A, Z + 1)$. Здесь (A, Z) — β^- -стабильное ядро, и если порог преодолеть, то уже естественный β^- -распад дочернего ядра $(A, Z + 1)$ привел бы к “обойденному” стабильному изобару $(A, Z + 2)$.

Попытки решения проблемы образования p-ядер на основе физических механизмов, не связанных с нейтронным захватом, предпринимались неоднократно. Уже в пионерской работе [1] и впоследствии в работах [3], [4] изучался вариант образования p-ядер в результате захвата тепловых протонов, которые присутствуют в веществе массивных звезд в значительном количестве (захват одного протона ядром (A, Z) увеличивает его зарядовое число на единицу). Выяснилось, что для реализации такого процесса необходимы достаточно высокие температуры ($T \sim 3 \cdot 10^9$ К) и большие плотности протонов (~ 100 г/см³). Однако из теории эволюции звезд следует, что такие плотности водородной среды при необходимых температурах в звездах маловероятны.

В работе Д. А. Франк-Каменецкого [5] были приведены дополнительные аргументы против протонного захвата в данном процессе, основанные на необходимости равновесия p-захватных и обратных (γ, p) реакций, а это противоречит наблюдаемым распространенно-

стям р-ядер и их стабильных соседей. Там же им было изучено возможное участие в р-захватном процессе синтеза р-ядер нетепловых протонов. В принципе, они на основе (p,n)- и (p,2n)-реакций также позволяют получить ядра с избытком протонов. Однако, как показали оценки, и такой механизм не может играть сколь-нибудь заметную роль из-за малого количества источников нетепловых протонов в веществе звезды.

Впоследствии идея синтеза р-ядер путем поглощения быстрых ядерных частиц прорабатывалась для случая α -частиц, которые также появляются в результате некоторых реакций на начальных этапах нуклеосинтеза легких изотопов. И хотя в отдельных случаях некоторые р-ядра действительно удается получить, этот механизм не может считаться универсальным (см. обзор [2]).

Оригинальный физический механизм преодоления энергетического барьера, о котором шла речь выше, был предложен в работе Домогацкого Г. В. и Надежина Д. К. [6]. В нем требуемый β^- -переход $(A,Z) \rightarrow (A,Z+1)$, запрещенный энергетическими условиями, реализуется за счет облучения изобар (A,Z) (а затем и $(A,Z+1)$) интенсивным нейтринным потоком. Авторам [6] удалось неплохо воспроизвести ход экспериментальной кривой для относительных (по отношению друг к другу) распространенностей р-ядер. Однако для получения интенсивных нейтринных потоков здесь требуется катастрофическая стадия эволюции массивных звезд (гравитационный коллапс). Эта стадия ввиду очевидных трудностей пока исследована недостаточно полно и неясно, будут ли реализовываться довольно жесткие требования к величине энергии и интенсивности необходимого нейтринного потока. От их выполнения существенным образом будут зависеть величины распространенностей р-ядер $(A,Z+2)$ по отношению к прародительским стабильным ядрам (A,Z) , т.е. абсолютные выходы реакций синтеза.

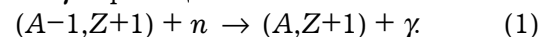
Наконец, в [7]—[10] на основе нового физического механизма — столкновительного β -распада β -стабильных ядер — также разработана модель процесса синтеза р-ядер в звездном веществе, пригодная и на квазиравновесной стадии эволюции звезд. В ней вышеуказанный энергетический барьер преодолевается путем столкновений стабильных

ядер из главной последовательности с другими ядрами или нуклонами термически равновесной среды. Однако, так как вероятность в единицу времени процессов СБР невелика (как у процессов с участием слабого взаимодействия), у звезды на квазиравновесной стадии, скорее всего, будет недостаточно времени для их реализации. Как результат, можно сказать, что вопрос об альтернативных механизмах образования р-изотопов, по-прежнему, остается актуальным.

В настоящей работе предлагается новая модель процесса синтеза р-ядер в термически равновесной звездной среде, основу которой составляет радиационный захват нейтронов. Эту модель можно использовать в качестве еще одного возможного механизма образования материнского ядра $(A,Z+1)$. Как уже отмечалось выше, запрещенность β^- -перехода $(A,Z) \rightarrow (A,Z+1)$ как раз и прерывала цепочку последовательных β^- -превращений, не позволяя осуществиться естественному β^- -распаду $(A,Z+1) \rightarrow (A,Z+2)$. Для реализации предлагаемой модели необходимо, чтобы в звездной среде в s- или r-процессе уже образовались тяжелые долгоживущие или, еще лучше, стабильные ядра $(A-1,Z+1)$ из главной последовательности, которые в данном процессе являются прародителями р-ядер. Это означает, что образование р-изотопов на основе радиационного захвата нейтронов должно идти параллельно с s- и r-процессами или после них.

МОДЕЛЬ СИНТЕЗА Р-ЯДЕР ПРИ РАДИАЦИОННОМ ЗАХВАТЕ НЕЙТРОНОВ

Если ядро $(A-1,Z+1)$ захватывает нейтрон, то оно превращается в изотоп $(A,Z+1)$ того же элемента, и при этом может быть испущен фотон γ в реакции



Скорость реакции между родительским ядром $(A-1,Z+1)$ и нейтроном, движущимися с относительной скоростью V , определяется из формулы [11]:

$$\begin{aligned} r(t) &= P_{\text{род}}(t) N_n \int_0^{\infty} V \sigma(V) \varphi(V) dV = P_{\text{род}}(t) N_n \langle \sigma V \rangle = \\ &= P_{\text{род}}(t) N_n \int_0^{\infty} \left(\frac{2E}{M} \right)^{\frac{1}{2}} \sigma(E) \psi(E) dE. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $E = \frac{MV^2}{2}$ — кинетическая энергия в

системе центра масс, $\frac{M_n M_n}{M_n + M_n} \approx M_n$ — приведенная масса системы из ядра с массой M_n и нейтрона с массой M_n , $\sigma(V)$ (или $\sigma(E)$) — сечения реакции, $P_{\text{род}}$ и N_n — число ядер $(A-1, Z+1)$ и нейтронов в единице объема, $\varphi(V)dV = \psi(E)dE$ — спектр относительных скоростей (или соответствующих энергий).

Будем рассматривать квазиравновесную стадию эволюции массивной звезды. При нормальных условиях в ее недрах относительная скорость нейтрона и нуклида дается распределением Максвелла. Удобно определить эффективное сечение $\langle \sigma \rangle$ в соответствии с формулой

$$\langle \sigma \rangle = \frac{\langle \sigma V \rangle}{V_T} = \frac{\int_0^{\infty} \sigma V \varphi(V) dV}{V_T}, \quad (3)$$

где для максвелловской весовой функции $\varphi(V)$ имеем

$$\varphi(V)dV = \frac{4}{\pi^{1/2}} \left(\frac{V}{V_T} \right)^2 \exp \left[- \left(\frac{V}{V_T} \right)^2 \right] \frac{dV}{V_T}, \quad (4)$$

а наиболее вероятная скорость V_T дается выражением

$$V_T = \left(\frac{2k_B T}{M} \right)^{1/2} \approx 1,284 \cdot 10^2 T^{1/2} \text{ м/с.}$$

(T — температура газа, k_B — постоянная Больцмана).

У тяжелых элементов с ядрами, более массивными, чем ядра группы железа ($Z > 26$), эффективное значение сечения захвата нейтрона $\langle \sigma \rangle$ при наиболее вероятной энергии $k_B T = 8,6167 \cdot 10^{-5} T$ эВ определяется формулой

$$\langle \sigma \rangle = \sigma_T \quad (5)$$

при $V_T = 1,284 \cdot 10^2 T^{1/2}$ м/с.

Предполагается, что родительское ядро $(A-1, Z+1)$ образовывается в s -процессе. В этом случае важную роль играют реакции (n, γ) и β -распады. Соответствующие скорости этих процессов λ_n и λ_β даются формулами:

$$\lambda_n = \sigma_T V_n N_n, \lambda_\beta = \frac{f \ln 2}{f t_{1/2}}, \quad (6)$$

где σ_T — сечение реакции (n, γ) , V_n и N_n — соответственно скорость нейтронов, вступающих в реакции, и их число в единице объема, f — приведенная функция Ферми, $f t_{1/2}$ — приведенное время жизни β -перехода. Запишем уравнение s -процесса. Ядра $(A-1, Z+1)$ могут образовываться в результате реакций захвата нейтрона ядром $(A-2, Z+1)$ и бета-распада ядра $(A-1, Z)$ с константами реакций λ_n и λ_β соответственно, и превращаться в ядра $(A, Z+1)$ в рассматриваемой реакции радиационного захвата нейтрона (1). Тогда уравнение для s -процесса примет вид:

$$\frac{dP_{\text{род}}(A-1, Z+1)}{dt} = \lambda_n (A-2, Z+1) \times P(A-2, Z+1) + \lambda_\beta (A-1, Z) P(A-1, Z) - r(t), \quad (7)$$

где $r(t)$ — скорость радиационного захвата нейтронов, определяемая по формуле (2). Введем обозначение

$$B = \lambda_n (A-2, Z+1) P(A-2, Z+1) + \lambda_\beta (A-1, Z) P(A-1, Z).$$

В квазистационарных условиях величину B можно считать слабо зависящей от времени. Тогда, используя выражение (2) для $r(t)$, получим уравнение:

$$\frac{dP_{\text{род}}(t)}{dt} = B - P_{\text{род}}(t) N_n \sigma_T V_T, \quad (8)$$

Откуда

$$dP_{\text{род}}(t) = \frac{B}{N_n \sigma_T V_T} (1 - \exp(-N_n \sigma_T V_T t)), \quad (9)$$

(учтено условие $P_{\text{род}}(0) = 0$). Обозначим через C — число реакций (n, γ) за все время s -процесса τ . Очевидно

$$C = \int_0^{\tau} r(t) dt = \int_0^{\tau} B (1 - \exp(-N_n \sigma_T V_T t)) dt = B \left(\tau + \frac{\exp(-N_n \sigma_T V_T \tau)}{N_n \sigma_T V_T} - \frac{1}{N_n \sigma_T V_T} \right). \quad (10)$$

Вероятность радиационного захвата можно вычислить следующим образом:

$$W_{(n,\gamma)} = \frac{C}{C + P_{\text{род}}}, \quad (11)$$

где $C + P_{\text{род}}$ — общее число родительских ядер, образовавшихся за время s -процесса, $P_{\text{род}}$ — число родительских ядер, не участвовавших в реакциях (n,γ) . Учитывая, что $C + P_{\text{род}} = B\tau$, имеем:

$$W_{(n,\gamma)} = \left(\tau + \frac{\exp(-N_n \sigma_T V_T \tau) - 1}{N_n \sigma_T V_T} \right) \cdot \frac{1}{N_n \sigma_T V_T \tau}. \quad (12)$$

В результате для вероятности образования обойденного ядра по механизму радиационного захвата $W_{\text{обойд}}$ получим:

$$W_{\text{обойд}} = W_{(n,\gamma)} \cdot K = \frac{N_n \sigma_T V_T + \exp(-N_n \sigma_T V_T \tau) - 1}{N_n \sigma_T V_T \tau} \cdot K, \quad (13)$$

где K — коэффициент ветвления [13]. Его введение связано с тем, что получившееся в результате реакции $(A-1, Z+1) + n \rightarrow (A, Z+1) + \gamma$ ядро $(A, Z+1)$ может испытывать не только β^- , но и β^+ -распад и электронный захват, которые приводят к образованию стабильного ядра (A, Z) , а не r -ядра $(A, Z+2)$.

Используя значения для вероятности образования r -ядер $W_{\text{обойд}}$, можно вычислить распространенность r -ядер, полученную в данной модели:

$$P = P_{\text{род}} \cdot W_{\text{обойд}}. \quad (14)$$

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Для осуществления реакции (n,γ) необходимо, чтобы ядра $(A-1, Z+1)$ были стабильными или долгоживущими. Из 33 ядер $(A-1, Z+1)$, которые могут быть родителями r -ядер $(A, Z+2)$, стабильными являются лишь 5. В наших расчетах для них были использованы сечения σ_T , измеренные при 30 кэВ [11], чему соответствует $T = 3,48 \cdot 10^8$ К (температура звездного вещества при s -процессе), или $V_T \approx 2,40 \cdot 10^6$ м/с. Распространенности «обойденных», и родительских ядер брались из [12]. Эти данные нормированы так, чтобы распространенность элемента Si была 10^6 .

В нашей работе по формуле (14) была вычислена абсолютная распространенность

r -ядер. Результаты вычислений в сравнении с экспериментальными данными представлены на рис. и в таблице.

При расчете предполагалось, что плотность нейтронов $N_n = 2 \cdot 10^{12}$ м⁻³; длительность процесса $\tau = 200$ лет (средняя плотность нейтронов и характерное время для s -процесса, данные взяты из [11]).

Из рис. видно, что расчет удовлетворительно воспроизводит ход экспериментальной кривой. Можно сказать, что данный механизм играет заметную роль в синтезе упомянутых 5 r -ядер, происходящем после s -процесса. Превышение теоретической концентрации r -ядер $^{80}_{36}\text{Kr}$ над экспериментальной позволяет сделать вывод об ограниченной применимости принятой модели, по крайней мере, для синтеза этого изотопа. Объяснить это несоответствие можно, если предположить, что у реакции (n,γ) для данной пары нуклидов $^{79}_{35}\text{Br}$ и $^{80}_{36}\text{Kr}$ существуют конкурирующие процессы, уменьшающие выход r -ядер $^{80}_{36}\text{Kr}$. В этом случае необходима модель, более точно учитывающая все возможные каналы реакций.

К сожалению, предложенная модель не применима к большинству r -ядер по причине короткого времени жизни соответствующих ядер-прародителей $(A-1, Z+1)$. Несмотря на это, ввиду отсутствия универсального физического механизма для образования всей цепочки элементов интерес могут представлять даже реакции, ответственные за синтез только конкретных нуклидов, подобно

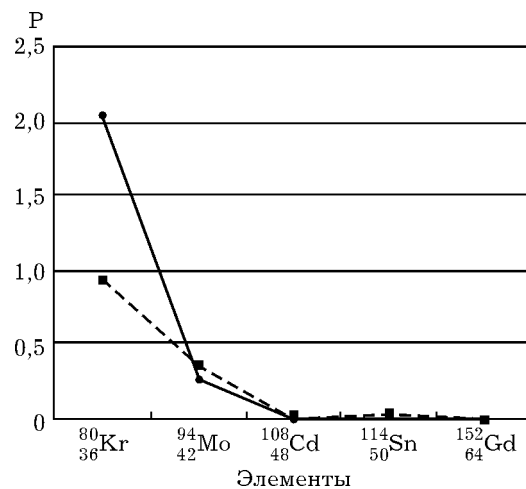


Рис. Абсолютные распространенности P «обойденных» ядер, вычисленные по модели радиационного захвата. Сплошная линия — расчетные значения, штриховая — наблюдаемые

Таблица

Распространенности родительских ядер, сечения захвата нейтрона родительскими ядрами, теоретические и экспериментально измеренные распространенности р-ядер.

№	р-Ядро ($A, Z+2$)	Родительское ядро ($A-1, Z+1$)	Распространен- ность родитель- ских ядер	Сечение σ_n , мБ при $E = 30$ кэВ	Теоретическая распространен- ность р-ядер	Эксперименталь- ная распростра- ненность р-ядер
1	$^{80}_{36}\text{Kr}$	$^{79}_{35}\text{Br}$	4,65	600±150	2,0433	0,94
2	$^{94}_{42}\text{Mo}$	$^{93}_{41}\text{Nb}$	0,9	285±30	0,2855	0,361
3	$^{108}_{48}\text{Cd}$	$^{107}_{47}\text{Ag}$	0,236	1050±150	0,009	0,0136
4	$^{114}_{50}\text{Sn}$	$^{113}_{49}\text{In}$	0,008	220±70	0,0021	0,0244
5	$^{152}_{64}\text{Gd}$	$^{151}_{63}\text{Eu}$	0,0449	3600±500	0,004	0,0084

реакции радиационного захвата нейтрона. Как следует из проведенных расчетов, предложенный физический механизм способен дать заметный вклад в процесс синтеза р-ядер: $^{80}_{36}\text{Kr}$, $^{94}_{42}\text{Mo}$, $^{108}_{48}\text{Cd}$, $^{114}_{50}\text{Sn}$, $^{152}_{64}\text{Gd}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Burbidge E. M., Burbidge G. R., Fowler W. A. et al. // *Rev. Mod. Phys.* — 1957. — V. 29. — P. 547.
2. Wallerstein G., Iben I., Parker P. e.a. // *Rev. Mod. Phys.* — 1997. — V. 69, № 4. — P. 995.
3. Ito K. // *Progr. Theor. Phys.* — 1961. — V. 26. — P. 990.
4. Truran J. W., Cameron A. G. W. // *Astrphys. J.* — 1972. — V. 71. — P. 89.
5. Франк-Каменецкий Д. А. // *Астрон. журн.* — 1961. — Т. 38. — С. 91.
6. Домогацкий Г. В., Надежин Д. К. // *Астрон. журн.* — 1978. — Т. 55. — С. 516.
7. Копытин И. В., Долгополов М. А., Крыловецкая Т. А. // *Изв. РАН. Сер. физ.* — 1996. — Т. 60, № 1. — С. 183.
8. Копытин И. В., Крыловецкая Т. А. // *Изв. РАН. Сер. физ.* — 1998. — Т. 62, № 1. — С. 56.
9. Копытин И. В., Крыловецкая Т. А. // *ЯФ.* — 1998. — Т. 61, вып. 3(9). — С. 1589.
10. Копытин И. В., Крыловецкая Т. А., Чуракова Т. А. // *Изв. РАН. Сер. физ.* — 1999. — Т. 63, № 1. — С. 34.
11. Ленг К. *Астрофизические формулы.* — М.: Мир, 1978. — Ч. 16 — 448; Ч. 2. — 383 с.
12. *Ядерная астрофизика/* Под ред. Ч. Барнса, Д. Клейтона, Д. М. Шрамма. — М.: Мир, 1986. — 512 с.
13. Lederer C. M., Hollander J. M., Perlman J. *Table of Isotopes.* — Wiley, 1967.