

УДК 524.3-47

МОДЕЛЬ ПРОЦЕССА СИНТЕЗА p -ЯДЕР В МАССИВНЫХ ЗВЕЗДАХ НА ОСНОВЕ ФОТОБЕТА-РАСПАДА С УЧЕТОМ КУЛОНОВСКИХ ЭФФЕКТОВ

© 2002 И. В. Копытин, К. Н. Карелин, А.А. Некипелов

Воронежский государственный университет

Предложена модель процесса синтеза p -ядер в массивных звездах. Ее основу составляет процесс эндотермического β -распада стабильных нуклидов, стимулированного в звездной среде электромагнитным полем с планковским спектром частот. В отличие от более ранних работ проведен точный релятивистский учет влияния кулоновского поля распадающегося ядра на процесс его фотобета-распада. Проведены расчеты абсолютных величин распространенностей p -ядер в диапазоне массовых чисел от 74 до 168. Найдено, что учет кулоновского поля существенно меняет результаты, полученные ранее в приближении плоских волн.

ВВЕДЕНИЕ

В [1] была предложена модель процесса синтеза p -ядер (стабильных ядер с избытком протонов) в массивных звездах на основе эндотермического β -распада стабильных нуклидов, стимулированного в звездной среде электромагнитным полем с планковским спектром частот (смотри также обзорную работу [2]). Было показано, что для ряда p -ядер удастся получить неплохое согласие теоретических и экспериментальных величин их распространенностей. Примечательно, что речь здесь идет об абсолютных величинах, тогда как в большинстве работ рассчитываются лишь относительные распространенности. В последнем случае обычно сравнивают с экспериментом отношения теоретических величин к соответствующему значению распространенности одного из произвольно выбранных элементов, что позволяет сократить ряд общих факторов. Однако их точный учет может существенно повлиять на абсолютные величины распространенностей, хотя теоретическая кривая для относительных величин может неплохо согласовываться с экспериментальной.

Основу модели из [1] составлял процесс рождения фотоном электрон-позитронной пары в поле ядра с последующим поглощением позитрона и эмиссией антинейтрино (фотобета-распад). Формула для расчета соответствующей диаграммы (смотри рис. 1)

была ранее получена в приближении плоских волн в [3] и именно на ее основе были проведены расчеты распространенностей p -ядер в [1]. Однако, несмотря на отмеченное выше неплохое согласие с экспериментом, существуют сомнения в правильности оценки величины вклада от ключевой диаграммы процесса.

Действительно, поскольку в фотобета-распаде рассматривается рождение дилептонной пары в поле ядра, то учет кулоновского поля должен быть существенен. Как известно, рождение пары свободным фотоном запрещено кинематикой процесса и в приближении плоских волн передача импульса ядру может быть осуществлена только за счет слабого взаимодействия. В реальном же случае имеется более сильное электромагнитное взаимодействие и учет кулоновского поля ядра может существенно изменить вероятность стимулированного β -процесса.

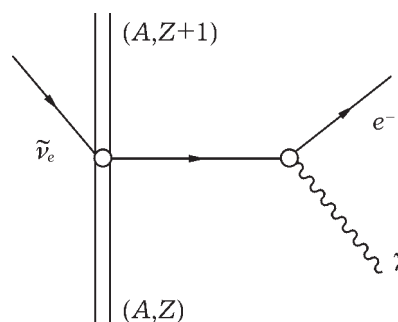


Рис. 1. Основная диаграмма эндотермического β -распада ядра в электромагнитном поле

Исследование процесса фотобета-распада ядра с учетом его кулоновского поля было недавно проведено в [4]. Как и ожидалось, точный учет действия кулоновского поля на лептоны как в промежуточном, так и конечном состояниях существенен. В сравнении с расчетами в приближении плоских волн величина вероятности фотобета-распада в зависимости от энергетического диапазона может измениться на порядок. Естественно этот результат может существенно сказаться и на величинах распространенностей p -ядер, полученных в [1].

Цель настоящей работы — предложить модель процесса синтеза p -ядер на основе фотобета-распада нуклидов, стимулированного тепловым излучением звездного вещества, в которой проводится точный релятивистский учет влияния кулоновского поля на дилептонную пару, рождаемую в поле распадающегося ядра. В диапазоне массовых чисел от 74 до 168 проведены расчеты и сравнение с экспериментальными данными величин распространенностей ряда p -ядер.

ДВУХЭТАПНАЯ МОДЕЛЬ ПРОЦЕССА СИНТЕЗА p -ЯДЕР

Если имеется β^- -стабильное ядро (A, Z) (назовем его праматеринским, A, Z — массовое и зарядовое числа соответственно), то это означает, что β^- -переходу $(A, Z) \rightarrow (A, Z+1)$ препятствует энергетический порог $\Delta = E(A, Z+1) - E(A, Z) + 1 > 0$ ($E(A, Z)$ — энергия связи ядра (A, Z)); здесь и далее используется система единиц $\hbar = c = m_e = 1$ (см. рис. 2). Предлагаемая модель процесса синтеза p -ядра

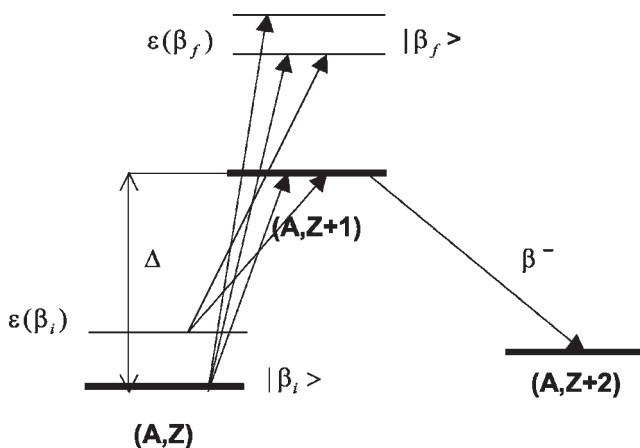
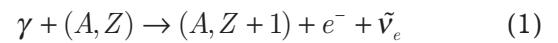


Рис. 2. Схема последовательных бета-распадов, приводящих к p -ядру $(A, Z+2)$, включающая эндотермический бета-распад стабильного ядра (A, Z) . Δ — пороговая энергия

$(A, Z+2)$ по схеме $(A, Z) \xrightarrow{\gamma, \beta} (A, Z+1) \xrightarrow{\beta} (A, Z+2)$ состоит из двух этапов. На первом из них для преодоления энергетического порога Δ используется механизм фотобета-распада ядра (A, Z) . На втором этапе предполагается, что будет осуществлен естественный β^- -переход $(A, Z+1) \rightarrow (A, Z+2)$, результатом которого и будет появление p -ядра $(A, Z+2)$.

Рассмотрим первый этап. В этом случае источником необходимой энергии является фотон при условии, что его энергия $\omega > \Delta$. Таким образом, фотобета-распад стабильного ядра (A, Z) — это осуществление эндотермической реакции



при выполнении указанного выше условия.

Пусть $P_{\beta}^{(\gamma)}(\beta_i \rightarrow \beta_f)$ — скорость фотобета-распада из состояния $|\beta_i\rangle$ ядра (A, Z) в состояние $|\beta_f\rangle$ ядра $(A, Z+1)$ (β_i, β_f — соответствующие наборы квантовых чисел для этих состояний). При расчетах этой величины для всех фотобета-распадов будем учитывать только разрешенные β -переходы как наиболее интенсивные. Однако для ряда β -превращений $(A, Z) \xrightarrow{\gamma, \beta} (A, Z+1)$ переход между основными состояниями этих ядер не относится к категории разрешенных. Тем не менее, в среде с температурами порядка ядерных ($0,1 \leq T \leq 0,5$ Мэв) (температура T определена в энергетической шкале) заселенными будут и возбужденные состояния. Тогда можно рассматривать фотобета-распад не из основного состояния ядра (A, Z) , а из возбужденного, добываясь, чтобы распад данного ядра по квантовым правилам отбора был разрешенным. Вероятность заселенности состояния $|\beta_i\rangle$ праматеринского ядра (A, Z) в соответствии с распределением Больцмана равна

$$W_{\beta_i} = \frac{2J_i + 1}{P(T)} \exp\left(-\frac{E_{\beta_i}}{T}\right).$$

Здесь E_{β_i} — энергия состояния $|\beta_i\rangle$ праматеринского ядра, отсчитанная от энергии его основного состояния (см. рис. 2), J_i — спин этого состояния, а ядерная статистическая сумма $P(T)$ равна:

$$P(T) = \sum_{\beta_j} (2J_j + 1) \exp\left(-\frac{E_{\beta_j}}{T}\right)$$

Поскольку наибольший вклад в $P(T)$ вносит основное состояние, статистическую сумму в

данном случае можно принять равной статистическому весу основного состояния ядра $P(T) \approx 2J_0 + 1 = 1$ (учтено, что спин $J_0 = 0$ для основного состояния четно-четного ядра, какими являются все ядра (A, Z)).

Состояние $|\beta_f\rangle$ материнского ядра $(A, Z+1)$ может быть произвольным в пределах, допускаемых энергетическими условиями. Пороговой энергией Δ для конкретного β -перехода $|\beta_i\rangle \rightarrow |\beta_f\rangle$ тогда следует считать величину $\Delta_{if} = \Delta - E_{\beta_i} + E_{\beta_f}$, где E_{β_f} — энергия состояния $|\beta_f\rangle$ ядра $(A, Z+1)$, отсчитанная от энергии его основного состояния (см. рис. 2). Как показывает анализ, практически всегда могут быть найдены состояния у ядер (A, Z) и $(A, Z+1)$, между которыми возможен переход разрешенного типа.

С учетом сказанного, суммарную скорость фотобета-распада с учетом всех разрешенных по квантовым правилам отбора переходов можно представить в виде:

$$P_{\beta}^{(\gamma)} = \sum_{\beta_i, \beta_f} W_{\beta_i} \cdot P_{\beta}^{(\gamma)}(\beta_i \rightarrow \beta_f), \quad (2)$$

где $P_{\beta}^{(\gamma)}(\beta_i \rightarrow \beta_f)$ — скорость фотобета-распада разрешенного перехода $|\beta_i\rangle \rightarrow |\beta_f\rangle$. Расчет величины $P_{\beta}^{(\gamma)}(\beta_i \rightarrow \beta_f)$ приведен ниже.

Рассмотрим второй этап. Как было сказано выше, здесь естественным путем осуществляется β^- -распад материнского ядра $(A, Z+1)$ по схеме $(A, Z+1) \xrightarrow{\beta^-} (A, Z+2)$. Соответствующую вероятность обозначим как $W_{\beta^-}[(A, Z+1) \rightarrow (A, Z+2)]$. При ее расчете примем во внимание, что возраст праматеринских ядер (A, Z) существенно превышает характерные времена осуществления процесса фотобета-распада, приводящего к появлению материнских ядер $(A, Z+1)$. Тогда естественный β^- -распад последних, дающий p -ядра $(A, Z+2)$, можно считать достоверным событием и учитывать только соответствующий коэффициент ветвления $K_{\beta^-}[(A, Z+1) \rightarrow (A, Z+2)]$. Он отражает в полной вероятности распада ядра $(A, Z+1)$ долю именно β^- -распада, а не электронного захвата или β^+ -распада, которые также могут быть, но имеют своим конечным результатом не ядро $(A, Z+2)$, а праматеринское ядро (A, Z) . Эти коэффициенты в большинстве случаев известны из эксперимента (правда, они получены в земных условиях, тогда как при высоких температурах вещества массивных звезд эти значения могут измениться).

В результате итоговая вероятность образования p -ядра по описанной схеме будет иметь вид:

$$P[(A, Z) \rightarrow (A, Z+2)] = P_{\beta}^{(\gamma)} \cdot K_{\beta^-}[(A, Z+1) \rightarrow (A, Z+2)]. \quad (3)$$

СКОРОСТЬ ФОТОБЕТА-РАСПАДА

Как было показано в [3], основной вклад в реакцию (1) вносит процесс рождения фотонем γ в кулоновском поле ядра виртуальной электрон-позитронной пары с последующим поглощением позитрона ядром (A, Z) и испусканием антинейтрино. Диаграмма этого процесса представлена на рис. 1.

Ее расчет при фиксированной энергии фотона и с учетом действия кулоновского поля ядер (A, Z) и $(A, Z+1)$ на лептоны в промежуточном и в конечном состояниях был проведен нами в [4]. Предполагая, что электромагнитное излучение массивной звезды характеризуется планковским спектром частот, для скорости $P_{\beta}^{(\gamma)}(\beta_i \rightarrow \beta_f)$ фотобета-перехода $|\beta_i\rangle \rightarrow |\beta_f\rangle$ получим следующее выражение:

$$P_{\beta}^{(\gamma)}(\beta_i \rightarrow \beta_f) = 3 \cdot 2^8 \frac{\alpha_e}{\pi^2} \sum_{j_\gamma, j_e, j_\nu} (2j_e + 1)(2j_\gamma + 1)^2 \times \\ \times W(l_\gamma, l_e, \frac{1}{2}; j_\gamma, j_\nu)^2 \int_{\Delta_{if}}^{\infty} \frac{d\omega}{\omega(\exp(\omega/T) - 1)} \times \\ \times \int_1^{\omega - \Delta_{if} + 1} d\varepsilon (\omega + 1 - \varepsilon - \Delta_{if})^2 (\varepsilon^2 - 1)^{1/2} \varepsilon |N|^2 |L_e|^2. \quad (4)$$

Здесь α_e — постоянная тонкой структуры, j_γ, j_e, j_ν — полные моменты фотона, электрона, антинейтрино соответственно, l_γ — орбитальный момент фотона, $W(abcd;ef)$ — коэффициент Рака, N — ядерная часть амплитуды процесса:

$$N \sim M^{(\beta)}(b_i \rightarrow \beta_f), \quad (5)$$

где $M^{(\beta)}(\beta_i \rightarrow \beta_f)$ — ядерный матричный элемент β -перехода $|\beta_i\rangle \rightarrow |\beta_f\rangle$, L_e — лептонная часть амплитуды процесса:

$$L_e \sim \int_0^{\infty} \sqrt{r} f_{l_e}(r) f_{-}(x) j_{l_\gamma}(\omega r) dr + \\ + \int_0^{\infty} \sqrt{r} g_{l_e}(r) f_{+}(x) j_{l_\gamma}(\omega r) dr. \quad (6)$$

Здесь $x = \frac{2r}{va_0}$; $a_0 = \frac{1}{e^2}$ — боровский радиус;

$$f_{\pm}(x) = \sqrt{1 \pm E} \left[(Zv + 1)W_{\eta - \frac{1}{2}, \lambda}(x) \pm W_{\eta + \frac{1}{2}, \lambda}(x) \right],$$

W — функция Уиттекера;

$$v = \frac{\alpha_e}{\sqrt{1 - E^2}}, \quad \eta = EZv,$$

$$\lambda = \sqrt{1 - (\alpha_e Z)^2}, \quad E = \omega - \varepsilon,$$

l_e — орбитальный момент электрона; g_{le}, f_{le} — большая и малая компонента радиальной функции электрона в кулоновском поле ядра Z [5]; j_{iy} — сферическая функция Бесселя.

Подробный вывод выражений для ядерной и лептонной части амплитуды процесса приведен в [4].

При расчете ядерного матричного элемента $M^{(\beta)}(\beta_i \rightarrow \beta_f)$ учтем, что в реальных условиях по квантовым правилам отбора будет отличен от нуля только гамов-теллеровский матричный элемент. Тогда:

$$M^{(\beta)}(\beta_i \rightarrow \beta_f) \equiv g_A \int \bar{\sigma}, \quad (7)$$

где g_A — псевдовекторная константа слабого взаимодействия.

Определенную проблему представляет прямой расчет ядерного матричного элемента $\int \bar{\sigma}$. Он неизбежно связан с конкретными модельными предположениями о структуре ядерных состояний, между которыми осуществляется переход. В настоящее время надежной расчетной схемы или универсальной модели ядра, позволяющей получить реалистичные волновые функции ядерных состояний, не существует, исключая простейшие случаи (исследуемые β -переходы к последним не относятся). Поэтому мы не делали прямого расчета, а извлекали величины матричных элементов, ориентируясь либо на типичные значения $\lg f_0 t$ необлегченных β -переходов разрешенного типа, либо, там где это возможно, используя экспериментальные величины $\lg f_0 t$. В первом случае, учитывая, что в подавляющем большинстве случаев величины $\lg f_0 t$ заключены в диапазоне $4,5 \div 5,0$, мы брали значение 4,5. Это, конечно, несколько увеличивает конечные результаты, однако сводит к минимуму ошибки от незнания

реальной структуры ядерных состояний. Таким образом, в обоих случаях вместо прямого расчета матричный элемент $\int \bar{\sigma}$ по формуле:

$$g_A^2 \left| \int \bar{\sigma} \right| = \frac{2\pi^3 \ln 2}{f_0 t} \quad (8)$$

заменялся на типичное или экспериментальное значение приведенного времени жизни $f_0 t$ β -перехода разрешенного типа.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Результаты расчетов абсолютных распространенностей p -ядер, выполненные по предложенной модели, показаны на рис. 3 в сравнении с экспериментальными данными и расчетами из [1]. Расчет выхода p -ядер выполнен для температуры звездного вещества $T = 3 \cdot 10^9$ К и времени осуществления превращений $(A, Z) \xrightarrow{\gamma, \beta} (A, Z + 1)$ 10^5 сек, что вполне соответствует реальным астрофизическим условиям звездного нуклеосинтеза средних и тяжелых ядер. Отметим, что учет кулоновских эффектов увеличивает скорость процес-

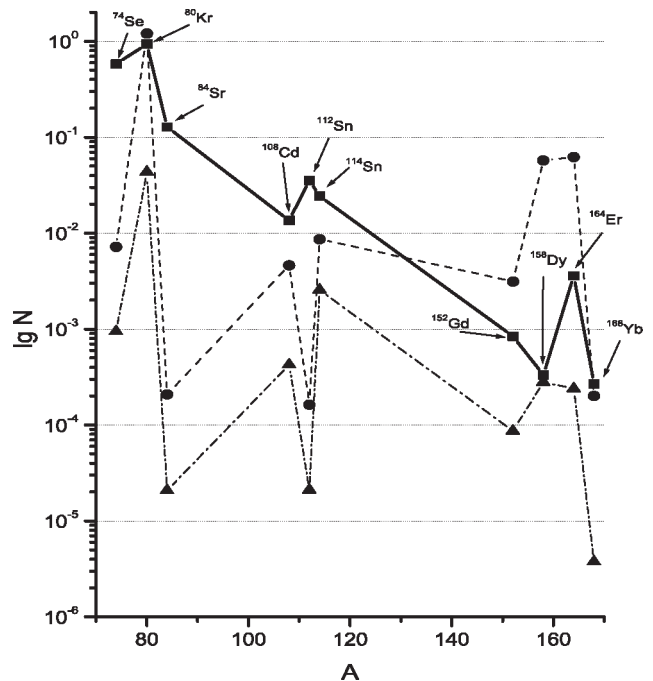


Рис. 3. Абсолютная распространенность p -ядер N , образованных на основе процесса фотобета-распада. Сплошная линия — экспериментальные данные, штриховая и штрихпунктирные линии — рассчитанные значения с учетом кулоновского поля ядра и в приближении плоских волн соответственно

са в 5—10 раз по сравнению с аналогичными расчетами из [1]. При этом согласие экспериментальных и рассчитанных величин абсолютных распространенностей p -ядер улучшается. Это позволяет сделать вывод что процесс фотобета-распада может играть существенную роль в синтезе p -ядер в массивных звездах на квазиравновесной стадии звездной эволюции при $T > 10^9$ К после образования в них зародышевых ядер s -процесса. Однако, в отдельных случаях выход p -ядер явно недостаточен. Как правило, это связано с экстремально большими значениями пороговой энергии Δ_{if} , от которой сильно зависит величина $P_{\beta}^{(\gamma)}(\beta_i \rightarrow \beta_f)$.

К сожалению, описанный выше механизм пока не является универсальным для всех p -ядер (их более 30). В частности, в некоторых случаях по структурным причинам блокируется β^- -переход $(A, Z+1) \rightarrow (A, Z+2)$ (изу-

чение схем распада, полученных в земных условиях, дает значения коэффициента $K_{\beta^-}[(A, Z+1) \rightarrow (A, Z+2)]$, близкие к нулю). Возможно, прямой расчет вероятности естественного β^- распада материнского ядра $(A, Z+1)$ для таких случаев в дальнейшем позволит рассчитать распространенности соответствующих p -ядер.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Копытин И.В., Крыловецкая Т.А. // Изв. РАН. Серия физич. 2000. Т. 64. С. 935.
2. Копытин И.В., Крыловецкая Т.А. // Вестник Воронежского государственного университета. Серия физика, математика. 2000. Вып. 1. С. 22.
3. Shaw P.B., Clayton D.D., Michel F.C. // Phys. Rev. 1965. V. 40. P. 1433.
4. Копытин И.В., Карелин К.Н., Некипелов А.А. // Изв. РАН. Серия физич. 2003. Т. 67. С. 670.
5. Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Пятаевский Л.П. Квантовая электродинамика. М.: Наука. 1989.