

## БЕТА-РАСПАД НЕЙТРОНА В ТЕПЛОМ ПОЛЕ И НЕЙТРОННАЯ АНОМАЛИЯ

© 2020 г. И. В. Копытин<sup>1)</sup>\*, А. С. Корнев<sup>1)</sup>

Поступила в редакцию 25.10.2019 г.; после доработки 25.11.2019 г.; принята к публикации 25.11.2019 г.

Исследовано влияние двух процессов на естественный бета-распад нейтрона: фотобета-распада и обратного внутреннего тормозного излучения. Они позволяют учесть воздействие теплового поля среды на бета-распад и дополняют процесс естественного бета-распада, при котором испускаются лептоны — электрон и антинейтрино. Показано, что тепловое воздействие на бета-распад нейтрона при комнатных температурах пренебрежимо мало. Однако в сильно нагретом веществе массивных звезд распад нейтрона может происходить с увеличенной скоростью. Это может повлиять на скорости реакций с участием нейтронов при синтезе химических элементов в звездном веществе.

DOI: 10.31857/S0044002720030137

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В полуфеноменологической теории бета-распада одним из наиболее исследованных бета-процессов был естественный бета-распад нейтрона. Это связано с тем, что его время жизни является фундаментальной величиной как в физике элементарных частиц, так и в ядерной астрофизике и космологии. Период полураспада нейтрона в рамках вышеуказанной теории был наиболее точно рассчитан в “классической” работе [1]. В ней проводился доскональный учет всевозможных поправок, влияющих на скорость распада, и казалось, что в рамках полуфеноменологической теории проблема практически закрыта. В то же время следует отметить, что точность измерения экспериментальной величины времени жизни нейтрона пока еще нельзя было считать достаточной [2, 3]. Однако, начиная с 2005 г., интерес к бета-распаду нейтрона появился вновь. Это связано с получением новых экспериментальных данных относительно времени жизни нейтрона, которые поставили ряд вопросов для теории.

В работах [4–10] было обнаружено, что время жизни  $\tau_n$  ультрахолодных нейтронов, удерживаемых в специальных ловушках различного вида (усредненное значение  $\tau_n = 879.3 \pm 0.6$  с), отличается от времени жизни нейтрона  $\tau_n = 888.0 \pm \pm 2.0$  с, измеренного более традиционным способом на нейтронных пучках (холодные нейтроны) [11–13], примерно на 1%. Для объяснения этого различия было предложено несколько оригинальных идей, связанных не только с предположениями

о возможных неучтенных эффектах при проведении экспериментов. Так, сразу после появления в 2005 г. первого сообщения [3] об уменьшенной величине времени жизни нейтрона, измеренной в ловушке, в работе [14] было сделано предположение: некоторое количество нейтронов уходит из ловушки из-за осцилляций нейтрон  $\rightleftharpoons$  зеркальный нейтрон. Поскольку последний, по сути, является частицей зеркальной темной материи, он практически не взаимодействует с обычным веществом и поэтому не регистрируется. Дальнейшее развитие эта идея получила в работах [15, 16], в которых предполагалось небольшое различие в массах обычного и зеркального нейтрона и оценивалась роль магнитного поля в усилении вышеуказанных осцилляций. Наконец, на возможное участие частиц темной материи в качестве продуктов распада нейтрона указывалось и в недавних работах [17, 18]. Наличие такого дополнительного канала распада с нерегистрируемыми частицами также может привести к уменьшению времени жизни нейтрона.

Мы не будем обсуждать, можно ли проверить экспериментально вышеперечисленные идеи и на их основе объяснить нейтронную аномалию. Это сделано в недавней работе [19], где был проведен подробный обзор как экспериментальных, так и теоретических работ, имеющих отношение к проблеме времени жизни нейтрона (в научной литературе иногда ее называют нейтронной аномалией). В этом обзоре в качестве итога констатируется, что расчет времени жизни нейтрона на основе Стандартной модели хорошо согласуется только с экспериментальными результатами для ультрахолодных нейтронов в ловушке. Также высказывается предположение, что “наиболее вероятной причиной

<sup>1)</sup>Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия.

\*E-mail: i-kopytin@yandex.ru

обсуждавшегося расхождения являются экспериментальные ошибки пучкового метода”, и поэтому желательны новые эксперименты на нейтронном пучке с протонной ловушкой. Фактически такой же вывод сделан и в работе [16], где еще отмечается, что в пучковых экспериментах необходимо уделить особое внимание оценке роли сильных магнитных полей.

Целью настоящего исследования является изучение еще одного возможного эффекта, который, в принципе, способен повлиять на величину скорости бета-распада нейтрона, — теплового воздействия окружающей среды. Это можно сделать в рамках традиционной теории бета-распада, внося в нее поправки к величинам используемых констант в соответствии со Стандартной моделью. Физические условия в экспериментах по измерению времени жизни ультрахолодных нейтронов (в ловушках, в том числе и с сильно охлажденными стенками) и холодных нейтронов (в пучках) различаются, а потому может различаться и тепловое воздействие окружающей среды на бета-распад. Конечно, можно ожидать, что из-за малой интенсивности теплового поля при нормальных (порядка комнатных) и, тем более, при низких температурах это воздействие будет незначительным. Однако при эволюции звездного вещества температуры среды могут достигать миллиардов градусов, и в этих условиях тепловое излучение среды может оказать более заметное влияние на бета-распад нейтрона. Его учет, в свою очередь, в звездном веществе может привести к изменению плотности нейтронов и изменить скорости реакций, существенных для процессов нуклеосинтеза.

Количественно степень воздействия теплового поля на скорость процесса бета-распада нейтрона можно оценить, исследуя два эндотермических процесса, которые были известны ранее в теории бета-распада атомных ядер. Один из них — это фотобета-распад, второй — обратное внутреннее тормозное излучение (ОВТИ).

Процесс фотобета-распада атомных ядер рассматривался впервые в работе [20] в связи с проблемой синтеза в нагретом звездном веществе “обойденных” нуклидов (иначе —  $p$ -ядер). Впоследствии этот физический механизм был использован нами для решения проблемы нуклеосинтеза  $p$ -ядер в веществе массивных звезд на квазиравновесных этапах их эволюции [21–23]. При фотобета-процессе фотон теплового излучения в поле материнского ядра виртуально рождает электрон-позитронную пару, ядро поглощает позитрон и испускает антинейтрино. Примечательно, что, благодаря фотобета-распаду, можно оказать воздействие не только на бета-активное ядро, но и сделать бета-стабильное ядро бета-активным.

Процесс ОВТИ — это прямое воздействие теплового поля на естественный бета-распад ядра. В этом процессе фотон теплового поля поглощается непосредственно бета-электроном, который испускается при бета-распаде вместе с антинейтрино.

Насколько нам известно, точные расчеты по учету влияния теплового поля среды на бета-распад нейтрона до настоящего времени не проводились.

## 2. СКОРОСТЬ БЕТА-РАСПАДА НЕЙТРОНА В НАГРЕТОЙ СРЕДЕ

Будем рассматривать традиционную теорию бета-распада. Предположим, что процесс естественного бета-распада нейтрона  $n^0 \rightarrow p^+ + e^- + \tilde{\nu}_e$  происходит в среде, имеющей температуру  $T$ . Фотоны электромагнитного излучения  $\gamma$  обладают энергией, распределенной в соответствии с планковским спектром. Их поглощение может также стимулировать процесс распада нейтрона по схеме:  $n^0 + \gamma \rightarrow p^+ + e^- + \tilde{\nu}_e$ . Как отмечалось во Введении, есть два физических механизма такого поглощения: фотобета-распад и обратное внутреннее тормозное излучение при бета-распаде.

В первом случае фотон рождает виртуальную электрон-позитронную пару ( $e^-, e^+$ ) в поле нейтрона, нейтрон поглощает виртуальный позитрон с испусканием антинейтрино и превращается в протон. Диаграмма этого процесса представлена на рис. 1а.

Диаграмма второго процесса представлена на рис. 1б. Здесь в процессе естественного бета-распада нейтрона происходит прямое поглощение фотона теплового поля бета-электроном. Топологически эта диаграмма соответствует диаграмме внутреннего тормозного излучения при бета-распаде, но только в рассматриваемом эндотермическом процессе электрон поглощает фотон.

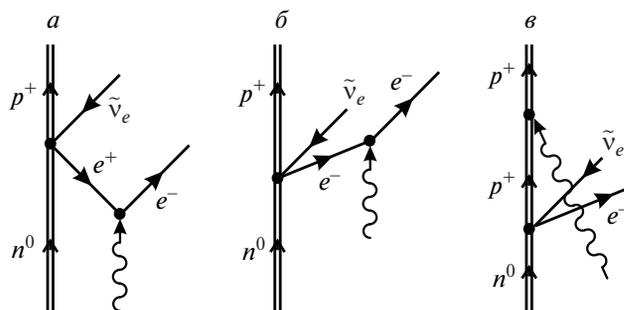


Рис. 1. Диаграммы процесса распада нейтрона в среде с равновесным излучением. Ось времени направлена снизу вверх.

Кроме процессов, диаграммы которых представлены на рис. 1а и 1б, возможен и такой, в котором при естественном распаде нейтрона фотон поглощается не электроном, а протоном (рис. 1в). Однако его вкладом в общую скорость распадного процесса можно пренебречь. В этом случае в сравнении со скоростями процессов, выделенных выше, появляется дополнительный фактор  $(m_e/m_p)^2 \sim 10^{-7}$  ( $m_e$  и  $m_p$  — массы электрона и протона).

Скорости процессов — фотобета-распада  $\lambda_{\gamma\beta}(n^0 \rightarrow p^+; E_0; T)$  и обратного ВТИ ( $E_0$  — граничная энергия бета-распада)  $\lambda_{\gamma\beta}^{(ОВТИ)}(n^0 \rightarrow p^+; E_0; T)$  — можно рассчитать по формулам (используется релятивистская система единиц  $\hbar = c = m_e = 1$ ):

$$\lambda_{\gamma\beta}(n^0 \rightarrow p^+; E_0; T) = \frac{\alpha_e}{2\pi^4} |M_{V,A}|^2 \int_{\omega_0}^{\infty} \frac{d\omega}{\omega} \frac{G(\omega, E_0)}{\exp(\omega/kT) - 1}; \quad (1)$$

$$\lambda_{\gamma\beta}^{(ОВТИ)}(n^0 \rightarrow p^+; E_0; T) = \frac{\alpha_e}{2\pi^4} |M_{V,A}|^2 \int_{\omega_0}^{E_0-1} \frac{d\omega}{\omega} \frac{G(-\omega, E_0)}{\exp(\omega/kT) - 1}; \quad (2)$$

$\alpha_e$  — постоянная тонкой структуры,

$$|M_{V,A}|^2 = g_V^2 \left| \int 1 \right|^2 + g_A^2 \left| \int \boldsymbol{\sigma} \right|^2, \quad (3)$$

$M_{V,A}$  — матричный элемент бета-распада,  $\int 1$  и  $\int \boldsymbol{\sigma}$  — соответственно фермиевский и гамов-теллеровский матричные элементы для  $\beta$ -перехода  $n \rightarrow p$  (в стандартных обозначениях),  $g_V$  и  $g_A$  — константы взаимодействия,  $\omega$  — энергия теплового фотона,  $k$  — постоянная Больцмана;

$$G(\omega, E_0) = \int_1^{E_0+\omega} (E_0 - E + \omega)^2 \times \{ [2E(E - \omega) + \omega^2] \ln(E + p) - 2(E - \omega)p \} \times F_0(Z, E) dE; \quad (4)$$

$p = (E^2 - 1)^{1/2}$  и, наконец,  $F_0(Z, E)$  — кулоновская функция Ферми (в нашем случае  $Z = 1$ ). Для нее использовалось релятивистское выражение (см., например [24]):

$$F_0(Z, E) = 4(2pR)^{2(\gamma-1)} \frac{|\Gamma(\gamma + iy)|^2}{[\Gamma(2\gamma + 1)]^2} e^{\pi y}, \quad (5)$$

где  $\Gamma(x)$  — гамма-функция Эйлера,  $R = 3.1 \times 10^{-3} A^{1/3}$  — радиус ядра,  $\gamma = [1 - (\alpha_e Z)^2]^{1/2}$ ,  $y = \alpha_e Z E / p$ .

В формулах (1) и (2) величина  $\omega_0$  — энергия фотона, которая используется для обрезания планковского спектра снизу. Дело в том, что диаграммы на рис. 1а и 1б, как отмечалось выше, топологически аналогичны диаграмме внутреннего тормозного излучения при бета-распаде. В этом процессе при малых энергиях излучения имеет место так называемая инфракрасная расходимость, и спектр излучения приходится обрезать снизу. Расходимость такого же типа возникает и при интегрировании в формулах (1) и (2) на малых частотах. О выборе величины  $\omega_0$  будет сказано ниже.

Выражения, аналогичные формулам (1), (2) и (4), но без учета действия кулоновского поля дочернего ядра на электрон, были получены ранее в работе [20] для ядерного фотобета-распада разрешенного типа. Хотя виртуальный позитрон оказывается в кулоновском поле материнского ядра ( $A, Z$ ), в [20] для него использовалась функция Грина свободной частицы. В рассматриваемом нами случае это оправдано, поскольку нейтрон не имеет электрического заряда. Однако действие кулоновского поля дочернего ядра (в нашем случае это протон) на вылетающий электрон необходимо учитывать, что не было сделано в [20]. Для этого нами и введена кулоновская функция Ферми  $F_0(Z, E)$  в подынтегральное выражение (4).

Эндотермический процесс фотобета-распада (см. рис. 1а) наиболее эффективен, когда имеется энергетический порог, препятствующий естественному электронному бета-переходу ( $A, Z$ )  $\rightarrow$  ( $A, Z + 1$ ), т.е. ядро ( $A, Z$ ) бета-стабильно. В нагретой среде фотобета-распадный процесс тогда будет одним из возможных физических механизмов преодоления такого порога. Его интенсивность сильно зависит от температуры среды и величины энергетического порога. В рассматриваемом нами случае ситуация другая — имеет место естественный бета-переход  $n^0 \rightarrow p^+ + e^- + \tilde{\nu}_e$  и энергетический порог отсутствует. Поэтому фотобета-процесс может лишь несколько увеличить скорость естественного бета-превращения нейтрона в протон. Последнее можно сказать и о процессе ОВТИ при бета-распаде (см. рис. 1б).

Можно примерно оценить, на какую величину могла бы измениться скорость бета-распада нейтрона. В теории бета-распада она обычно рассчитывается без учета тепловых поправок, а именно их и вносят указанные выше процессы. Как видно из диаграмм на рис. 1а и 1б, наличие в них дополнительной электромагнитной вершины формально приведет к изменению теоретической скорости бета-распада на величину порядка  $\alpha_e \approx 1/137 = 7.3 \times 10^{-3}$ , т.е. составит около 1%. Это “буквенная” оценка порядка величины, численный же результат будет зависеть еще и от интенсивности

теплого поля, определяемой температурой среды. Для фотонов теплого поля, соответствующего комнатной температуре, эта интенсивность мала. Также и их энергия  $\omega$  будет значительно меньше граничной энергии бета-распада  $E_0$ . В итоге расчет скорости бета-распада будет проводиться, по сути дела, в условиях инфракрасной расходимости. Это обстоятельство может сильно повлиять на конечный результат и не соответствовать “буквенной” оценке.

В формулы (1) и (2) входит параметр обрезания  $\omega_0$  фотонного спектра снизу. Как известно, планковский спектр по энергиям фотона  $\omega$  имеет вид (см., например [25])

$$U(\omega, T) d\omega = \frac{\omega^3}{\pi^2 [\exp(\omega/kT) - 1]} d\omega.$$

Максимум функции  $U(\omega, T)$  приходится на энергию  $\omega_{\max} = 2.82kT$ . Для энергии  $\omega_0 = 0.1\omega_{\max}$  величина интенсивности в фотонном спектре в сравнении с максимальной уменьшается более чем в 20 раз. Именно это значение параметра  $\omega_0$  использовалось в дальнейших расчетах.

Можно посмотреть, что дает расчет скоростей вышеуказанных процессов непосредственно по приведенным формулам. При комнатной температуре теоретическое время жизни нейтрона, рассчитанное без учета теплого воздействия, например в работе [1], уменьшится на 9 с, или на 1%. Этот результат практически совпадает с “буквенной” оценкой. Однако в этом случае фотон имеет очень маленькую энергию даже в максимуме планковского спектра (порядка 0.1 эВ). Как следствие, наличие инфракрасной расходимости в формулах (1) и (2), о которой говорилось выше, делает расчет крайне неустойчивым. Это означает, что даже малые изменения величины  $\omega_0$  в ту или иную сторону от выбранного значения сильно влияют на конечный результат. Следовательно, расчет тепловой скорости бета-распада невозможен без устранения инфракрасной расходимости, а “буквенная” оценка этой скорости далека от реальности. Но есть и положительный момент — в области экстремально высоких температур (порядка  $10^9$  К), которые могут иметь место на некоторых стадиях эволюции массивных звезд, чувствительность конечных результатов к величине  $\omega_0 = 0.1\omega_{\max}$  очень слабая. В этом случае скорость бета-распада нейтрона можно рассчитывать по формулам (1)–(4), не устраняя инфракрасную расходимость.

Получим теперь выражение для тепловой скорости бета-распада нейтрона без инфракрасной расходимости. В квантовой электродинамике наличие инфракрасных расходимостей связано с тем, что процессы взаимодействия заряженных частиц сопровождаются рождением неограниченного числа фотонов сколь угодно малой энергии, которые

не могут быть зарегистрированы в силу конечности разрешающей способности приборов. По сути дела, экспериментально измеряемой величиной в этом случае является инклюзивное сечение рассеяния, т.е. сумма сечений всех процессов, отличающихся друг от друга лишь рождением произвольного числа мягких фотонов.

Проблема инфракрасной расходимости и способы ее устранения рассматривались во многих оригинальных работах и в учебниках. Приведем некоторые из этих работ — это статьи [26–29], в них можно также найти библиографию по этой проблеме. Подробно проблема инфракрасной расходимости, возникающая при расчете скорости процесса фотобета-распада ядер, обладающих еще и естественной бета-радиоактивностью (экзотермический случай), обсуждалась и в работе [20]. Авторы приводят выражение для тепловой скорости бета-распада ядра с естественной радиоактивностью, и оно не содержит инфракрасную расходимость. Как и раньше, при этом учитывались процессы фотобета-распада и обратного тормозного излучения. Инфракрасную расходимость удалось ликвидировать, проводя стандартную операцию суммирования фейнмановских диаграмм второго порядка с участием виртуальных и реальных фотонов.

Используя результаты работы [20] и опять вводя поправку на учет кулоновского поля протона, как в формуле (4), полную скорость теплого бета-распада нейтрона (она суммирует скорости процессов фотобета-распада и ОВТИ, но в данном случае не разделяет их, как это было сделано выше в формулах (1) и (2)) можно представить в виде

$$\begin{aligned} \lambda_{\gamma\beta}^{(\text{полн})}(n^0 \rightarrow p^+; E_0; T; \omega_0) &\equiv \lambda_{\gamma\beta} = & (6) \\ &= \frac{\alpha_e}{2\pi^4} |M_{V,A}|^2 \left\{ \int_{E_0-1}^{\infty} \frac{d\omega [G(\omega, E_0) - 2G(0, E_0)]}{\omega \exp(\omega/kT) - 1} + \right. \\ &+ \left. \int_{\omega_0}^{E_0-1} \frac{d\omega [G(\omega, E_0) + G(-\omega, E_0) - 2G(0, E_0)]}{\omega \exp(\omega/kT) - 1} \right\}. \end{aligned}$$

Функция  $G(\omega, E_0)$  определена формулой (4). В формуле (6) опущены пренебрежимо малые члены, обусловленные изменением массы бета-электрона в тепловом поле.

Как видно из правой части формулы (6), при малых энергиях фотона инфракрасную расходимость могло содержать только второе слагаемое. Однако теперь она не возникает. Это можно показать для малых энергий фотона. Дело в том, что планковский спектр быстро обрывается с ростом энергии фотона. Если она мала, то можно считать  $\omega \ll E_0$  и

**Таблица 1.** Скорости  $\lambda_{\gamma\beta}$  теплового бета-распада нейтрона и его полные времена жизни  $\tau_n(\text{полн.}) = 1/[\bar{\lambda}_\beta(\text{теор.}) + \lambda_{\gamma\beta}]$  для различных температур

$T, \text{K}$	300	$1.0 \times 10^9$	$2.5 \times 10^9$	$5.0 \times 10^9$	$1.0 \times 10^{10}$
$\lambda_{\gamma\beta}(0), \text{c}^{-1}$	$4.02 \times 10^{-20}$	$5.53 \times 10^{-7}$	$4.22 \times 10^{-6}$	$2.98 \times 10^{-5}$	$5.22 \times 10^{-4}$
$\lambda_{\gamma\beta}, \text{c}^{-1}$	$1.32 \times 10^{-20}$	$4.90 \times 10^{-7}$	$4.02 \times 10^{-6}$	$3.38 \times 10^{-5}$	$5.32 \times 10^{-4}$
$\tau_n(\text{полн.}), \text{c}$	883.2	882.8	880.1	857.6	601.0

Примечание. Величины  $\lambda_{\gamma\beta}(0)$  также рассчитаны по формуле (6), только в формуле (4) для  $G(\omega, E_0)$  не учитывался кулоновский фактор  $F_0(Z, E)$ .

заменить  $E_0 \pm \omega$  на  $E_0$  в верхнем пределе интегралов, определяющих функции  $G(\omega, E_0)$  и  $G(-\omega, E_0)$  (см. формулу (4)). Тогда в формуле (6) во втором слагаемом величина

$$G(\omega, E_0) + G(-\omega, E_0) - 2G(0, E_0) = 2\omega^2 \int_1^{E_0} (E_0 - E)^2 \{ (E_0^2 - 6E_0E + 7E^2) \times \ln(E + p) + 2(2E_0 - 3E)p \} \times F_0(Z + 1, E) dE \equiv \omega^2 g(E_0) \sim \omega^2.$$

Следовательно, в интеграле по  $\omega$  в (6) при  $\omega_0 \rightarrow 0$  расходимость пропадает. Отметим, что для бета-распада нейтрона при комнатной температуре условие  $\omega \ll E_0$  выполняется с хорошей точностью.

Несколько другая ситуация будет, если бета-распад нейтрона происходит в сильно нагретом веществе (температура среды  $T$  находится в интервале  $(1.0-10) \times 10^9 \text{ K}$ ). В этом диапазоне температур энергия фотона в максимуме планковского спектра будет находиться в интервале от 300 кэВ до 3 МэВ, и условие  $\omega \ll E_0$  для нейтрона не выполняется. Тем не менее, и в этом случае расчеты по формуле (6) показывают, что итоговый результат хотя и зависит от выбора параметра обрезания интеграла  $\omega_0$ , но очень слабо. Это справедливо и тогда, когда величина  $\omega_0$  значительно меньше той (например, на порядок), которая получается из условия  $\omega_0 = 0.1\omega_{\text{max}}$ .

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ СКОРОСТИ БЕТА-РАСПАДА НЕЙТРОНА В ТЕПЛОМ ПОЛЕ

Будем ориентироваться на теоретическое время жизни нейтрона, которое было получено в рамках Стандартной модели и учитывает различного рода электродинамические поправки, но не принимает во внимание тепловое воздействие среды. Это время жизни можно рассчитать по формуле [1, 30–33]

$$\tau_n = \frac{4908.7 \pm 1.9}{|V_{ud}|^2 (1 + 3\lambda^2)} [\text{c}], \quad (7)$$

где  $\lambda = g_A/g_V = -1.2723 \pm 0.0023$ ;  $|V_{ud}| = 0.97417 \pm 0.00021$ .

В знаменателе формулы (7) в круглых скобках подставлены величины матричных элементов:  $|\int 1|^2 = 1$  и  $|\int \sigma|^2 = 3$ . Расчет величины  $\tau_n$  по формуле (7) дает значения в интервале от 875.3 до 891.2 с. В дальнейшем будем ориентироваться на среднюю величину  $\bar{\tau}_n(\text{теор.}) = 883.2 \text{ c}$ . Соответствующая ей скорость бета-распада нейтрона будет

$$\bar{\lambda}_n(\text{теор.}) = 1/\bar{\tau}_n(\text{теор.}) = 1.1322 \times 10^{-3} \text{ c}^{-1}. \quad (8)$$

Результаты расчета тепловой скорости бета-распада нейтрона  $\lambda_{\gamma\beta}$  по формуле (8) для различных температур среды представлены в табл. 1. Для величины граничной энергии электронного бета-спектра  $E_0$  использовалось значение 2.53 (соответствует разности масс нейтрона и протона 1.293 МэВ) [1].

Как следует из табл. 1, при комнатной температуре тепловое поле не влияет на скорость бета-распада нейтрона. Также его влияние практически незаметно и при температурах до  $10^9 \text{ K}$ . Однако среда, нагретая до температур  $(1.0-2.5) \times 10^9 \text{ K}$ , уже слегка изменяет время жизни нейтрона, уменьшая его на несколько секунд. Такие высокие температуры характерны для звездного вещества на квазиравновесных стадиях эволюции массивных звезд, в частности, для окончания этапа горения гелиевого слоя и для этапа горения кислородного слоя. Особенно заметно изменение времени жизни нейтрона будет на этапе горения кремниевого ядра, когда температура вещества может достигать  $5 \times 10^9 \text{ K}$ . В этом случае величина времени жизни нейтрона  $\bar{\tau}_n(\text{теор.})$  уменьшается на 3%. Особенно большое уменьшение времени жизни нейтрона будет иметь место при температурах, близких к  $10^{10} \text{ K}$ , — до 32%. Столь экстремально высокие эффективные температуры могут иметь место в килоновых. В них происходит слияние двух нейтронных звезд или поглощение нейтронной звезды черной дырой. Уменьшение времени жизни нейтрона с учетом теплового канала его распада может

оказать влияние на физические процессы, происходящие в веществе килоновых.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Были рассчитаны для нейтрона скорости двух бета-процессов: фотобета-распада и обратного внутреннего тормозного излучения при бета-распаде. Они учитывают действие теплового поля среды на бета-распад нейтрона и дополняют процесс его естественного распада  $n^0 \rightarrow p^+ + e^- + \tilde{\nu}_e$  с испусканием лептонов — электрона и антинейтрино. Расчеты были выполнены с устранением инфракрасной расходимости, которая имеет место при малых энергиях тепловых фотонов, поглощаемых в процессе нейтронного распада. Насколько нам известно, расчетов такого рода для бета-распада нейтрона ранее не проводилось.

Выполненное исследование позволяет сделать следующие выводы.

1. Тепловая поправка к теоретической скорости бета-распада нейтрона, рассчитанная до температур около  $10^9$  К, очень мала, а для комнатных температур практически отсутствует. Последнее означает, что рассмотренные эффекты — фотобета-распад и обратное внутреннее тормозное излучение, которые могли бы внести свой вклад в теоретическое время жизни нейтрона, к проблеме нейтронной аномалии отношения не имеют.

2. Расчеты влияния на естественный бета-распад нейтрона среды, нагретой до экстремально высоких температур ( $10^9$ – $10^{10}$ ) К, показывают, что уменьшение времени жизни нейтрона может быть довольно заметным (до 30%). В соответствии с этим при сильном нагреве вещества массивных звезд (оно имеет место на поздних квазиравновесных стадиях их эволюции) изменение времени жизни нейтрона может повлиять на величину нейтронной плотности. Это может быть важно при решении задач синтеза химических элементов в таких звездах, а также в сверхновых и килоновых. Именно нейтроны там играют существенную роль как в нуклеосинтезе ядер, особенно тяжелых (s- и r-процессы с участием нейтронов), так и в других физических процессах.

3. Расчеты тепловой скорости бета-распада нейтрона без устранения инфракрасной расходимости при относительно небольших температурах не дают правильных результатов. Тем не менее, если температура среды очень большая (порядка  $10^9$  К), то можно указанную расходимость не устранять и использовать для расчета тепловой скорости бета-распада нейтрона более простые формулы, обрезая интегрирование по энергии фотонов теплового поля снизу. Для этого достаточно взять энергию обрезания в одну десятую от

энергии, соответствующей максимуму планковского распределения.

4. Учет действия кулоновского поля протона на электрон при расчете тепловой скорости бета-распада нейтрона необходим, так как он заметно влияет на результаты.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 19-12-00095).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. D. H. Wilkinson, Nucl. Phys. A **377**, 474 (1982).
2. F. E. Wietfeldt and G. L. Greene, Rev. Mod. Phys. **83**, 1173 (2011).
3. G. L. Greene and P. Geltenbort, Sci. Am. **314**, 36 (2016).
4. A. Serebrov, V. Varlamov, A. Kharitonov, A. Fomin, Yu. Pokotilovski, P. Geltenbort, J. Butterworth, I. Krasnoschekova, M. Lasakov, R. Tal'daev, A. Vasiljev, and O. Zherebtsov, Phys. Lett. B **605**, 72 (2005).
5. A. Pichlmaier, V. Varlamov, K. Schreckenbach, and P. Geltenbort, Phys. Lett. B **693**, 221 (2010).
6. A. Steyerl, J. M. Pendlebury, C. Kaufman, S. S. Malik, and A. M. Desai, Phys. Rev. C **85**, 065503 (2012).
7. S. Arzumanov, L. Bondarenko, S. Chernyavsky, P. Geltenbort, V. Morozov, V. V. Nesvizhevsky, Yu. Panin, and A. Strepetov, Phys. Lett. B **745**, 79 (2015).
8. А. П. Серебров, Э. А. Коломенский, А. К. Фомин, И. А. Краснощекова, А. В. Васильев, Д. М. Прудников, И. В. Шока, А. В. Чечкин, М. Е. Чайковский, В. Е. Варламов, С. Н. Иванов, А. Н. Пирожков, П. Гельтенборт, О. Циммер, Т. Дженке, М. Ван-дер-Гринтен, М. Такер, Письма в ЖЭТФ **106**, 599 (2017) [JETP Lett. **106**, 623 (2017)].
9. V. F. Ezhov, A. Z. Andreev, G. Ban, B. A. Bazarov, P. Geltenbort, A. G. Glushkov, V. A. Knyazkov, N. A. Kovrizhnykh, G. B. Krygin, O. Naviliat-Cuncic, and V. L. Ryabov, Письма в ЖЭТФ **107**, 707 (2018) [JETP Lett. **107**, 671 (2018)].
10. R. W. Pattie, Jr., N. B. Callahan, C. Cude-Woods, E. R. Adamek, L. J. Broussard, S. M. Clayton, S. A. Currie, E. B. Dees, X. Ding, E. M. Engel, D. E. Fellers, W. Fox, P. Geltenbort, K. P. Hickerson, M. A. Hoffbauer, and A. T. Holley, Science **360**, 627 (2018).
11. J. Byrne, P. G. Dawber, C. G. Habeck, S. J. Smidt, J. A. Spain, and A. P. Williams, Europhys. Lett. **33**, 187 (1996).
12. А. П. Серебров, А. К. Фомин, А. Г. Харитонов, В. Е. Варламов, А. В. Чечкин, ЖТФ **83**(11), 136 (2013) [Tech. Phys. **58**, 1681 (2013)].
13. A. T. Yue, M. S. Dewey, D. M. Gilliam, G. L. Greene, A. B. Laptev, J. S. Nico, W. M. Snow, and F. E. Wietfeldt, Phys. Rev. Lett. **111**, 222501 (2013).
14. Z. Berezhiani and L. Bento, Phys. Rev. Lett. **96**, 081801 (2006).

15. Z. Berezhiani, Eur. Phys. J. C **64**, 421 (2009).
16. Z. Berezhiani, Eur. Phys. J. C **79**, 484 (2019).
17. B. Fornal and B. Grinstein, Phys. Rev. Lett. **120**, 191801 (2018).
18. Z. Berezhiani, arXiv: 1812.11089v1 [hep-ph].
19. А. П. Серебров, УФН **189**, 635 (2019) [Phys. Usp. **62**, 596 (2019)].
20. P. V. Shaw, D. D. Clayton, and F. C. Michel, Phys. Rev. B **140**, 1433 (1965).
21. И. В. Копытин, К. Н. Карелин, А. А. Некипелов, ЯФ **67**, 1455 (2004) [Phys. At. Nucl. **67**, 1429 (2004)].
22. И. В. Копытин, А. С. Корнев, Имад А. Хуссейн, Вестн. ВГУ. Сер. физика, математика, № 2, 56 (2013) [Proc. Voronezh State Univ. Ser. physics, mathematics, No 2, 56 (2013)].
23. I. V. Kopytin and Imad A. H. Al-Hayali, Int. J. Res. Res. Rev. **IX**, Issue 2, 53 (2016).
24. М. А. Престон, *Физика ядра* (Мир, Москва, 1964) [M. A. Preston, *Physics of the Nucleus* (Addison-Wesley, Massachusetts Palo Alto-London, 1962)].
25. К. Ленг, *Астрофизические формулы* (Мир, Москва, 1978), Ч. 1 [K. Lang, *Astrophysical Formulae* (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1974)].
26. D. R. Yennie, S. C. Frautschi, and H. Suura, Ann. Phys.(N.Y.) **13**, 379 (1961).
27. V. Chung, Phys. Rev. **140**, B1110 (1965).
28. В. С. Герджиков, П. П. Кулиш, ТМФ **18**, 51 (1974) [Theor. Math. Phys. **18**, 36 (1974)].
29. Л. В. Прохоров, УФН **169**, 1199 (1999) [Phys. Usp. **42**, 1099 (1999)].
30. A. Czarnecki, W. J. Marciano, and A. Sirlin, Phys. Rev. D **70**, 093006 (2004).
31. W. J. Marciano and A. Sirlin, Phys. Rev. Lett. **96**, 032002 (2006).
32. J. C. Hardy and I. S. Towner, Phys. Rev. C **91**, 025501 (2015).
33. C. Patrignani *et al.* (Particle Data Group), Chin. Phys. C **40**, 100001 (2016).

## BETA DECAY OF NEUTRON IN HEAT FIELD AND NEUTRON ANOMALY

I. V. Kopytin<sup>1)</sup>, A. S. Kornev<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>Voronezh State University, Voronezh, Russia

The effect of two processes on the natural beta decay of a neutron is investigated: photobeta decay and reverse internal bremsstrahlung. They make it possible to take into account the effect of the thermal field of the medium on beta decay and complement the process of natural beta decay, in which an electron and antineutrino are emitted. It is shown that the thermal effect on the neutron beta decay at room temperature is negligible. However, in strongly heated matter of massive stars, neutron decay can occur at an increased rate. This can affect the rate of reactions involving neutrons in the synthesis of chemical elements in stellar matter.