

ФОТОБЕТА-РАСПАД НЕЙТРОНА И ПРОБЛЕМА ТЕМНОЙ МАТЕРИИ

И. В. Копытин, Т. А. Крыловецкая

Воронежский государственный университет

Поступила в редакцию 20.03.2019 г.

Аннотация. Рассчитано изменение скорости бета-распада нейтрона при комнатной температуре с учетом теплового воздействия на него. Роль последнего оценивалась на основе физического механизма фотобета-распада. Получено, что время жизни нейтрона при комнатной температуре уменьшается на 0.6%. Такой результат заметно уменьшает вклад от возможного участия частиц темной материи в процессе бета-распада ультрахолодного нейтрона.

Ключевые слова: бета-распад, фотобета-распад, нейтрон, время жизни, ультрахолодный нейтрон, темная материя.

NEUTRON PHOTOBETA DECAY AND DARK MATTER PROBLEM

I. V. Kopytin, T. A. Krylovetskaya

Abstract. The change in the rate of beta decay of a neutron at room temperature taking into account the thermal effect on it was calculated. The role of the latter was estimated basing on the physical mechanism of photobeta decay. It was found that the neutron lifetime at room temperature is decreasing by 0.6%. Such a result noticeably reduces the contribution from the possible participation of dark matter particles in the beta decay process of an ultracold neutron.

Keywords: beta decay, photobeta decay, neutron, lifetime, ultracold neutron, dark matter.

ВВЕДЕНИЕ

В ряде экспериментальных работ [1–5] было обнаружено, что время жизни (иначе — период полураспада) ультрахолодных нейтронов, измеренное при температуре вблизи абсолютного нуля, отличается примерно на 1% от времени жизни, измеренного для нейтрона в обычных условиях (при комнатной температуре). Если последнее равняется (888.0 ± 2.0) с [6, 7], то для ультрахолодных нейтронов оно составляет (879.6 ± 0.6) с, т. е. времена жизни отличаются на 8.4 с. Для объяснения этого различия в прошлом году в работе [8] была предложена новая теория бета-распада нейтрона. В ней отмеченное выше уменьшение времени жизни ультрахолодных нейтронов объяснялось возможным испусканием в ряде их процессов распада частиц темной материи.

Как известно, в общепринятой теории электронного бета-распада атомных ядер, а также и бета-распада нейтрона, предполагается испускание только известных частиц — электрона и антинейтрино [9–11]. Попытка изменить эту теорию для объяснения отмеченного выше расхождения в величинах времен жизни нейтрона, вводя пока еще неизвестные частицы темной материи, может быть оправдана, если исчерпаны все возможности существующей теории.

Представляется, что пока это не сделано. В частности, поскольку сравниваются времена жизни нейтрона в разных температурных условиях, необходимо оценить влияние таких условий на скорость бета-распада нейтрона.

Одно из возможных направлений исследований — это изучение процесса фотобета-распада нейтрона. Впервые процесс фотобета-распада атомных ядер рассматривался в [12] в связи с проблемой синтеза в нагретом звездном веществе “обойденных” ядер (иначе — р-ядер). Впоследствии, наряду с так называемым термическим бета-распадом, физический механизм фотобета-распада нами был использован для решения проблемы нуклеосинтеза р-ядер в веществе массивных звезд на квазиравновесных этапах их эволюции [13–16]. При фотобета-процессе бета-распад атомного ядра стимулируется (если оно бета-стабильно) или ускоряется (если оно обладает естественной бета-активностью) за счет поглощения фотонов электромагнитного излучения с планковским спектром частот. Не исключено, что фотобета-распадный процесс даже при комнатных температурах окажет воздействие на скорость естественного бета-распада нейтрона.

Цель настоящего исследования — определить величину вклада процесса фотобета-распада в бета-распад нейтрона, скорость которого в традиционной теории обычно рассчитывалась без учета теплового воздействия окружающей среды.

1. СКОРОСТЬ ФОТОБЕТА-РАСПАДА НЕЙТРОНА В НАГРЕТОЙ СРЕДЕ

Пусть процесс бета-распада нейтрона происходит в среде, имеющей температуру T . Соответственно фотоны электромагнитного излучения обладают энергией, распределенной в соответствии с планковским спектром. Поглощение этих фотонов может также стимулировать процесс распада нейтрона $n^0 + \gamma \rightarrow p^+ + e^- + \tilde{\nu}_e$ наряду с его естественным бета-распадом $n^0 \rightarrow p^+ + e^- + \tilde{\nu}_e$. При фотобета-распаде фотон в поле нейтрона рождает виртуальную электрон-позитронную пару (e^-, e^+), нейтрон поглощает виртуальный позитрон с испусканием антинейтрино и превращается в протон. Диаграмма этого процесса представлена на Рис. 1.

Его скорость можно рассчитать по формуле (здесь и далее используется система единиц

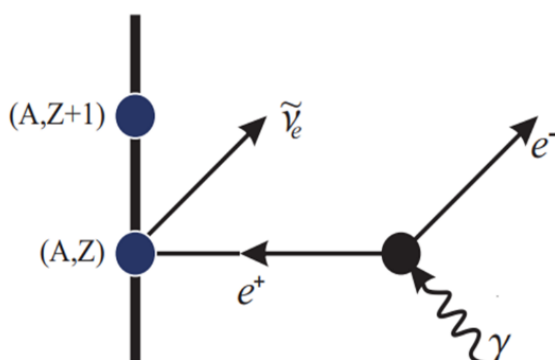


Рис. 1. Диаграмма процесса фотобета-распада ядра (A, Z) (A и Z — массовое и зарядовое числа материнского ядра). В нашем случае $(A = 1, Z = 0)$ — нейтрон, $(A = 1, Z = 1)$ — протон.

$\hbar = c = m_e = 1$, где \hbar — постоянная Планка, c — скорость света и m_e — масса электрона):

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

где α_e — постоянная тонкой структуры,

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

g_V и g_A — константы слабого взаимодействия для векторного и аксиально векторного вариантов теории, $\int 1$ и $\int \vec{\sigma}$ — стандартные обозначения соответствующих ядерных матричных элементов, k — постоянная Больцмана,

$$G(\omega, E_0) = \int_1^{\omega+E_0} (\omega + E_0 - E)^2 \{2(\omega - E)(E^2 - 1)^{1/2} + [\omega^2 - 2\omega E + 2E^2] \ln[E + (E^2 - 1)^{1/2}]\} F_0(Z + 1, E) dE. \quad (3)$$

Здесь E_0 — энергия, выделяющаяся при бета-распаде и определяющая граничную энергию электронного спектра при обычном бета-распаде, $F_0(Z + 1, E)$ — кулоновская функция Ферми (в нашем случае $Z = 0$). Для нее использовалось нерелятивистское выражение из [17]

$$F_0(Z_f, E) \approx 2\pi\eta [1 - \exp(-2\pi\eta)]^{-1}; \quad (4)$$

$$\eta = (Z + 1)\alpha_e / (E^2 - 1)^{1/2}.$$

Наконец, в формуле (1) величина ω_0 — энергия фотона, которая используется для обрезания планковского спектра снизу. Дело в том, что топологически диаграмма на рис. 1 аналогична 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 формуле (1) на малых частотах. О выборе величины ω_0 будет сказано ниже.

Выражения, аналогичные формулам (1)–(3), но без учета действия кулоновского поля дочернего ядра на электрон, были получены ранее в [8] для фотобета-распада разрешенного типа. Хотя виртуальный позитрон оказывается в кулоновском поле материнского ядра (A, Z), в [8] для него использовалась функция Грина свободной частицы. В рассматриваемом нами случае это оправдано, поскольку нейтрон не имеет электрического заряда. Однако учет действия кулоновского поля протона на вылетающий электрон в формуле (1) проводится. Это достигается введением кулоновской функции Ферми в подынтегральное выражение в формуле (3).

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Эндотермический процесс фотобета-распада наиболее эффективен, когда имеется энергетический порог, препятствующий естественному электронному бета-переходу (A, Z) \rightarrow ($A, Z + 1$). В нагретой среде фотобета-распадный процесс тогда будет одним из возможных физических механизмов преодоления такого порога. Его интенсивность будет сильно зависеть от температуры среды и величины энергетического порога. В рассматриваемом нами случае бета-распада нейтрона имеет место естественный бета-переход $n^0 \rightarrow p^+ + e^- + \tilde{\nu}_e$, т. е. энергетический порог отсутствует. Поэтому фотобета-процесс может лишь несколько увеличить

скорость естественного бета-превращения нейтрона в протон. Можно примерно оценить, на какую величину изменится эта скорость. В теории бета-распада она обычно рассчитывается без учета тепловых поправок, а именно их и вносит фотобета-процесс. Как видно из его диаграммы (смотри Рис. 1), наличие в ней дополнительной электромагнитной вершины приведет к изменению теоретической скорости естественного бета-распада на величину, имеющую порядок $\alpha_e = 1/137 = 7.3 \cdot 10^{-3}$, т.е. составит около 1%.

Теоретическая скорость естественного бета-распада нейтрона рассчитывалась в ряде работ, и наиболее подробно в “классической” работе Д. Уилкинсона [9]. После разработки теории электрослабого взаимодействия проводились различные уточнения параметров бета-распада, использованных в [9], например, в работах [18-20], а также в уже цитированных ранее работах [10, 11]. Приведем некоторые из параметров, использованных в указанных работах и работе [8], необходимых нам для теоретического анализа бета-распада нейтрона.

Теоретическое время жизни нейтрона (иначе — его период полураспада) с учетом различного рода электродинамических поправок можно рассчитать по формуле:

$$t_{1/2}^{(\beta)} = \frac{4908.7 \pm 1.9}{|V_{ud}|^2 (1 + 3\lambda^2)}, c. \quad (5)$$

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

Подстановка в формулу (5) указанных значений параметров с учетом их неопределенности определяет интервал для величины времени жизни нейтрона от 875.3 с до 891.2 с. В итоге в качестве усредненного теоретического времени жизни нейтрона можно взять величину $t_{1/2}^{(\beta)}(\text{теор.}) = 883$ с. Будем ее считать в дальнейшем теоретическим временем жизни нейтрона в нормальных условиях.

Наиболее точно измеренная в нормальных условиях величина времени жизни нейтрона составляет (888.0 ± 2.0) с [6, 7] и укладывается в указанные выше пределы. Соответствующая величине $t_{1/2}^{(\beta)}(\text{теор.})$ усредненная теоретическая скорость процесса его распада может быть рассчитана по формуле $\lambda_\beta = \ln 2/t_{1/2}^{(\beta)}$ и равна $\lambda_\beta(\text{теор.}) = 7.85 \times 10^{-4} \text{ c}^{-1}$. Эта скорость процесса не учитывает возможное тепловое воздействие на бета-распад.

Рассчитаем теперь скорость процесса фотобета-распада нейтрона $\lambda_{\gamma\beta}(n^0 \rightarrow p^+; E_0; T) \equiv \lambda_{\gamma\beta}$, используя формулы (1)–(4). Будем считать при этом, что температура среды $T = 300$ К, что условно можно считать “комнатной” температурой. Для величины граничной энергии электронного бета-спектра E_0 бралось значение 2.53 (соответствует разности масс нейтрона и протона 1.293 МэВ) [9]. Как отмечалось выше, в формулу (1) входит параметр обрезания ω_0 фотонного спектра снизу. Как известно, планковский спектр по энергиям фотона ω имеет вид [21]:

$$U(\omega, T)d\omega = \frac{\omega^3}{\pi^2[\exp(\omega/kT) - 1]}d\omega. \quad (6)$$

Максимум функции $U(\omega, T)$ приходится на энергию $\omega_{max} = 2.82 kT$. Для энергии $\omega_0 = 0.1\omega_{max}$ величина интенсивности в фотонном спектре в сравнении с максимальной уменьшается больше, чем в 20 раз. Именно это значение параметра ω_0 было использовано в расчетах. Результаты расчетов приведены в таблице 1.

Как видно из табл. 1, учет фотобета-распада нейтрона уменьшает его усредненное теоретическое время жизни на 5 с, или на 0.6%, практически приводя его к значению (879.6 ± 0.6) с, полученному для ультрахолодных нейтронов [1-5]. Это означает, что проблемы с расхождением времен жизни ультрахолодных нейтронов и нейтронов, находящихся в обычных условиях, нет. Отмеченное выше расхождение практически полностью может объясняться изменением скорости бета-распада с ростом температуры. Этот результат также означает, что и изменять

Таблица 1. Скорости процесса фотобета-распада нейтрона $\lambda_{\gamma\beta}$, полных скоростей $\lambda_{\beta}^{(полн.)} = \lambda_{\beta}(теор.) + \lambda_{\gamma\beta}$ и полных времен жизни $t_{1/2}^{(\beta)}(полн.) = \ln 2 / \lambda_{\beta}^{(полн.)}$ для различных температур.

T, K	300	5×10^8	2.5×10^9	5×10^9	10^{10}
$\lambda_{\gamma\beta}, c^{-1}$	4.09×10^{-6}	4.71×10^{-6}	9.91×10^{-6}	3.91×10^{-5}	5.31×10^{-4}
$\lambda_{\beta}^{(полн.)}, c^{-1}$	7.89×10^{-4}	7.90×10^{-4}	7.95×10^{-4}	8.24×10^{-4}	1.32×10^{-3}
$t_{1/2}^{(\beta)}(полн.), c$	878.5	877.4	871.9	841.2	525.1

традиционную теорию бета-распада, допуская в процессе распада рождение частиц темной материи, пока нет необходимости.

В таблице 1 также приведены и результаты расчетов времени жизни нейтрона в условиях максимально больших температур, включая и гипотетическую температуру 10^{10} К. Другие указанные температуры реализуются в веществе массивных звезд на различных квазиравновесных этапах их эволюции, предшествующих взрыву сверхновой. Так, для этапа горения гелиевого слоя характерны температуры в интервале от 10^8 К до 10^9 К. Для этапа горения кислородного слоя – температуры в интервале от 2×10^9 К до 3×10^9 К и, наконец, температура порядка 5×10^9 К характерна для горения кремниевого ядра. Для последних двух этапов изменение времени жизни нейтрона становится более заметным и может повлиять на плотность нейтронов в веществе. Поскольку эти нейтроны активно участвуют в процессах нуклеосинтеза химических элементов в веществе звезды, даже небольшое уменьшение нейтронной плотности за счет ускорения их распада может отразиться на скорости соответствующих физических процессов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Был рассчитан вклад процесса фотобета-распада нейтрона, дополняющего процесс его естественного бета-распада $n^0 \rightarrow p^+ + e^- + \tilde{\nu}_e$, при котором испускаются лептоны – электрон и антинейтрино. Физический механизм фотобета-распада позволяет учесть действие теплового поля среды, в которой наблюдается естественный бета-распад. Необходимости решения такой задачи потребовал факт, что в экспериментальных исследованиях было обнаружено расхождение порядка 1% во временах жизни ультрахолодного нейтрона (при температуре, близкой к абсолютному нулю) и нейтрона в нормальных условиях (температура среды порядка 300 К). В теоретической работе [8] это расхождение пытались объяснить тем, что при низких температурах в части распадов вместо лептонов испускается гипотетическая частица так называемой “темной” материи, и это потребовало изменения общепринятой теории ядерного бета-распада. Однако, прежде чем пересматривать традиционную теорию бета-распада, следовало бы оценить величину теплового воздействия на распад нейтрона. Этого в работе [8] сделано не было.

Проведенное нами исследование позволяет сделать следующие выводы.

Расчет величины теплового воздействия на бета-распад нейтрона приводит к увеличению скорости его распада на 0.6% в сравнении со скоростью естественного бета-распада в нормальных условиях. В итоге время жизни нейтрона в нагретой до комнатных температур среде оказывается практически равной времени жизни ультрахолодных нейтронов.

Полученный в данном исследовании результат означает, что указанное выше различие времен жизни нейтрона, полученных в разных тепловых условиях, может быть объяснено только тепловым влиянием среды на бета-распад.

Все вышесказанное позволяет сделать вывод, что изменять традиционную теорию бета-распада, тем более использовать для этого гипотетические частицы “темной” материи непонятной природы, пока необходимости нет.

Расчеты степени влияния на бета-распад нейтрона среды, нагретой до температур порядка ($10^8 - 10^{10}$) К, показывают, что соответствующее уменьшение времени жизни нейтрона может заметно изменить их плотность. Это может быть важно при решении задач нуклеосинтеза химических элементов в веществе массивных звезд на поздних стадиях их эволюции. Именно там нейтроны играют существенную роль в процессах нуклеосинтеза.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Measuring neutron lifetime by storing ultracold neutrons and detecting inelastically scattered neutrons / W. Mampe et. al. // JETP Lett. — 1993. — V. 57. — P. 82–85.
2. Measurement of the neutron lifetime using a gravitational trap and a low-temperature Fomblin coating / A. Serebrov et. al. // Phys. Lett. B. — 2005. — V. 605. — P. 72–76.
3. Neutron lifetime measurement with the UCN trap-in-trap MAMBO II / A. Pichlmaier et. al. // Phys. Lett. B. — 2010. — V. 693. — P. 221–225.
4. Quasielastic scattering in the interaction of ultracold neutrons with a liquid wall and application in areanalysis of the Mambo I neutron lifetime experiment / A. Steyerl et. al. // Phys. Rev. C. — 2012. — V. 85. — P. 065503 (7).
5. A measurement of the neutron lifetime using the method of storage of ultracold neutrons and detection of inelastically upscattered neutrons / S. Arzumanov et. al. // Phys. Lett. B. — 2015. — V. 745. — P. 79–83.
6. Byrne, J. A revised value for the neutron lifetime measured using a Penning trap / J. Byrne, P. G. Dawber // Europhys. Lett. — 1996. — V. 33. — P. 187–191.
7. Improved Determination of the Neutron Lifetime / A. T. Yue et. al. // Phys. Rev. Lett. — 2013. — V. 111. — P. 222501 (5).
8. Fornal, B. Dark Matter Interpretation of the Neutron Decay Anomaly / B. Fornal, B. Grinstein // Phys. Rev. Lett. — 2018. — V. 120. — P. 191801 (6).
9. Wilkinson, D. H. Analysis of neutron beta decay // Nucl. Phys. A. — 1982. — V. 377. — P. 474–504.
10. Czarnecki, A. Precision measurements and CKM unitarity / A. Czarnecki, W. J. Marciano, A. Sirlin // Phys. Rev. D. — 2004. — V. 70. — P. 093006 (13).
11. Marciano, W. J. Improved Calculation of Electroweak Radiative Corrections and the Value of V_{ud} / W. J. Marciano, A. Sirlin // Phys. Rev. Lett. — 2006. — V. 96. — P. 032002 (4).
12. Shaw, P. R. Photon-induced beta decay in stellar interiors / P. R. Shaw, D. D. Clayton, F. C. Michel // Phys. Rev. B. — 1965. — V. 140. — P. 1433–1441.
13. Копытин, И. В. Реакция фотобета-распада стабильного ядра как основа новой модели процесса синтеза р-ядер / И. В. Копытин, Т. А. Крыловецкая // Изв. РАН. Сер. физич. — 2000. — Т. 64. — С. 935–941.
14. Копытин, И. В. Точный учет кулоновского поля при фотобета-распаде ядра и проблема “обойденных” элементов / И. В. Копытин, К. Н. Карелин, А. А. Некипелов // Ядерная физика. — 2004. — Т. 67. — С. 1455–1467.
15. Копытин, И. В. Бета-распадный закон в изобарной триаде и синтез р-элементов в сильно нагретом веществе массивных звезд / И. В. Копытин, Имад А. Хуссейн // Вестн. Воронеж. гос. ун-та. Сер. Физика, математика. — 2013. — № 2. — С. 56–67.
16. Kopytin, I. V. Stimulation of Stable Isotope Beta-Decay by Powerful Heating of Substance and p-Nucleus Synthesis in Massive Stars / I. V. Kopytin, Imad A. H. Al-Hayali // International Journal of Recent Research and Review. — 2016. — V. IX, iss. 2. — P. 53–63.
17. Лэнг, К. Астрофизические формулы. Руководство для физиков и астрофизиков. Ч. 2 / К. Лэнг. — М. : Мир, 1978. — 383 с.
18. Wietfeldt, F. E. The neutron lifetime / F. E. Wietfeldt, G. L. Greene // Rev. Mod. Phys. — 2011. — V. 83. — P. 1173–1198.

19. Greene, G. L. The neutron enigma / G. L. Greene, P. Geltenbort // Sci. Am. — 2016. — V. 314, № 4. — P. 36–41.
20. Review of particle physics / C. Patrignani et. al. (Particle Data Group) // Chin. Phys. C. — 2016. — V. 40. — P. 100001 (28).
21. Лэнг, К. Астрофизические формулы. Руководство для физиков и астрофизиков. Ч. 1 / К. Лэнг. — М. : Мир, 1978. — 448 с.

REFERENCES

1. Mampe W. et. al. Measuring neutron lifetime by storing ultracold neutrons and detecting inelastically scattered neutrons. JETP Lett., 1993, vol. 57, pp. 82–85.
2. Serebrov A. et. al. Measurement of the neutron lifetime using a gravitational trap and a low-temperature Fomblin coating. Phys. Lett. B, 2005, vol. 605, pp. 72–76.
3. Pichlmaier A. et. al. Neutron lifetime measurement with the UCN trap-in-trap MAMBO II. Phys. Lett. B, 2010, vol. 693, pp. 221–225.
4. Steyerl A. et. al. Quasielastic scattering in the interaction of ultracold neutrons with a liquid wall and application in areanalysis of the Mambo I neutron lifetime experiment. Phys. Rev. C, 2012, vol. 85, pp. 065503 (7).
5. Arzumanov S. et. al. A measurement of the neutron lifetime using the method of storage of ultracold neutrons and detection of inelastically upscattered neutrons. Phys. Lett. B, 2015, vol. 745, pp. 79–83.
6. Byrne J., Dawber P.G. A revised value for the neutron lifetime measured using a Penning trap. Europhys. Lett., 1996, vol. 33, pp. 187–191.
7. Yue A.T. et. al. Improved Determination of the Neutron Lifetime. Phys. Rev. Lett., 2013, vol. 111, pp. 222501 (5).
8. Fornal B., Grinstein B. Dark Matter Interpretation of the Neutron Decay Anomaly. Phys. Rev. Lett., 2018, vol. 120, pp. 191801 (6).
9. Wilkinson D.H. Analysis of neutron beta decay. Nucl. Phys. A, 1982, vol. 377, pp. 474–504.
10. Czarnecki A., Marciano W.J., Sirlin A. Precision measurements and CKM unitarity. Phys. Rev. D, 2004, vol. 70, pp. 093006 (13).
11. Marciano W.J., Sirlin A. Improved Calculation of Electroweak Radiative Corrections and the Value of V_{ud} . Phys. Rev. Lett., 2006, vol. 96, pp. 032002 (4).
12. Shaw P.R., Clayton D.D., Michel F.C. Photon-induced beta decay in stellar interiors. Phys. Rev. B, 1965, vol. 140, pp. 1433–1441.
13. Kopytin I.V., Krylovetckaya T.A. The reaction of the photo beta decay of a stable nucleus as the basis of a new model for the p-nucleus synthesis. [Kopytin I.V., Kryloveckaya T.A. Reakciya fotobeta-raspada stabil'nogo yadra kak osnova novoyj modeli processa sinteza p-yader]. *Izvestiya Rossijskoyj akademii nauk. Seriya fizicheskaya — Proceedings of Russian Academy of Science. Phys. Series*, 2000, vol. 64, pp. 935–941.
14. Kopytin I.V., Karelin K.N., Nekipelov A.A. Exact account of the Coulomb field in the nucleus photo beta decay and the “by-passed” element problem. [Kopytin I.V., Karelin K.N., Nekipelov A.A. Tochnyyj uchet kulonovskogo polya pri fotobeta-raspade yadra i problema “oboyjdennyx” elementov]. *Yadernaya fizika — Physics of Atomic Nuclei*, 2004, vol. 67, pp. 1455–1467.
15. Kopytin I.V., Imad A. Hussein Beta-decay law in the isobaric triad and the synthesis of p-elements in the strongly heated substance of massive stars. [Kopytin I.V., Imad A. Hussein Beta-raspadnyj zakon v izobarnoyj triade i sintez p-elementov v sil'no nagretom veshhestve massivnyx zvezd]. *Vestnik Voronezhskogo gosudarstvennogo universiteta. Seriya: Fizika. Matematika — Proceedings of Voronezh State University. Series: Physics. Mathematics*, 2013, no. 2, pp. 56–67.
16. Kopytin I.V., Imad A. H. Al-Hayali Stimulation of Stable Isotope Beta-Decay by Powerful

Heating of Substance and p-Nucleus Synthesis in Massive Stars. International Journal of Recent Research and Review, 2016, vol. IX, iss. 2, pp. 53–63.

17. Lang K. Astrophysical Formulae. Compendium for the Physicist and Astrophysicist. Part 2. [Leng K. Astrofizicheskie formuly. Rukovodstvo dlya fizikov i astrofizikov. Ch. 2]. Moscow, 1978, 383 p.

18. Wietfeldt F.E., Greene G.L. The neutron lifetime. Rev. Mod. Phys., 2011, vol. 83, pp. 1173–1198.

19. Greene G.L., Geltenbort P. The neutron enigma. Sci. Am., 2016, vol. 314, no. 4, pp. 36–41.

20. Patrignani C. et. al. (Particle Data Group). Review of particle physics. Chin. Phys. C, 2016, vol. 40, pp. 100001 (28).

21. Lang K. Astrophysical Formulae. Compendium for the Physicist and Astrophysicist. Part 1. [Leng K. Astrofizicheskie formuly. Rukovodstvo dlya fizikov i astrofizikov. Ch. 1]. Moscow, 1978, 448 p.

Копытин Игорь Васильевич, доктор физико-математических наук, профессор, профессор кафедры теоретической физики ВГУ, Воронеж, Россия

E-mail: i-kopytin@yandex.ru

Тел.: +7(473)220-87-56

Kopytin I. V., Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor, Professor of the Department Theoretical of Physics, Voronezh State University, Voronezh, Russia

E-mail: i-kopytin@yandex.ru

Tel.: +7(473)220-87-56

Крыловецкая Татьяна Алексеевна, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры теоретической физики ВГУ, Воронеж, Россия

E-mail: tkrylovetskaya@gmail.com

Тел.: +7(473)220-87-56

Krylovetskaya T. A., Candidate of Physical and Mathematical Sciences, assistant professor of the Department of Theoretical Physics, Voronezh State University, Voronezh, Russia

E-mail: tkrylovetskaya@gmail.com

Tel.: +7(473)220-87-56