

ОГРАНИЧЕНИЯ НА ВЕЛИЧИНУ ПЕРИОДА ПОЛУРАСПАДА СВОБОДНОГО НЕЙТРОНА, ОПРЕДЕЛЯЕМЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ БЕТА-РАСПАДА ТРИТИЯ

Ю.А.Акулов¹⁾, Б.А.Мамырин

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 10 июля 2000 г.

С использованием экспериментальных и теоретических значений химических сдвигов периода полураспада для атомарного и молекулярного трития определены приведенный период полураспада тритона $(f t_{1/2})_T = (1129.6 \pm 3)$ с и период полураспада свободного нейтрона $(t_{1/2})_n = (616.7 \pm 2.7 \pm 1.3)$ с.

PACS: 14.20.Dh, 23.40.-s

Для смешанных разрешенных бета-переходов, к числу которых относятся распад ядра трития и распад свободного нейтрона, величина периода полураспада $(t_{1/2})_{T,n}$, соответствующая процессу прямого образования электронов сплошного спектра, определяется через ядерные матричные элементы переходов следующим образом [1]:

$$(t_{1/2})_{T,n} = \frac{K/G_V^2}{f_{T,n}(E_0)(|M_V|_{T,n}^2 + |M_A|_{T,n}^2 G_A^2/G_V^2)}. \quad (1)$$

Здесь G_V , G_A – векторная и аксиально-векторная константы связи в слабом взаимодействии; M_V , M_A – векторный и аксиально-векторный матричные элементы гамильтониана бета-распада; K – постоянный коэффициент; $f(E_0)$ – фазово-пространственный интеграл для бета-электрона сплошного спектра, E_0 – граничная энергия бета-спектра (величины с индексом T входят в соотношение (1) для случая $T \rightarrow {}^3\text{He}$ -перехода, с индексом n – для случая $n \rightarrow p$ -перехода).

Тот факт, что значения $|M_V|_n$, $|M_V|_T$ и $|M_A|_n$ для переходов внутри изоспиновых дублетов $1/2^+ \rightarrow 1/2^+$ точно известны (1, 1, $\sqrt{3}$, соответственно [1]), а аксиально-векторный матричный элемент для относительно простого ядра трития может быть вычислен при различных модельных представлениях о структуре волновых функций нуклонов и форме внутриядерного потенциала, позволяет с помощью соотношений (1) определять значение периода полураспада нейтрона, основываясь на данных о бета-распаде тритона. Основным источником погрешности в этом методе оценки $(t_{1/2})_n$ являлись вариации экспериментальных значений периода полураспада для различных соединений трития, обусловленные влиянием электронного окружения тритона на процесс формирования бета-электрона. При рассмотрении бета-распада в тритийсодержащих атомно-молекулярных системах различают три канала реакции: 1 – прямое образование электрона сплошного спектра, 2 – образование электрона сплошного спектра за счет замещения орбитальных электронов бета-электроном, 3 – распад в связанные состояния, то есть формирование бета-электрона на одной из оболочек дочернего атома. Поскольку высвобождаемая при бета-распаде тритона энергия относительно мала, заметная часть бета-электронов генерируется с длинами волн, характерными для атомных электронных систем. Это делает взаимодействие в

¹⁾ e-mail: akulov.mass@pop.ioffe.rssi.ru

конечном состоянии бета-электронов с орбитальными электронами и электронными вакансиями эффективным, что приводит к отклонениям (называемым химическими сдвигами) экспериментальных значений периода полураспада от значения $(t_{1/2})_T$ и не позволяет без введения поправок на химические сдвиги вычислять приведенный период полураспада тритона $(ft_{1/2})_T$ с точностью, соответствующей достигнутой точности определения прочих параметров из соотношений (1).

В результате интенсивных теоретических исследований атомных эффектов в высокоэнергетической части бета-спектра трития, стимулированных, в частности, интересом к проблеме массы нейтрино, были определены сдвиги граничной энергии бета-спектра ΔE_0 , обусловленные перестройкой орбиталей при эмиссии бета-электрона и внезапном увеличении заряда ядра на единицу для ряда атомно-молекулярных систем: T, T⁻, T₂, CH₃T и других [2–5]. Это позволяет для широкого класса тритированных соединений находить вариации скорости распада, вызванные изменением доступного бета-электрону объема в пространстве импульсов путем замены параметра E_0 на $E_0 + \Delta E_0$ при вычислении фазово-пространственного интеграла. В то же время влияние на скорость распада эффекта экранировки заряда ядра орбитальными электронами, обменного эффекта и распада в связанные состояния детально проанализировано лишь для случая распада тритона в атоме T и ионах T⁺ и T⁻, где электронный ансамбль в конечном состоянии формируется простыми конфигурациями: ns^1 в ионе ³He⁺ и $1s^2, 2s^2, ns^1ms^1$ – в нейтральном атоме гелия. Таким образом, полный комплект теоретических значений химических сдвигов периода полураспада получен лишь для атомарных ионов и свободного атома трития. Это означает, что входящая в выражение (1) абсолютная величина периода полураспада для свободного тритона может быть вычислена только с использованием абсолютного значения периода полураспада для атомарного трития, которое определяется экспериментально.

Прямое измерение периода полураспада для атомарного трития требует решения сложной задачи стабилизации атомов водорода в течение интервалов времени, соизмеримых с величиной периода полураспада (по этой же причине не удастся получить экспериментальным путем значение периода полураспада для T⁺ и T⁻). Другой подход к решению проблемы экспериментального определения временных характеристик бета-распада в нестабильных атомно-молекулярных системах состоит в проведении экспериментов по измерению разности скоростей распада ядра трития в двух соединениях, для одного из которых может быть измерено также и абсолютное значение периода полураспада. В работе [6] представлен результат такого эксперимента – с использованием гелиевого дифференциального метода [7] измерена разность значений периода полураспада для молекулярного и атомарного трития: $\Delta t_{1/2} = (t_{1/2})_m - (t_{1/2})_a = (0.0316 \pm 0.0055)$ г. Среднее взвешенное двух последних по времени опубликования и хорошо согласующихся между собой оценок периода полураспада для молекулярного трития [8, 9] составляет $(t_{1/2})_m = (12.296 \pm 0.017)$ г, следовательно, $(t_{1/2})_a = (12.264 \pm 0.018)$ г. Поскольку для определения $(t_{1/2})_m$ и $\Delta t_{1/2}$ использовались методики, позволяющие учесть вклад всех каналов реакции бета-распада, полученное значение $(t_{1/2})_a$ соответствует полной вероятности распада, то есть учитывает как процессы, приводящие к образованию электронов сплошного спектра, так и распад в связанные состояния. В этом случае для определения $(t_{1/2})_T$ необходимо в значение $(t_{1/2})_a$ ввести поправ-

ки на распад в связанные состояния, возбуждение α -электрона в ионе ${}^3\text{He}^+$ (0.50%), экранировку заряда ядра в ионе ${}^3\text{He}^+$ (-0.41%) и обменный эффект (0.15%). В качестве оценки поправки на распад в связанные состояния целесообразно использовать значение $(0.62 \pm 0.07)\%$ – среднее результатов расчетов, выполненных в [3, 10–12]; значения прочих поправок получены теоретическим путем в [3]. Таким образом, $(t_{1/2})_T = 12.264(1 + 0.0086) = (12.369 \pm 0.020)$ г.

Разность масс ядер трития и гелия-3, определенная из среднего взвешенного 11 независимых измерений атомной разности масс, равна (18529 ± 2) эВ + $m_e c^2$ [13]. Учитывая энергию отдачи ядра гелия (~ 3.4 эВ), для граничной энергии бета-спектра в случае распада свободного тритона получим значение $E_0 = (18525.6 \pm 2)$ эВ. Используя методику вычисления фазово-пространственного интеграла, позволяющую учесть кулоновское взаимодействие бета-электрона с ядром конечных размеров и массы, а также обмен виртуальными фотонами между заряженными частицами, участвующими в бета-распаде (с точностью до радиационных поправок порядка α^2) [14], для указанного значения E_0 находим: $f_T = (2.894 \pm 0.006) \cdot 10^{-6}$, тогда $(ft_{1/2})_T = (1129.6 \pm 3)$ с.

Через частное от деления соотношений (1) для нейтрона и тритона, с учетом приведенных значений ядерных матричных элементов, величина $(t_{1/2})_n$ выражается в виде

$$(t_{1/2})_n = \frac{(ft_{1/2})_T(1 + |M_A|_T^2 G_A^2/G_V^2)}{f_n(1 + 3G_A^2/G_V^2)}. \quad (2)$$

Энергии $n \rightarrow p$ -перехода, равной $m_n c^2 - m_p c^2 = (782333 \pm 6)$ эВ + $m_e c^2$ [15], соответствует, с учетом энергии отдачи протона, значение $E_0 = (781582 \pm 6)$ эВ; при этом фазово-пространственный интеграл, определяемый по методике, развитой в [16], и учитывающий, как и в случае вычисления f_T , радиационные поправки порядка α , а также конечность размеров и массы ядра, принимает значение $f_n = 1.71487 \pm 0.00015$.

Обозначив $|M_A|_T^2 \cdot G_A^2/G_V^2 = X$, найдем данную величину с помощью соотношения (1) для тритона, подставив в числитель значение $K/G_V^2 = (6137.2 \pm 3.6)$ с, определенное по данным о восьми чисто фермиевских переходах [17]: $X = 4.4331$. В то же время, используя значение $G_A/G_V = -1.267 \pm 0.0035$ [18] и $|M_A|_T = \sqrt{3}(0.962 \pm 0.002)$, вычисленное в работе [19], где были рассмотрены пять модификаций внутриядерного потенциала, получаем $X = 4.4568$. Из соотношения (2) для $(X) = 4.445 \pm 0.012$ и с учетом вышеприведенных значений $(ft_{1/2})_T$, f_n и G_A/G_V находим $(t_{1/2})_n = (616.7 \pm 2.7 \pm 1.3)$ с. Здесь первое слагаемое погрешности соответствует статистической составляющей (1σ), определяемой экспериментальной погрешностью величины $(ft_{1/2})_T$ и погрешностью вычисления значений $|M_A|_T$; второе – систематическая составляющая, обусловленная неопределенностью величины (X) .

Полученной оценке периода полураспада соответствует значение среднего времени жизни нейтрона относительно бета-распада $t_n = (889.7 \pm 3.9 \pm 1.9)$ с. Данный результат хорошо согласуется с оценками t_n , полученными при измерении времени жизни нейтрона методом определения экспоненты распада для ультрахолодных нейтронов, удерживаемых в гравитационной ловушке, $t_n = (888.4 \pm 3.1 \pm 1.1)$ с [20], и методом счета актов распада в калиброванном пучке нейтронов: $t_n = (889.2 \pm 3.0 \pm 3.8)$ с [21], что указывает на состоятельность изложенной методики оценки периода по-

лураспада нейтрона и позволяет использовать данный подход для согласования значений ряда взаимосвязанных параметров, характеризующих бета-процессы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект # 97-03-393665) и ГТНП "Фундаментальная метрология" (проект #4.06).

-
1. Р.Блин-Стойл, *Фундаментальные взаимодействия и атомное ядро*, М.: Мир, 1976 (R.J.Blin-Stoyle, *Fundamental Interactions and the Nucleus*, North-Holland Publishing Company, Amsterdam-London, American Elsevier Publishing Company, Inc., New York, 1973).
 2. E.G.Drukarev, *Phys. Rev.* **C54**, 3277 (1996).
 3. M.R.Harston and N.C.Pyper, *Phys. Rev.* **A48**, 268 (1993).
 4. P.Froelich, B.Jeziorski, W.Kolos et al. *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2871 (1993).
 5. I.G.Kaplan, G.V.Smelov, and V.N.Smutnyi, *Phys. Lett.* **B161**, 389 (1985).
 6. Ю.А.Акулов, Б.А.Мамырин, *Письма в ЖЭТФ* **68**, 167 (1998).
 7. Ю.А.Акулов, Б.А.Мамырин, П.М.Шихалиев, *Письма в ЖТФ* **19**, 72 (1993).
 8. Ю.А.Акулов, Б.А.Мамырин, Л.В.Хабарин и др., *Письма в ЖТФ* **14**, 940 (1988).
 9. B.Budick, J.Chen, and H.Lin, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 2630 (1991).
 10. P.M.Sherk, *Phys. Rev.* **75**, 789 (1949).
 11. J.N.Bahcall, *Phys. Rev.* **124**, 495 (1961).
 12. В.Н.Тихонов, Ф.Е.Чукреев, *Вопр. ат. науки и техн., серия "Ат. материаловедение"*, №1(4), 12 (1980).
 13. B.Budick, J.Chen, and H.Lin, *Phys. Rev Lett.* **67**, 2626 (1991).
 14. D.H.Wilkinson and B.E.F.Macefield, *Nucl. Phys.* **A232**, 58 (1974).
 15. P.J.Mohr and B.N.Taylor, *J. of Phys. and Chem. Ref. Data*, **28**, 1713 (1999).
 16. D.H.Wilkinson, *Nucl. Phys.* **A377**, 474 (1982).
 17. A.Sirlin and R.Zucchini, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 1994 (1986).
 18. C.Caso (Particle Data Group), *European Phys. J.* **C3**, 1 (1998).
 19. Т.-Y.Saito, Y.Wu, S.Ishikawa, and T.Sasakawa, *Phys. Lett.* **B242**, 12 (1990).
 20. В.П.Алфименков, В.В.Несвижевский, А.П.Серебров и др., *ЖЭТФ* **102**, 740 (1992).
 21. J.Byrne, *Europhys. Lett.* **33**, 187 (1996).