

М. Е. ВОЙХАНСКИЙ, Б. С. ДЖЕЛЕПОВ и Л. А. СЛИВ

К ВОПРОСУ О β -РАСПАДЕ H^3

(Представлено академиком П. И. Лукирским 18 IV 1949)

Среди β^+ -излучателей, как известно, четко выделяется по своим свойствам группа ядер типа M_Z^{2Z-1} . Это так называемые зеркальные ядра, в которых при β^+ -распаде протон заменяется нейтроном, в то время как остаток ядра содержит одинаковое число тех и других. Как показано в (1): а) β -распад зеркальных ядер является всегда разрешенным β -распадом, б) выделяющаяся энергия равна разности кулоновской энергии ядра до и после распада минус разность масс нейтрона и протона, в) произведения τf для всех зеркальных ядер весьма близки друг к другу — среднее значение $\tau f = 3500$.

Естественно возникает вопрос, существуют ли зеркальные ядра среди β^- -излучателей и каковы их свойства. Единственными β^- -излучателями, которые могли бы относиться к этой группе, являются p_0^1 и H_1^3 ; следующее ядро He_2^5 неустойчиво по отношению к испусканию нейтрона, а дальнейшие — Li_3^7 , Be_4^9 , B_5^{11} , C_6^{13} , N_7^{15} и т. д. — устойчивы. β -распад нейтрона пока недостаточно изучен и мы его рассматривать здесь не будем.

Свойствам H^3 посвящено значительное число экспериментальных работ. Период распада по новейшим данным (2, 3) равен 10—12 лет. Ряд работ (4), выполненных различными методами, приводил к значениям для верхней границы β -спектра от 9,5 до 15 keV. Наиболее вероятное значение обычно принималось равным 12 ± 1 keV. В 1949 г. появилась работа Куррана, Энгуса и Кокрофта (5), в которой β -спектр H^3 изучен весьма подробно новым методом; верхняя граница оказалась равной $17,9 \pm 0,3$ keV. В связи с этим представляет интерес вычислить произведение $|M|^2 \tau f$ для H^3 и сравнить его величину со средним значением для зеркальных ядер. Вычисление τf для H^3 сопряжено с рядом особенностей. Граница β -спектра очень мала и поэтому вопрос о массе нейтрино играет существенную роль. Он уже поднимался в работе Б. Джеллепова и Н. Антоньевой (6) и затем в работах Е. Коночинского (7) и Пруетта (8). Вторая особенность вычислений связана с тем, что, несмотря на малость заряда ядра, малые энергии вылетающих β -частиц заставляют учитывать кулоновский фактор $F(E, Z)$.

Вычисления

Формула для вероятности β -распада была принята в виде:

$$W(E) dE = \frac{1}{2\pi^3} G^2 |M|^2 \left[1 - \frac{\mu}{E(E_0 - E + \mu)} \right] F(E, Z) \times \\ \times E(E^2 - 1)^{1/2} (E_0 - E + \mu) [(E_0 - E + \mu)^2 - \mu^2]^{1/2} dE, \quad (1)$$

где E — полная энергия электрона, выраженная в единицах m_0c^2 ; E_0 — соответствующая граничная энергия электронов; μ — отношение массы нейтрино к массе электрона; $F(E, Z)$ — функция, описывающая влияние кулоновского поля ядра.

$$F(E, Z) = \frac{2(S+1)}{|\Gamma(2S+1)|^2} (2PR)^{2S-2} e^{\pi\alpha Z(E/P)} |\Gamma(S + i\alpha Z(E/P))|^2$$

$$\alpha = \frac{1}{137}; S = (1 - \alpha^2 Z^2)^{1/2}; P = (E^2 - 1)^{1/2}; R = 3,91 \cdot 10^{-3} A^{1/2} \hbar / m_0 c.$$

В нашем случае ($Z=2$) можно положить $S=1$. Тогда $F(E, Z)$ приобретает вид:

$$F(E, Z) = e^{\pi\alpha Z(E/P)} \frac{\pi\alpha Z(E/P)}{\text{Sh } \pi\alpha Z(E/P)}.$$

Значения функции $F(E, Z)$ для H^3 приведены на рис. 1. Из графика видно, что учет фактора $F(E, Z)$ необходим.

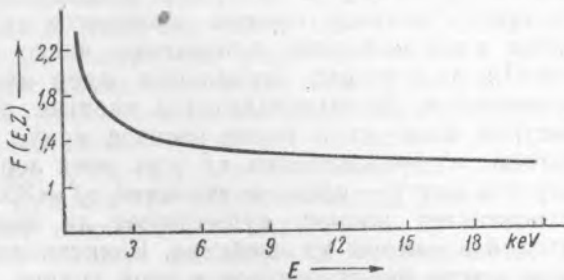


Рис. 1. График функции $F(E, Z)$ для случая $Z=2$

На рис. 2 изображены вычисленные по формуле (1) β -спектры H^3 для $E_\Gamma = 17,9 \text{ keV}$ и $\mu=0$; $\mu=0,005$; $\mu=0,01$. Площади, очерченные этими кривыми, дают значения функции:

$$\begin{aligned} f &= 2,5 \cdot 10^{-6} \pm 0,1 \cdot 10^{-6} & (\mu=0), \\ f &= 3,0 \cdot 10^{-6} \pm 0,2 \cdot 10^{-6} & (\mu=0,005), \\ f &= 3,4 \cdot 10^{-6} \pm 0,2 \cdot 10^{-6} & (\mu=0,010). \end{aligned}$$

Принимая период полураспада H^3 равным $12 \pm 0,3$ лет, получаем:

$$\begin{aligned} \tau f &= 940 \pm 80 & (\mu=0), \\ \tau f &= 1130 \pm 90 & (\mu=0,005), \\ \tau f &= 1300 \pm 100 & (\mu=0,010), \end{aligned}$$

где погрешность обусловлена неточностью экспериментальных значений τ и E_Γ .

Обсуждение

Согласно теории β -распада, произведение $|M|^2 \tau f$ есть величина постоянная для рассматриваемой группы элементов. Матричные элементы $|M|^2$ могут быть вычислены при упрощающем предположении, что замена в ядре одного из протонов нейтроном (или наоборот) не изменяет заметно энергетического состояния остальных частиц ядра. К зеркальным ядрам такое предположение наиболее применимо.

Векторный и скалярный варианты взаимодействия дают значения $|M|^2 = 1$, когда изменение момента $\Delta j = 0$. Как было выяснено (1), произведения τf для всех ядер типа M_Z^{2Z-1} лежат в пределах от 2000 до 6000. Разброс может быть объяснен неточностью экспериментальных данных и небольшими вариациями значений величины $|M|^2$. Переход $\text{H}^3 \rightarrow \text{He}^3$ как разрешенный переход должен иметь значения τf в тех же пределах. Полученные же выше значения $\tau f \cong 1000$, что несколько меньше.

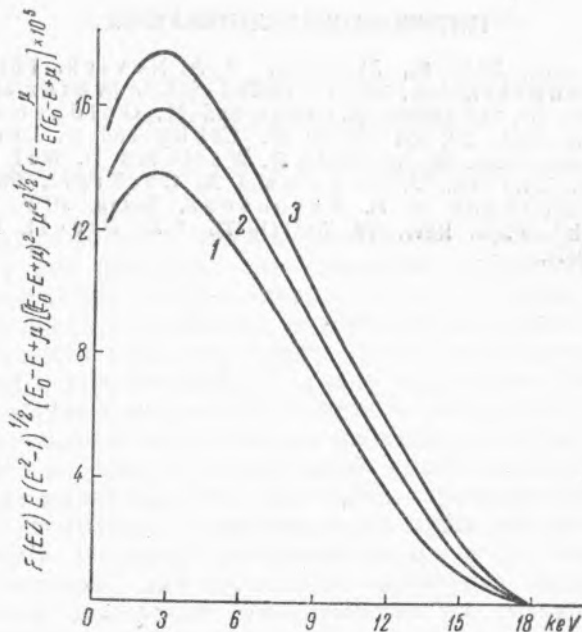


Рис. 2. Форма β -спектра для верхней границы $E_{\Gamma} = 17,9$ keV; 1 — $\mu = 0$; 2 — $\mu = 0,005$; 3 — $\mu = 0,010$

Тензорный и псевдовекторный варианты взаимодействия дают значения $|M|^2$ для разрешенных переходов в пределах от $1/3$ до 3 при изменении момента $\Delta j = 0, \pm 1$.

При наиболее вероятных предположениях относительно типов переходов в зеркальных ядрах получается, что произведение $|M|^2 \tau f$ остается в пределах 2000—6000.

Если считать, что переход $\text{H}^3 \rightarrow \text{He}^3$ принадлежит к типу ${}^2S_{1/2} \rightarrow {}^2S_{1/2}$, то для него

$$|M|^2 \tau f = 2800 \quad (\mu = 0),$$

$$|M|^2 \tau f = 3900 \quad (\mu = 0,01),$$

т. е. уже для массы нейтрино, равной нулю, H^3 попадает в диапазон τf для зеркальных ядер. Это является дополнительным аргументом в пользу тензорного и псевдовекторного вариантов.

Хотя произведение $|M|^2 \tau f$ чувствительно к массе нейтрино, но при имеющихся сейчас сведениях относительно τ , E_0 , $|M|^2$, этот метод не позволяет сделать больших выводов, чем тот, что масса нейтрино — порядка $0,01 m_0$ или меньше. В цитированной выше работе (5) по форме β -спектра вблизи верхней границы для массы нейтрино даны еще более тесные границы: $0 < \mu < 0,003$.

Таким образом, все зеркальные ядра типа $M_Z^{2Z\pm 1}$ образуют компактную группу разрешенных β -излучателей. Следует отметить, что существующая теория верно описывает свойства β -излучателей типа $M_Z^{2Z\pm 1}$, верхние границы которых меняются от 18 keV до 5000 keV, а периоды — от 1 сек. до $4 \cdot 10^8$ сек.

Ленинградский государственный университет
им. А. А. Жданова

Поступило
22 III 1949

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Б. Джелепов, ДАН, 62, 51 (1948). ² A. Novick, Phys. Rev., 72, 972 (1947). ³ M. Goldblatt, *ibid.*, 72, 973 (1947). ⁴ L. Alvarez and R. Cornog, *ibid.*, 56, 613 (1939); 57, 248 (1940); R. Neal and M. Goldhaber, *ibid.*, 58, 574 (1940); S. Brown, *ibid.*, 59, 954 (1941); W. Libby and D. Lee, *ibid.*, 55, 245 (1939); C. Nielsen, *ibid.*, 60, 160 (1941); R. Watts and D. Williams, *ibid.*, 70, 640 (1946). ⁵ S. Curran, J. Angus and A. Cockroft, Phil. Mag., 40, 53 (1949). ⁶ Б. Джелепов и Н. Антоньева, Вести ЛГУ, № 1, 19 (1946). ⁷ E. Koporinski, Phys. Rev., 72, 518 (1947). ⁸ J. Pruett, Bull. Am. Phys. Soc., A, 22, 5 (1947).