

О ВОЗМОЖНОСТЯХ ИЗУЧЕНИЯ ПРИРОДЫ МАССЫ НЕЙТРИНО В ДВОЙНОМ β -РАСПАДЕ

Я.Б.Зельдович, М.Ю.Хлопов

Предложены эксперименты по поиску 2β -распада, позволяющие получить уникальную информацию о наличии у нейтрино майорановской массы и возможном несохранении лептонного числа. Поиск $2\beta^+$ -распадов представляется особенно перспективным ввиду возможности чистого выделения сигнала по совпадению четырех аннигиляционных γ -квантов.

В связи с появившимися недавно экспериментальными указаниями [1] на наличие у нейтрино ненулевой массы становится особенно актуальным вопрос о ее возможной физической природе. Масса нейтрино может означать существование новых спиральных состояний (правого нейтрино и левого антинейтрино), делая нейтрино, подобным всем остальным фермионам, обладающим дираковской массой. Однако имеется другая возможность – масса нейтрино реализуется переходами левого нейтрино в правое антинейтрино – майорановская масса. В экспериментах [1] или предлагаемых опытах [2] эффекты массы нейтрино не зависят от ее природы. Уникальным способом проверить наличие у нейтрино майорановской массы является как известно, поиск двойного безнейтринного ($2\beta_{\nu\nu}$) β -распада.

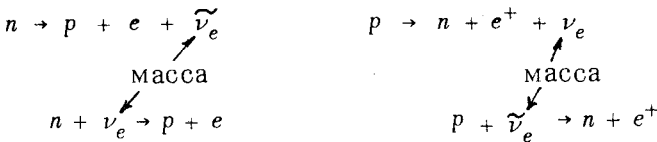
Двойной β -распад может происходить в стабильных относительно обычного β -распада тяжелых ядрах за счет эффекта спаривания нуклонов, делающего энергетически возможным переход с изменением заряда ядра на две единицы. Такие переходы могут вызываться либо одновременным β -распадом двух нейтронов (протонов) в ядре с испусканием двух (анти) нейтрино

$$(2 \beta_{2\nu}) : (A, Z \mp 2) \rightarrow (A, Z) + 2e^{\mp} + 2\tilde{\nu}_e(\nu_e)$$

либо с нарушающим сохранение лептонного числа процессом

$$(2 \beta_{0\nu}) : (A ; Z \mp 2) \rightarrow (A, Z) + 2e^{\mp}$$

обусловленным цепочкой процессов



Амплитуда второго процесса пропорциональна майорановской массе нейтрино. (Более подробно о 2β -распаде см. [3 - 10]).

Проведенный в работе [11] анализ косвенных данных [12] по 2β -распаду Te^{128} показал, что такой распад должен происходить преимущественно за счет $2\beta_{0\nu}$ канала, отвечающего майорановской массе 30 - 40 эВ соответствующим образом усредненной, имея в виду возможное смешивание нейтринных состояний. Обнаружение продукта 2β -распада позволяет отличить $2\beta_{0\nu}$ от $2\beta_{2\nu}$ процесса лишь по общей скорости процесса. Расчет содержит неопределенность в матричных элементах ядра. Интерпретацию данных по распаду Te^{128} с образованием Xe^{128} по $2\beta_{0\nu}$ с майорановской $m_\nu \sim 30 - 40$ эВ нельзя считать окончательной. Поэтому вопрос о прямом наблюдении 2β -распада приобретает особую актуальность. Вероятность $2\beta_{0\nu}$ -распада имеет вид

$$\Gamma_{0\nu}^{\mp} = a_{0\nu}^{\mp} |g_V^2 M_F - g_A^2 M_{GT}|^2 F_0(T),$$

где

$$a_{0\nu}^{\mp} = \frac{1}{2} \left| \frac{\sum_j m_j U_{ej}^2 H(R, m_j)}{j} \right|^2 \frac{G_F^4 m_e^5}{(2\pi)^5} \left(\frac{2\pi aZ}{1 - \exp(\mp 2\pi aZ)} \right)$$

$$F_0(T) = \frac{1}{15} T (T^4 + 10T^3 + 40T^2 + 60T + 30)$$

причем m_j - массы майорановских массовых состояний нейтрино ν_j , U_{ej} - элементы матрицы смешивания нейтринных состояний, определяющие вклад состояний ν_j в состояние ν_e ,

$$T = \frac{M_A - M_B - 2m_e}{m_e}$$

энерговыведение в процессе $A \rightarrow B + 2e$; g_V и g_A — векторная и аксиальная константы слабого заряженного нуклонного тока, m_F и m_{GT} — матричные элементы "фермиевского" и "гамов-теллеровского" ядерных $A \rightarrow B$ переходов¹⁾, а

$$H(r, m_j) = \frac{1}{2\pi^2} \int d^3q \frac{\exp(iqr)}{q_0 (q_0 + \mu_0)} \approx \begin{cases} \frac{1}{r} \frac{2}{\pi} [\text{ci}(\rho) \sin \rho - \text{si}(\rho) \cos \rho] \approx \mu_0; & m_j \ll \mu_0 \\ \frac{1}{r} \exp(-m_j r) & m_j \gg \mu_0 \end{cases}$$

$$\rho = \mu_0 r; \quad R = 1,2 A^{1/3} \text{ Ферми}, \quad q_0 = (|\mathbf{q}|^2 + m_j^2)^{1/2}$$

величина $\mu_0 = \langle E_n \rangle - \frac{m_0 - m_B}{2}$ характеризует среднюю энергию возбужденных промежуточных состояний n в переходах $A \rightarrow n \rightarrow B$.

Вероятность двухнейтринного $2\beta_{2\nu}$ распада дается в тех же обозначениях (в пренебрежении вкладом $\Delta^- \rightarrow p + 2e + 2\tilde{\nu}$ механизма, дающим при самом большом энерговыведении ($\tilde{2} - 4$ МэВ) около 20%, и сильно подавленным [11] при меньшем энерговыведении) выражением [11]

$$\Gamma_{2\nu}^{\mp} = a_{2\nu} | (g_V^2 m_F - g_A^2 m_{GT}) (\mu_0)^2 F_2(T) |,$$

где

$$a_{2\nu} = \frac{1}{4} \frac{G_F^4 m_e^{11}}{2\pi^7} \left(\frac{2\pi\alpha Z}{1 - \exp(\mp 2\pi\alpha Z)} \right)^2,$$

$$F_2(T) = \frac{1}{7! 495} T^7 (T^4 + 22T^3 + 990T + 1980),$$

а распределение по суммарной энергии электронов (позитронов) (в ед. m_e) $2\beta_{e\nu}^{\pm}$ распада имеет вид

$$P(\epsilon) = \text{const} (T - \epsilon)^5 \epsilon (\epsilon^4 + 10\epsilon^3 + 40\epsilon^2 + 60\epsilon + 30),$$

При $|\sum_j m_j U_{ej}^2| = 30$ эВ, теоретические оценки [8] вероятности рас-

падов Ca^{40} , Ge^{76} , Se^{82} , Te^{128} и Te^{130} дают величину $\sim 10^{-23} \div 10^{-24}$ лет⁻¹. Соответствующие вероятности полураспада $2\beta_{2\nu}$ оказываются на два-три порядка величины больше (исключая Te^{128} , для которого при выбранном значении майорановской массы вероятность $\Gamma_{0\nu}^- \sim 2\Gamma_{2\nu}^-$). Аналогичные предсказания получаются и для 2β -распадов $\text{U}^{238} \rightarrow \text{Pu}^{238}$ и $\text{Th}^{232} \rightarrow \text{U}^{232}$. Поэтому нахождение продуктов двойного β -распада во всех случаях (кроме может быть Te^{128}) не дает сведений о типе распада и о майорановской массе нейтрино. Тем не менее вследствие сильного подавления $2\beta_{2\nu}$ распада в области $\epsilon \sim T$, можно надеяться на чистое экспериментальное выделение событий $2\beta_{e\nu}$ при прямой фикса-

¹⁾ Исходное и конечное состояние A и B имеют спин 0, промежуточное n — имеет 0 для F и 1 для GT -переходов.

ции отдельных актов и измерений энергии электронов распада. Действительно, уже при $\epsilon > 0,8 \cdot T$ распад $2\beta_{2\nu}$ подавлен в 10^3 раз и доминирует $2\beta_{0\nu}$ распад, а при $\epsilon > 0,9 \cdot T$ — подавлен в 10^5 раз, так что сигнал от $2\beta_{0\nu}$ распада превосходит вклад $2\beta_{2\nu}$ распада на два — три порядка величины. Отношение вероятностей $2\beta_{2\nu}$ и $2\beta_{0\nu}$ не зависит от ядерных матричных элементов m_{CT} и m_F , поэтому экспериментальное измерение этого отношения позволяет практически однозначно (с точностью до неопределенности в величине μ_0) определить ($\sum_j m_j U_{ej}^2$).

С точки зрения выделения сигнала над общим фоном представляется очень привлекательным поиск $2\beta^+$ -распадов. Регистрация в совпадении четырех γ -квантов от аннигиляции двух позитронов могло бы служить характерным индикатором $2\beta^+$ -распада.

Список стабильных изотопов, обладающих $2\beta^+$ -распадами, исчерпывается ${}_{44}\text{Ru}^{96}$ (относительная распространенность 6%; $T = 0,66$ МэВ; ${}_{44}\text{Cd}^{106}$ (1,2%; 0,73 МэВ); ${}_{86}\text{Ba}^{130}$ (0,1%; 0,54 МэВ), ${}_{56}\text{Ce}^{138}$ (0,2%; 0,4 МэВ), ${}_{54}\text{Xe}^{124}$ (0,1%; 1 МэВ). Это редкие, обогащенные протонами, изотопы, являющиеся обойденными в смысле нуклеосинтеза. Грубая оценка вероятности $2\beta_{2\nu}^+$ -распада с максимальным T : $\text{Xe}^{124} \rightarrow \text{Te}^{124} + 2e^+ + 2\nu$ дает

10^{-26} лет $^{-1}$ (относительное подавление $2\beta^+$ -распадов по сравнению с $2\beta^-$ -распадами при сравнимых матричных элементах и энергосвязывании связано с кулоновским фактором a ($\exp(2\pi aZ)$). При $|\sum_j m_j U_{ej}^2| = 30\text{ЭВ}$

такой же период полураспада можно ожидать и для его $2\beta_{0\nu}^+$ -распада.

2β -распад мог бы происходить и за счет прямого несохраняющего лептонное число взаимодействия [13]. Расширение области поиска 2β -распада (а также $2K$ -захватов или $e^- \rightarrow e^+$ процессов на ядрах) позволило бы, в принципе, определить механизмы несохраняющих лептонное число процессов.

Ожидаемые вероятности $2\beta_{0\nu}$ -распадов на два — пять порядков величины меньше достигнутых к настоящему времени экспериментальных порогов. Однако относительно недавний пример [9, 14, 15] сильного продвижения в поиске 2β -распада Te^{130} , а также планируемые и уже осуществляемые эксперименты по поиску распада протона с вероятностью $10^{-30} \div 10^{-32}$ лет $^{-1}$) наглядно показывают возможности современного эксперимента. Дальнейшее продвижение и расширение поисков 2β -распада становится весьма актуальным.

Мы благодарны Ю.Г.Здесенко, В.А.Кузьмину, Л.Б.Окуню, С.А.Фаянсу, Н.Г.Шепкину, Г.Н.Эйза за обсуждения.

Институт прикладной математики
им. М.В.Келдыша
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
26 июня 1981 г.

Литература

- [1] В.А.Любимов, Е.Г.Новиков, В.З.Нозик, Е.Ф.Третьяков, В.С.Козик. ЯФ, 32, 301, 1980; В.А.Любимов, Е.Г.Новиков, В.З.Нозик, Е.Ф.Третьяков, В.С.Козик, Н.Ф.Мясоедов. Препринт ИТЭФ-72, 1981.
[2] A.DeRujula. Preprint TH. 3045-CERN, 1981.

- [3] Я.Б.Зельдович, С.Ю.Лукьянов, Я.А.Сморodinский. УФН, 54, 361, 1954.
- [4] Н.Primakoff, S.P. Rosen. Rep. Prog. Phys., 22, 121, 1959.
- [5] Дж.Аллен. Нейтрино, М., 1960.
- [6] Н.Primakoff, S.P.Rosen. Phys. Rev., 184, 1925, 1969.
- [7] А.А.Боровой, Ю.А.Плис, В.А.Ходель. ЭЧАЯ, 2, 691, 1972.
- [8] D.Briman, C.Picciotto. Rev. Mod. Phys., 50, 11, 1978.
- [9] Ю.Г. Здесенко. ЭЧАЯ, 11, 1369, 1980.
- [10] М.Г.Щепкин. ЯФ, 17, 820, 1973.
- [11] M.Doï, T.Kotani, H.Nishiura, K.Okuda, E.Takasugi. Preprint OS-GE 80-27, 1980.
- [12] E.W.Hennecke et al. Phys. Rev., C11, 1378, 1973.
- [13] Б.М.Понтекорво. Phys. Lett, 26B, 630, 1970.
- [14] Ю.Г.Здесенко, И.А.Мыщик, А.С.Николайко, В.Н.Куц. ЯФ, 32, 607. 1980.
- [15] М.К.Мое, D.D.Lowenthal. Phys.Rev. C.,22, 2186, 1980.
-