

УГЛОВЫЕ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
ПРОДУКТОВ РАСПАДА $p \rightarrow \pi^0 + e^+$ ПРОТОНА В ЯДРЕ

В. П. Заварзина, В. А. Сергеев, А. В. Степанов

УДК 539.172.5/6.6

Вычислены угловые и энергетические распределения продуктов распада $p \rightarrow \pi^0 + e^+$ протона, связанного в ядре ^{16}O , и дана оценка полной вероятности выживания пиона.

Для того чтобы обнаружить распад протона на π^0 -мезон и позитрон или, по крайней мере, уточнить нижнюю границу его времени жизни τ , планируются сложные корреляционные эксперименты (по имеющимся экспериментальным данным $|I|$ $\tau \geq 10^{30}$ лет). Поскольку в качестве образца используется вода, представляет интерес выяснить, каким образом ядро влияет на энергетические и угловые распределения продуктов распада связанного протона.

В работе /2/ в рамках полуклассической теории переноса были сделаны оценки ослабления потока пионов, образующихся внутри ядра, вследствие их рассеяния, перезарядки и поглощения на фиксированных нуклонах ядра. Поскольку эта работа не дает ответа на все вопросы, интересные с точки зрения постановки эксперимента, и содержит ряд грубых предположений, нами выполнен квантовомеханический расчет дифференциальной и полной вероятности распада связанного протона, сопровождающегося испусканием пиона из ядра.

Для описания процессов распада свободного или связанного протона будем использовать простейший "феноменологический" гамильтониан, удовлетворяющий требованиям релятивистской инвариантности,

$$H = \int d\vec{r} \bar{\Psi}_e(\vec{r}) (\gamma + \epsilon \gamma_5) \Psi_N(\vec{r}) \varphi_{\pi^0}(\vec{r}). \quad (I)$$

Здесь ψ_e , ψ_N , ψ_π — операторы позитронного, нуклонного и пионного полей, f и g — константы взаимодействия.

В низшем порядке теории возмущений полная вероятность распада покоящегося протона по каналу $p \rightarrow \pi^0 + e^+$ имеет вид

$$\lambda_p = (16\pi)^{-1} (|f|^2 + |g|^2) m [1 - (\mu/m)^2]^2. \quad (2)$$

Энергия покоя протона m делится примерно поровну между пионом (с массой μ) и позитроном, массой которого пренебрегаем.

Для вычисления амплитуды распада протона в ядре

$$A \rightarrow (A - 1) + \pi^0 + e^+ \quad (3)$$

используем теорию возмущений по гамильтониану H и предположим, что сильное взаимодействие пиона с остаточным ядром можно описать путем искажения пионной волны оптическим потенциалом.

Такой подход обоснован в области углов и энергий частиц, достаточно близких к значениям, отвечающим распаду свободного протона. Как раз эта область квазисвободного распада представляет наибольший интерес с точки зрения постановки корреляционного эксперимента.

Учитывая, что энерговыделение значительно превышает наиболее существенную в процессе (3) область энергий возбуждения остаточного ядра, с помощью приближения полноты просуммируем по конечным состояниям ядра ^{15}N парциальные вероятности распада. В результате получаем следующее выражение для дифференциальной вероятности процесса (3), отнесенной к вероятности распада свободного протона λ_p (2) и к числу протонов:

$$\frac{1}{Z\lambda_p} \frac{d^2\Lambda}{dp \sin\theta d\theta} = \frac{m}{4\pi^2 p_f^2 Z} \frac{\alpha^2 p^2}{\sqrt{p^2 + \mu^2}} \sum_{1j} 2|M_{1j}|^2, \quad (4)$$

$$M_{1j}(p, \alpha, \theta) = \int d\vec{r} e^{-i\vec{\alpha}\vec{r} - i\vec{p}\vec{r}} D_{\vec{p}}^{(-)*}(\vec{r}) \psi_{1j}(\vec{r}). \quad (5)$$

Здесь $D_{\vec{p}}^{(-)}(\vec{r}) \exp(i\vec{p}\vec{r})$ — искаженная пионная волна, $\psi_{1j}(\vec{r})$ — одночастичная волновая функция нуклона в ядре, θ — угол разлета пиона и позитрона. Область возможных значений импульсов пиона

\vec{p} и позитрона \vec{k} определяется законами сохранения энергии и импульса (\vec{q} - импульс конечного ядра)

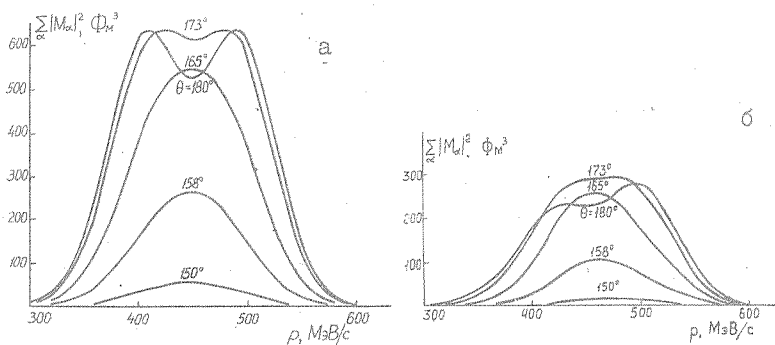
$$\epsilon_0 - \sqrt{p^2 + \mu^2} - \alpha = 0, \quad \vec{p} + \vec{k} + \vec{q} = 0. \quad (6)$$

Учитывая, что энергия отделения протона от ядра ^{16}O в ≈ 12 МэВ и средняя энергия возбуждения дырочных состояний в ^{15}N $\bar{W} \approx 10$ МэВ, будем полагать в расчетах $\epsilon_0 = m - v - \bar{W} = 916$ МэВ.

Эффекты фермиевского движения нуклонов удобно анализировать в плосковолновом приближении для пиона, когда

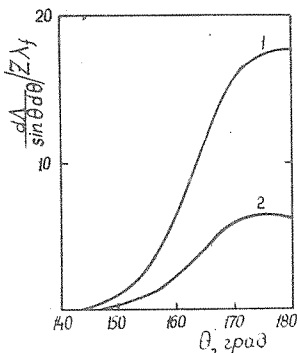
$$\sum_{1j} 2|M_{1j}|^2 = Z(2\pi)^3 n(q), \quad (7)$$

т.е. дифференциальная вероятность распада (4) выражается через распределение нуклонов по импульсам в ядре $n(q)$, причем, $q = (p^2 + \alpha^2 + 2p\alpha\cos\theta)^{1/2}$. Взаимодействием позитрона с остаточным ядром пренебрегаем. На рис. 1а показана функция (7) в



Р и с. 1. Зависимость функции $\sum_{\alpha} |M_{\alpha}|^2$ от импульса пиона при различных углах разлета θ пиона и позитрона; а - расчет в плосковолновом приближении, б - расчет с искаженной пионной волной

зависимости от импульса пиона при различных углах разлета θ , вычисленная с осцилляторными одночастичными функциями с осцилляторным параметром $a_0 = 1,81$ Фм. Кривые симметричны относительно импульса $p_F = (V + W)/2$, который всего лишь на 10 МэВ/с меньше импульса $\bar{p}_F = 459$ МэВ/с, отвечающего кинематике распада свободного протона, имеют ширину от 170 до 100 МэВ/с. Как видно из рис. 2, распределение по углам θ , полученное путем интегрирования (4) и (7) по импульсам пиона, практически обращается в ноль при $\theta < 150^\circ$.



Р и с. 2. Относительная дифференциальная вероятность распада связанного в ядре ^{16}O протона в зависимости от угла разлета θ . Кривая 1 — расчет в плосковолновом приближении, 2 — расчет с искаженной пионной волной

Результаты численных расчетов функции $\sum_{\alpha} |a_{\alpha}|^2$ с учетом пион-ядерного взаимодействия приведены на рис. 1б. Расчеты матричных элементов (5) проводились с волновой функцией пиона в эйкональном приближении для оптического потенциала, пропорционального плотности $\rho(r)$ нуклонов в ядре /3-4/.

Параметры потенциала были взяты из работы /3/. Однако использование этого потенциала дает заниженные значения для полных сечений и сечений реакций пиона с ядрами ^{12}C и ^{16}O по сравнению с экспериментальными /5/ при энергиях ≥ 250 МэВ. Чтобы устранить это расхождение, мы увеличили $|\text{Im } U_0|$ по

сравнению с приведенным в /3/ в 1,5 раза. Увеличение параметра $|\text{Im } U_0|$ представляется естественным, поскольку мнимая часть первоначального оптического потенциала из работы /3/ включала лишь вклады упругого рассеяния и перезарядки пионов на нуклонах и не содержала истинного поглощения пионов.

Основной эффект пион-ядерного взаимодействия состоит в уменьшении приблизительно в 2,5 - 3 раза максимальных значений функции, определяемой соотношением (7) (рис. 1а, б), а также дифференциальной вероятности распада связанного протона с вылетом пиона и позитрона под углом θ друг к другу, проинтегрированной по импульсам пиона (рис. 2). Кроме того, функция $\sum |M_\alpha|^2$ становится несимметричной. Эта асимметрия главным образом обусловлена уменьшением параметра глубины мнимой части потенциала $|\text{Im } U_0|$ (и соответственно поглощения пионов) при возрастании p .

Так как энерговыделение велико по сравнению с характерными импульсами нуклонов в ядре $\sim a_0^{-1}$, то можно выполнить приближенное интегрирование по импульсам пиона. \vec{p} и конечного ядра \vec{q} выражения для полной вероятности распада связанного протона с испусканием π^+ -мезона. В результате получаем так называемую вероятность "выживания" π^+ -мезона

$$S = \int d\vec{r} p(\vec{r}) \left| D_{\vec{p}_F}^{(-)}(\vec{r}) \right|^2 = \frac{\sigma_T(p_F) \rho(0)}{p_F |\text{Im } U_0(p_F)|}, \quad (8)$$

которая определяется через сечение реакции σ_T и параметры глубины мнимой части оптического потенциала $\text{Im } U_0$ при импульсе p_F , отвечающем кинематике распада свободного протона (соответствующая кинематическая энергия равна 344 МэВ). Используя описанный выше оптический потенциал, отсюда получаем суммарную вероятность выживания пиона в квазисвободном процессе $S_{qf} = 0,40$. Погрешность формулы (8) невелика: численное интегрирование распределений рис. 1б дает близкое значение $S_{qf} = 0,37$.

Оценим с помощью формулы (8) полную вероятность выживания мезона применительно к эксперименту с регистрацией всех событий, сопровождающихся вылетом π^+ -мезона. В этом случае естественно использовать модифицированный оптический потенциал \tilde{U} , мнимая часть которого обусловлена только элементарными

актами перезарядки и реального поглощения пиона на нуклонах. Параметр $\text{Im } \tilde{U}_0$ определяем из данных о сечениях реального поглощения σ_a и перезарядки σ_{ce} π^+ -мезонов на ядре ^{16}O при энергии 315 МэВ /5/. Принимая для суммарного сечения поглощения и перезарядки значение 220 мб, находим $S = 0,68$.

При подстановке эйкональной функции $D_p^{(-)}$ формула (8) совпадает по существу с результатом Сперроу /2/. Однако им получено меньшее значение полной вероятности выживания π^0 -мезона (0,41), что объясняется использованием слишком большого эффективного сечения двухнуклонного поглощения пионов $\sigma_{\text{eff}}^a = 35$ мб. Действительно, при этом сечение истинного поглощения пионов на ^{16}O равно 280 мб, т.е. намного превышает экспериментальную величину ~ 100 мб. То обстоятельство, что вероятности выживания отличаются только в $\sim 1,5$ раза, объясняется относительно слабой чувствительностью S к параметрам, характеризующим поглощение пионов.

Авторы благодарны Л. Б. Безрукову, В. С. Березинскому, Г. В. Домогацкому и В. Д. Тонееву за полезные обсуждения.

Поступила в редакцию
4 ноября 1981 г.

Л и т е р а т у р а

1. Е. Н. Алексеев, Письма в ЖЭТФ, 33, 664 (1981).
2. D. A. Sparrow, Phys. Rev. Lett., 44, 625 (1980).
3. M. Sternheim, E. Auerbach, Phys. Rev., C4, 1805 (1971);
M. Sternheim, R. Silbar, Ann. Rev. of Nucl. Sci., 24, 249 (1974).
4. В. П. Заварзина, В. А. Сергеев, А. В. Степанов, Изв. АН СССР, сер. физ., 43, 2441 (1979); 44, 1107 (1980). В. П. Заварзина, В. А. Сергеев, А. В. Степанов, Тезисы докладов 30 Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, "Наука", Л., 1980 г., с. 453; Изв. АН Каз ССР, серия физ.-мат., № 4, I (1981).

5. A. S. Clough et al., Nucl. Phys., B76, 15 (1974); A. S. Carroll et al., Phys. Rev., C14, 635 (1976); C. H. Q. Ingram, In "Meson-Nuclear Physics", Proc. of the Second Intern. Top. Conf. on Meson-Nuclear Physics, Houston, 1979, (AIP, N.-Y., 1979) p. 455; I. Navon et al., Phys. Rev., C22, 717 (1980); I. Navon et al., Phys. Lett., 95B, 365 (1980).