ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

В.Б. Беляев

926

О ВОЗМОЖНОСТИ РЕЗОНАНСНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ НЕЙТРИНО В ЯДРАХ

Дубна 1962 год

В.Б. Беляев

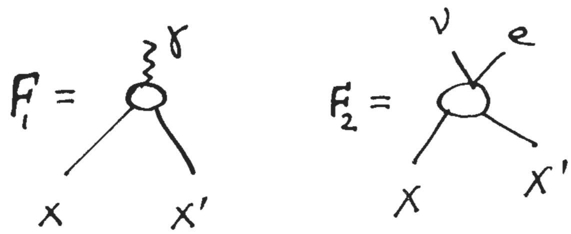
926

О ВОЗМОЖНОСТИ РЕЗОНАНСНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ НЕЙТРИНО В ЯДРАХ

1402/1, зр.

Среди частиц, принимающих участие в слабом взаимодействии, менее всех поддается непосредственному наблюдению нейтрино. Из-за малости сечения взаимодействия нейтрино с веществом сами его свойства были установлены только из косвенных фактов /законы сохранения и пр./. Поэтому указание на любой механизм, приводящий к увеличению сечения взаимодействия нейтрино с веществом, представляет интерес, как с точки зрения непосредственного изучения свойств нейтрино, как отдельной частицы /например, проблема мюонного и электронного нейтрино/, так и с точки зрения дальнейшего исследования самого слабого взаимодействия. По-видимому, можно указать на несколько таких механизмов. Рассмотрим один из них.

Пусть имеем две вершины F_1 и F_2



x -ядро в основном состоянии

x^1-возбужденное ядро + вылетевшие частицы, если они есть.

Выразим вершину с поглощением нейтрино F_2 через электромагнитную вершину F_1 .

Для простоты в вершине F_2 будем рассматривать только векторную часть.

Теперь рассмотрим вершину F_1 для случая поглощения дипольных γ -квантов, а в вершине F_2 рассмотрим такие правила отбора, когда возможен первый запрещенный переход. Тогда мы получим связь между сечением поглощения нейтрино σ_ν и сечением σ_γ поглощения дипольных квантов, а так как последнее в области гигантского резонанса увеличивается на 1,5 - 2 порядка, то можно предположить, что и сечение поглощения нейтрино при соответствующей энергии $E_\nu - E_e$ возрастет на эту же величину, если $qR \approx 1$.

Следует отметить, что приведенное рассуждение верно только при условии сохранения лептонного заряда.

Выразим теперь σ_ν через σ_γ . Матричный элемент для поглощения дипольных квантов имеет вид:

$$M_\mu(\gamma) = \sum_i \int \psi_e^* \frac{(1+\tau_3)_i}{2} r_i \; Y_{1\mu}(\theta_i \, \phi_i) \, \psi_a \, d^3 r_i \qquad /2/$$

и является суммой изотопического скаляра и изотопического вектора, однако, для дипольного фотопоглощения изотопически скалярная часть вклада в переход не дает /изотопический скаляр дает вклад в дипольный момент центра тяжести ядра/.

Сечение σ_γ имеет вид:

$$\sigma = 1\pi^2 \frac{e^2 \omega}{c} \sum_\mu \left| \langle b | \sum_i \tau_3^{(i)} r_i \; Y_{1\mu}(\theta_i \, \phi_i) | a \rangle \right|^2 \rho_F \, . \qquad /3/$$

Соответствующий ядерный матричный элемент для поглощения нейтрино имеет вид:

$$M_\nu = i < b^1 | \sum_i \bar{q}\, \bar{r}_i \quad \tau_i^- | a^1 >_{\bar{q} = \bar{p}_\nu - \bar{p}_e} \qquad /4/$$

и является изотопическим вектором. /4/ можно представить в виде:

$$M_\nu = 4/3\, \pi i \sum_\mu q\, Y^*_{1\mu} (\bar{n}_q) < b^1 | \sum_i r_i \;\; Y_{1\mu} (\theta_i\, \phi_i) \tau_i^- | a^1 > . \qquad /4'/$$

Состояние $|a^1>$ имеет тот же изотопический спин, что и $|a>$ и отличается только проекцией изотопического спина. То же относится и к состояниям $|b>$ и $|b^1>$.

Далее, пользуясь теоремой Вигнера-Эккарта в изотопическом пространстве, имеем:

$$< T_b\, m_b^1 | \sum_i r_i \;\; Y_{1\mu} \tau_i^- | \; T_a \;\; m_a^1 > =$$

$$= \frac{(T_a \;\; m_a^1 \;\; 1 -1 | T_b \;\; m_b^1)}{\sqrt{2 T_a + 1}} < T_b || \sum_i r_i \;\; Y_{1\mu} (\theta_i\, \phi_i) \tau_i || \; T_a > ,$$

с другой стороны,

$$< T_b \;\; m_b | \sum_i r_i \;\; Y_{1\mu} (\theta_i \;\; \phi_i) \; \tau_3^i \;\; | \; T_a \; m_a > =$$

$$= \frac{(T_a \; m_a 10 \; | \; T_b \;\; m_b)}{\sqrt{2 T_a + 1}} < T_b || \sum_i r_i \;\; Y_{1\mu} (\theta_i \;\; \phi_i) \; \tau_i \; || \; T_a > ,$$

где $(T_a \;\; m_a \;\; 1 -1 \; | \; T_b \;\; m_b)$ -коэффициент Клебша-Гордона,

а $< T_b \; || \; A \; || \; T_a >$ -так называемый "приведенный" ядерный матричный элемент.

Таким образом, получаем искомую связь:

$$M_\mu (\nu) = < T_b \;\; m_b^1 | \sum_i r_i \;\; Y_{1\mu} (\theta_i \, \phi_i) \, \tau_i^- | \; T_a \, m_a^1 > =$$

$$= 2 \frac{(T_a \, m_a^1 \, 1 -1 \, | \, T_b \;\; m_b^1)}{(T_a \;\; m_a 10 \; | \; T_b \;\; m_b)} < T_b \, m_b | \sum_i \tau_3^i \; r_i \;\; Y_{1\mu} (\theta_i \;\; \phi_i) \, | \; T_a \; m_a > = \qquad /5/$$

$$= 2\, C (T_a \;\; T_b) \, M_\mu \, (\gamma) .$$

Сечение поглощения нейтрино на ядре имеет вид:

$$\sigma_\nu = 2\pi/h \;\; G^2 \int | M(\nu) |^2 \, d\Omega_q \frac{P_e \;\; E_e}{(2\pi \; hc)^3} ,$$

где

$$\int |M(\nu)|^2 d\,\Omega_{\bar{q}} = \frac{64\pi^2}{9} q^2 \; C^2(T_a T_b) \sum_{\mu} |M_\mu(\gamma)|^2,$$

используя /3/, окончательно получим

$$\sigma_\nu = a \frac{G^2}{(2\pi)^2} \; \frac{P_e E_e}{c^3 \hbar^4} \; \frac{q^2}{E_{p\gamma}\, \rho_F} \; \frac{\sigma_\gamma}{e^2/\hbar c}, \qquad /6/$$

a –численный коэффициент.

Так как выбираются ядра с большим qR, то возникает вопрос не дадут ли члены с высшими степенями $\overline{qR}$ также резонансной картины. Однако из экспериментов по поглощению γ – квантов известно, что если у высших мультиполей и есть резонансы, то они лежат правее /по энергии/ гигантского резонанса. Точная оценка этих членов и выбор конкретного ядра для поглощения нейтрино от распада π –мезонов будут приведены в следующей работе.

Автор выражает благодарность А.М. Баландину за полезные дискуссии и внимание.

Рукопись поступила в издательский отдел
27 февраля 1962 года.