- 99

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

Р-435

Хэ Цзо-сю

ФОРМ-ФАКТОР И ЗАХВАТ μ-МЕЗОНА ЛЕГКИМИ ЯДРАМИ СО СПИНОМ 1/2

ЖЭТФ, 1960, т 38, в 5, с 1620-1626.

Дубна 1959 год

P-435

Хэ Цзо-сю

530/6 пр.

ФОРМ-ФАКТОР И ЗАХВАТ μ-МЕЗОНА ЛЕГКИМИ ЯДРАМИ СО СПИНОМ 1/2

А н н о т а ц и я

Исследуются различные эффекты, вызываемые процессом захвата μ-мезона легкими ядрами со спином 1/2 без вылета протонов или нейтронов. Вычисления показывают, что форм-фактор вносит значительную поправку к этим эффектам.

Введение

В последнее время проявился большой интерес к изучению влияния форм-фактора на процессы слабого взаимодействия [1]. Влияние форм-фактора на процесс захвата μ -мезона легкими ядрами, который не сопровождается испусканием нейтронов или протонов, исследовалось несколькими авторами [2]. Строго говоря, эти формулы удобны только для описания ядра с нулевым спином, находящегося в начальном состоянии, так как скорость захвата и состояние поляризации ядра, находящегося в конечном состоянии, в большой степени зависит от сверхтонкой структуры μ -мезоатомов. На это обстоятельство указывал Бернштейн и др., а также Шмушкевич[3]. Таким образом, представляется интересным изучить влияние форм-фактора на процесс захвата μ -мезона без испускания нейтрона с учетом эффекта сверхтонкой структуры.

Предположения

Гамильтониан слабого взаимодействия с форм-фактором можно записать в форме

$$H_w = \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{\Psi}_p (V_\alpha + A_\alpha) \Psi_n \bar{\Psi}_\mu \gamma_\alpha (1+\gamma_5) \Psi_\mu$$

$$V_\alpha = \gamma_\alpha + \frac{\mu'}{2m_p} \sigma_{\alpha\beta} K_\beta \qquad /1/$$

$$A_\alpha = \lambda \gamma_\alpha \gamma_5 + \frac{i f'}{m_\mu} \gamma_5 K_\alpha ,$$

где

$$K = P_p - P_n \quad , \qquad \sigma_{\alpha\beta} = \frac{1}{2i}(\gamma_\alpha \gamma_\beta - \gamma_\beta \gamma_\alpha).$$

λ является отношением константы связи Гамова-Теллера и константы связи Ферми и равно 1.2 для случая β -распада, член μ' является членом "слабого магнетизма", μ' - сумма аномального гиромагнитного отношения и $\mu' = \mu_p - \mu_n - 1$ =3.7[4], член f' является псевдоскаляром, порядок величины f' равен приблизительно 8λ для случая захвата μ - мезона протоном [5].

Когда происходит захват μ -мезона ядром, матричный элемент можно выразить посредством формулы

$$ME = \frac{G}{\sqrt{2}}\int d\tau \langle \nu | \gamma_\alpha (1+\gamma_5) | \mu \rangle \langle f | \sum_{i=1}^{A} \tau_i^{(-)} (V_\alpha + A_\alpha) | i \rangle \delta(\vec{r} - \vec{r}_i), \qquad /2/$$

в которой ν, μ, f, i - волновые функции нейтрино, μ - мезона, конечного и начального состояний ядра соответственно. $\tau_i^{(-)}$ - оператор, который превращает протон в нейтрон , а $d\tau$ - элемент ядерного объема. До захвата μ -мезон находился почти в состоянии покоя, поэтому можно использовать нерелятивистскую волновую функцию μ -мезона. Мы также пренебрегаем импульсом протонов в начальном состоянии. Как показали Примаков и Иоффе[2], это приведет к ошибке, не превышающей нескольких процентов. После того как произведено такое нерелятивистское приближение, матричный элемент можно выразить через

$$ME = \frac{G}{2}\Big[\langle v_\nu | 1 - \vec{\sigma}\cdot\vec{n} | v_\mu \rangle \langle f | \sum_{i=1}^{A} \tau_i^{(-)} (V - P\vec{\sigma}\cdot\vec{n}) e^{-i\vec{q}\cdot\vec{r}_i} \varphi_\mu | i \rangle$$

$$- \langle v_\nu | (1 - \vec{\sigma}\cdot\vec{n})\vec{\sigma} | v_\mu \rangle \langle f | \sum_{i=1}^{A} \tau_i^{(-)} A\vec{\sigma} e^{-i\vec{q}\cdot\vec{r}} \varphi_\mu | i \rangle\Big], \qquad /3/$$

где $\vec{q}$ - импульс нейтрино, $\vec{n}$ - единичный вектор в направлении импульса нейтрино, $\varphi_\mu = \frac{1}{\sqrt{\pi}}\left(\frac{z}{a_\mu}\right)^{3/2} e^{-\frac{z r}{a_\mu}}$ - кулоновская волновая функция μ -мезона, $a_\mu = \frac{\hbar^2}{m_\mu e^2}$ боровский радиус атома μ -мезоводорода, v_ν и v_μ -спиновые волновые функции нейтрино и μ -мезона.

$$V = 1 + \frac{\beta}{2}, \qquad A = \lambda + \frac{\mu\beta}{2}, \qquad P = \frac{\beta}{2}(f + \mu), \qquad /4/$$

где

$$\beta = \frac{q}{m_p}, \qquad \mu = \mu' + 1, \qquad f = f' - \lambda .$$

Здесь мы ограничимся вычислением процесса захвата μ -мезона ядром со спином 1/2. После захвата ядро переходит в состояние со спином 1/2 или 3/2 без вылета нейтрино. μ -мезон деполяризуется во время торможения и перехода с внешних орбит на внутренние. μ -мезон и далее продолжает деполяризовываться и передает часть своей поляризации ядру во время образования определенного состояния сверхтонкой структуры. Так как хорошо известно, что сверхтонкое расщепление уровня основного состояния в мезоводороде значительно больше, чем $\hbar/\tau$, где τ означает период полураспада μ -мезона, состояния сверхтонкой структуры являются некогерентными.

Как показал Шмушкевич[6], соответствующие матрицы плотности начальных состояний суть:

$$\rho_+ = \frac{1}{4}\left(1+K\vec{j}(\vec{\sigma}_p+\vec{\sigma}_\mu)+\frac{1}{3}\vec{\sigma}_p\cdot\vec{\sigma}_\mu\right) \qquad \text{/триплетное состояние/}$$

$$\rho_- = \frac{1}{4}\left(1-\vec{\sigma}_p\cdot\vec{\sigma}_\mu\right) \qquad \text{/синглетное состояние/}$$

Из формулы /5/ видно, что в триплетном состоянии векторы поляризации протона и μ -мезона одинаковы и равны $K\vec{j}$. Это означает, что 1/2 поляризации μ -мезона передается ядру.

Теория, предложенная Шмушкевичем, как будто находит подтверждение в последних опытах, проведенных Игнатенко и др. Они измеряли поляризацию μ -мезона, захватываемого в K -оболочку ядра фосфора со спином 1/2, которая оказалась равной 8.5%[7]. Это значение как раз является половиной величины поляризации / $\sim$ 17 %/ μ -мезона, захватываемого ядром с нулевым спином. Очевидно, в этом случае половина поляризации переходит на ядро.

Для того, чтобы провести вычисление, удобно предположить, что имеется распределение двух состояний сверхтонкой структуры. Пусть b - процентное отношение синглетного состояния, тогда матрица плотности перед захватом выражается следующей формулой

$$\begin{aligned}\rho &= (1-b)\rho_+ + b\rho_- \\ &= 1+\vec{\xi}_p\cdot\vec{\sigma}_p+\vec{\xi}_\mu\cdot\vec{\sigma}_p\cdot\vec{\sigma}_\mu ,\end{aligned} \qquad /6/$$

где $\epsilon = \frac{1}{3}(1-4b)$, $\vec{\xi}_p = \vec{\xi}_\mu = (1-b)k\vec{j}$.

Значение $\vec{\xi}$ можно легко получить путем измерения коэффициента асимметрии распада μ -мезона перед захватом. Значение оказывается равным 1/4 в предположении, что μ -мезон переходит в основное состояние и испускает γ -лучи. Но если имеется некий механизм, который предполагает переход между двумя состояниями сверхтонкой структуры, то значение b не превышает 1/4. Однако, значение b можно оценить из измерений параметра асимметрии распада μ -мезона, если предположить, что μ -мезон имеет поляризацию, которую предсказывала теория до начала действия этого механизма, т.е. 8,5%, а затем сравнить теоретическое значение с экспериментальным, так как переход из триплетного состояния в синглетное вызывает дополнительную деполяризацию.

111. Результаты вычислений

После захвата μ -мезона, ядро переходит в состояние со спином 1/2 или 3/2. Поэтому мы рассматриваем эти два процесса изолированно. Пользуясь обычной методикой вычислений, мы получаем формулу, описывающую вероятность перехода, угловое распределение, поляризацию ядра в направлении μ -мезона и в направлении ядра отдачи. Вычислена также угловая корреляция между $\gamma - \gamma$ и $\mu - \beta$. Здесь мы приводим более компактные формулы для особого случая: $\vec{\xi}_p = \vec{\xi}_\mu = \vec{\xi}$, $a = 1/4$, $\epsilon = 0$,
в то время как в приложении даны общие формулы. Так, общая вероятность перехода

$$W = \frac{G^2 Z^3}{2\pi^2 a_\mu^3} N_0 g^2 \left(1 - \frac{g}{M m_p}\right)$$

$$N_0 = (1+\beta)|M_F|^2 + \left(\lambda^2 + \frac{\lambda\beta}{2}(2\mu - f)\right)|M_{G.T.}|^2 \qquad /7/$$

$$|M_F|^2 = \frac{1}{2J_i+1}\left|\langle f|\sum_{i=1}^{A} \tau_i^{(-)} e^{i\vec{g}\cdot\vec{r}_i} \varphi_\mu |i\rangle\right|^2$$

$$|M_{G.T.}|^2 = \frac{1}{2J_i+1}\left|\langle f|\sum_{i=1}^{A} \tau_i^{(-)} \vec{\sigma} e^{i\vec{g}\cdot\vec{r}_i} \varphi_\mu |i\rangle\right|^2.$$

Иоффе показал, что матричный элемент M_F и $M_{G.T.}$ можно выразить через матричный элемент в β -распаде следующим образом:

$$M_F = M_F^{\beta}\left(1-\frac{1}{6}q^2\langle r^2\rangle_e\right)$$
$$M_{G.T.} = M_{G.T.}^{\beta}\left(1-\frac{1}{6}q^2\langle r^2\rangle_A\right) \qquad /8/$$

$\langle r^2\rangle_e$ и $\langle r^2\rangle_A$ - квадраты радиуса заряда, соответствующего векторному и псевдо-векторному переходам. Численные значения M_F^{β} и $M_{G.T.}^{\beta}$ можно получить из экспериментальных значений в β -распаде, $\langle r^2\rangle_e$ можно вычислить с помощью экспериментальных данных по неупругому рассеянию электронов ядрами. Так как $\psi_f^* \vec{\sigma} \psi_i$ имеет такую же форму что и матричный элемент перехода магнитного диполя, то $\langle r^2\rangle_A$ можно считать равным квадрату радиуса в магнитном радиационном переходе ядра, относящегося к тому же изотопическому мультиплету.

Однако, в этих формулах пренебрегается вкладом квадрупольного момента, который, по вычислениям Иоффе, не превышал нескольких процентов[2].

Угловое распределение нейтрино по отношению к направлению μ -мезона

$$W = 1 - a\vec{\xi}\cdot\vec{n}$$

$$a = \frac{1+\beta - \frac{2}{\sqrt{3}}\left(\lambda - \frac{\beta}{2}(f-\lambda)\right)\mathrm{Re}\,\rho + \frac{1}{3}(\lambda^2 - \lambda\beta f)\rho^2}{1+\beta + \left(\lambda^2 + \frac{\lambda\beta}{3}(2\mu - f)\right)\rho^2}, \quad J' = \frac{1}{2} \qquad /9/$$

$$a = -\frac{1}{3}\,\frac{2\lambda^2 + \lambda\beta(3\mu + f)}{\lambda^2 + \frac{\lambda\beta}{3}(2\mu - f)}, \qquad J' = \frac{3}{2}, \quad \rho = \frac{M_{G.T.}}{M_F}$$

J' означает полный угловой импульс конечного состояния ядра. Из формулы /9/ видно, что коэффициент углового распределения чистого перехода Гамова-Теллера не зависит от матричного элемента, и форм-фактор вносит большую поправку к коэффициенту асимметрии. Это означает, что в данном эксперименте мы можем зарегистрировать форм-фактор. Для перехода ядра со спином 1/2 - 1/2, коэффициент углового распределения зависит от отношения матричных элементов, которое можно использовать из экспериментальных значений β - распада.

Поляризация ядра в направлении вылета μ -мезона выражается формулами:

$$W(m') = 1 + B\frac{m'}{j'}\vec{\gamma}\cdot\vec{n}_j$$

$$B = \frac{1+\beta+\frac{2}{\sqrt{3}}\left(\lambda+\frac{\beta}{6}(3\lambda+2\mu-f)\right)Re\rho+\frac{1}{3}\left(\lambda^2+\frac{\lambda\beta}{3}(2\mu-f)\right)\rho^2}{1+\beta+\left(\lambda^2+\frac{\lambda\beta}{3}(2\mu-f)\right)\rho^2} \qquad /10/$$

$$B=2, \qquad J'=\frac{3}{2}.$$

$\vec{n}_j$ - направление поляризации ядра для чистого перехода Гамова-Теллера. Коэффициент B не зависит как от матричного элемента, так и от каких-либо постоянных связи. Это приводит к выводу, что мы не можем получить сведений о форм-факторе, измеряя поляризацию в направлении вылета μ -мезона. Но, строго говоря, этот вывод действителен для членов низшего порядка β . Если учитывать члены β^2 , поправка достигает 5-10%. Эта поправка приводится в приложении /формула /21//.

Формула, описывающая поляризацию ядра по направлению нейтрино

$$W(m') = 1 + C\frac{m'}{J'}\vec{n}\cdot\vec{n}_j + D\left(m'^2-\frac{5}{4}\right)\left(\frac{1}{3}-(\vec{n}\cdot\vec{n}_j)^2\right)\delta_{J',\frac{3}{2}}$$

$$C = \begin{cases} \dfrac{2}{3}\,\dfrac{(\lambda^2+\lambda\mu\beta)\rho^2+\sqrt{3}\left(\lambda+\frac{\beta}{2}(\lambda-f)\right)Re\rho}{1+\beta+\left(\lambda^2+\frac{\lambda\beta}{3}(2\mu-f)\right)\rho^2}, & J'=\frac{1}{2} \\[2ex] \dfrac{\lambda^2+\lambda\mu\beta}{\lambda^2+\frac{\lambda\beta}{3}(2\mu-f)}, & J'=\frac{3}{2} \end{cases} \qquad /11/$$

$$D = -\frac{\frac{1}{2}\beta\lambda(\mu+f)}{\lambda^2+\frac{\lambda\beta}{3}(2\mu-f)}, \qquad J'=\frac{3}{2}.$$

В данном случае угловая корреляция между $\mu-\gamma$ не представляет большого интереса, так как она всегда изотропна и не зависит от того, имеется или отсутствует форм-фактор. Но угловая корреляция между $\nu-\gamma$ находится в очень большой зависимости от форм-фактора. Она также имеет то преимущество, что не зависит от матричного элемента. Здесь мы приводим ряд особых случаев, а общие формулы даются в приложении. Пусть J_i, J', J_f начальное, промежуточное и конечное состояния соответственно. Тогда формулами, описывающими переход $J_i \rightarrow J' \rightarrow J_f$, будут

$$1-\frac{3D}{3+D}\cos^2\theta \qquad (0\to 1\to 0)$$

$$1+\frac{3D}{6-D}\cos^2\theta \qquad (0\to 1\to 1)$$

$$1-\frac{3D}{30+D}\cos^2\theta \qquad (0\to 1\to 2) \qquad /12/$$

$$1-\frac{3D}{6+2D}\cos^2\theta \qquad \left(\tfrac{1}{2}\to \tfrac{3}{2}\to \tfrac{1}{2}\right)$$

$$1+\frac{6D}{15-D}\cos^2\theta \qquad \left(\tfrac{1}{2}\to \tfrac{3}{2}\to \tfrac{3}{2}\right)$$

$$1+\frac{3D}{30-5D}\cos^2\theta \qquad \left(\tfrac{1}{2}\to \tfrac{3}{2}\to \tfrac{5}{2}\right)$$

θ - угол между вылетом нейтрино и γ -кванта, испускаемого возбужденным ядром. Можно видеть, что форм-фактор вносит большой вклад в угловую корреляцию. Например, в переходе $0\to 1\to 0$ корреляция изотропна при отсутствии форм-фактора, но при наличии его анизотропия в корреляции достигает 50%.

Угловая корреляция между μ -мезоном и электроном

$$1+E\,\vec{\xi}\cdot\vec{v}_e$$

$$E=1-\frac{\beta^2(f+\mu)^2}{12\lambda^2} \qquad (0\to 1\to 0) \qquad /13/$$

$$E=2-\frac{\beta^2(f+\mu)^2}{12\lambda^2} \qquad \left(\tfrac{1}{2}\to \tfrac{3}{2}\to \tfrac{1}{2}\right)$$

$\vec{v}_e$ - скорость электрона. Вообще эту корреляцию трудно обнаружить, исключая случай, когда время жизни ядра после захвата очень мало /например, переход ${}_6C^{12}\rightleftarrows {}_5B^{12}$, ${}_6C^{13}\rightleftarrows {}_5B^{13}$ /, поэтому возможно сохранить поляризацию ядра после захвата при соответствующем магнитном поле. Обнаружить же таким путем форм-фактор представляется трудным, но переход $\frac{1}{2} \to \frac{3}{2} \to \frac{1}{2}$ можно использовать для того, чтобы выяснить, поляризуется ли ядро мезоном, и обнаружить спиральность μ -мезона, так как различная спиральность μ -мезона приводит к различной угловой корреляции противоположной по знаку.

Автор считает своим долгом поблагодарить профессора Я.А.Смородинского за интерес, проявленный к настоящей работе и обсуждение результатов, а также профессора Чжу Хун-юань, профессора И.С.Шапиро и Чжоу Гуан-чжао за полезные обсуждения.

Приложение

Здесь мы приводим общие формулы, полученные до членов порядка β^2. Конечно, приведенные здесь члены недостаточно точны, так как мы пренебрегаем импульсом протона в начальном состоянии. Однако, при определенных обстоятельствах, ввиду большого коэффициента у аномального магнитного момента и псевдоскаляра, они становятся такими же, как и члены порядка β. Формулы, описывающие угловое распределение электрона и γ -квантов для ориентированных ядер, взяты из работ Берестецкого и др. [8], Фалкова и Линга /9/.

A. Переход $1/2 \longrightarrow 1/2$

1. Общая вероятность перехода

$$W = \frac{G^2 Z^3}{2\pi^2 a_\mu^3} q^2 \left(1 - \frac{q}{A m_p}\right) N_0$$

$$N_0 = \left(1 + \frac{\beta}{2}\right)^2 |M_F|^2 + \left(\lambda^2 + \frac{\lambda\beta}{3}(2\mu - f) + \frac{\beta^2}{12}(2\mu^2 + f^2)\right) |M_{G.T.}|^2$$

$$- 2\epsilon\left[\lambda^2 + \frac{\lambda\beta}{3}(2\mu - f) - \frac{\beta^2}{12}\mu(2f - \mu)\right] |M_{G.T.}|^2 \qquad /14/$$

$$- 2\sqrt{3}\epsilon\left[\lambda + \frac{\beta}{6}(3\lambda + 2\mu - f) + \frac{\beta^2}{12}(2\mu - f)\right] \mathrm{Re}\, M_F M_{G.T.}$$

2. Угловое распределение ядра отдачи

$$W(\theta) = 1 - \vec{\xi}_p \cdot \vec{n}\,\frac{N_1}{N_0} - \vec{\xi}_\mu \cdot \vec{n}\,\frac{N_2}{N_0}$$

$$N_1 = \frac{2}{3}\Big[\Big(\lambda^2 + \lambda\mu\beta + \frac{\mu^2\beta^2}{4}\Big)|M_{G.T.}|^2 - \sqrt{3}\Big(\lambda + \frac{\beta}{2}(f-\lambda) - \frac{\beta^2}{4}f^2\Big)\,Re\,M_F\,M_{G.T.}\Big] \qquad /15/$$

$$N_2 = \Big(1+\frac{\beta}{2}\Big)^2|M_F|^2 - \frac{1}{3}\Big(\lambda^2 + \lambda\beta(2\mu+f) + \frac{\beta^2}{4}(2\mu^2 - f^2)\Big)|M_{G.T.}|^2$$

3. Поляризация ядра в направлении поляризации μ -мезона

$$W(m') = 1 + \vec{\xi}_p \cdot \vec{n}_j\, 2m'\frac{N_5}{N_0} + \vec{\xi}_\mu \cdot \vec{n}_j\, 2m'\frac{N_6}{N_0}$$

$$N_5 = \Big(1+\frac{\beta}{2}\Big)^2|M_F|^2 - \frac{1}{3}\Big(\lambda^2 + \frac{\lambda\beta}{3}(2\mu - f) + \frac{\beta^2}{12}(2\mu^2 + f^2)\Big)|M_{G.T.}|^2$$

$$N_6 = -\frac{2}{\sqrt{3}}\Big[\lambda + \frac{\beta}{6}(3\lambda + 2\mu - f) + \frac{\beta^2}{12}(2\mu - f)\Big]Re\,M_F\,M_{G.T.} \qquad /16/$$

$$+ \frac{2}{3}\Big[\lambda^2 + \frac{\lambda\beta}{3}(2\mu - f) - \frac{\beta^2}{12}\mu(2f - \mu)\Big]|M_{G.T.}|^2$$

m' - магнитное квантовое число ядра в конечном состоянии.

4. Поляризация ядра в направлении нейтрино

$$W(m') = 1 + \vec{n} \cdot \vec{n}_j\, 2m'\frac{N_4}{N_0}$$

$$N_4 = \frac{2}{3}\Big[\Big(\lambda^2 + \lambda\mu\beta + \frac{\mu^2\beta^2}{4}\Big)|M_{G.T.}|^2 + \sqrt{3}\Big(\lambda + \frac{\beta}{2}(\lambda - f) - \frac{\beta^2}{4}f\Big)Re\,M_F\,M_{G.T.}\Big] \qquad /17/$$

$$-\epsilon\Big[\Big(1+\frac{\beta}{2}\Big)^2|M_F|^2 + \frac{1}{3}\Big(7\lambda^2 + \beta\lambda(4\mu - 3f) + \frac{\beta^2}{3}(2\mu^2 - 4\mu f + f^2)\Big)|M_{G.T.}|^2$$

$$+ \frac{4}{\sqrt{3}}\Big(\lambda + \frac{\beta}{2}(\lambda + \mu) + \frac{\beta^2}{4}\mu\Big)Re\,M_F M_{G.T.}\Big]$$

B. Переход $1/2 \to 3/2$.

1. Общая вероятность перехода

$$W = \frac{G^2 z^3}{2\pi^2 a_\mu^3} N_o' q^2 \left(1 - \frac{q}{Am_p}\right) \qquad /18/$$

$$N_o' = \left[(1+\epsilon)\left(\lambda^2 + \frac{\lambda\beta}{3}(2\mu - f) - \frac{\beta^2}{12}\mu(2f-\mu) + \frac{\beta^2}{12}(\mu+f)^2\right|M_{G.T.}\right|^2$$

2. Угловое распределение ядра отдачи

$$W = 1 + \frac{1}{3}\frac{N_1'}{N_0'}\vec{\xi}_p \cdot \vec{n} + \frac{1}{3}\frac{N_2'}{N_0'}\vec{\xi}_\mu \cdot \vec{n}$$

$$N_1' = \left(\lambda^2 + \lambda\mu\beta + \frac{\mu^2\beta^2}{4}\right)|M_{G.T.}|^2 \qquad /19/$$

$$N_2' = \left(\lambda^2 + \lambda\beta(2\mu+f) + \frac{\beta^2}{4}(2\mu^2 - f^2)\right)|M_{G.T.}|^2$$

3. Поляризация ядра по направлению поляризации μ -мезона

$$W(m') = 1 + \frac{2}{3}m'\frac{N_3'}{N_0'}\vec{\xi}_p \cdot \vec{n}_{j_2} + \frac{2m'}{3}\vec{\xi}_\mu \cdot \vec{n}_j \frac{N_4'}{N_0'}$$

$$N_3' = \left[\lambda^2 + \frac{\lambda\beta}{3}(2\mu - f) + \frac{\beta^2}{12}(2\mu^2 + f^2)\right]|M_{G.T.}|^2 \qquad /20/$$

$$N_4' = \left[\lambda^2 + \frac{\lambda\beta}{3}(2\mu - f) - \frac{\beta^2}{12}\mu(2f-\mu)\right]|M_{G.T}|^2$$

если $\vec{\xi}_p = \vec{\xi}_\mu$, то

$$W = 1 + \left(2 - \frac{\beta^2(f-\mu)^2}{12(1+\epsilon)\lambda^2}\right)\frac{2m'}{3}\vec{\xi} \cdot \vec{n}_j \qquad /21/$$

4. Поляризация ядра по направлению вылетающего нейтрино

$$W(m') = 1 + \frac{2m'}{3}\frac{N_5'}{N_0'}\vec{n} \cdot \vec{n}_j + \frac{N_6'}{N_0'}\left(m'^2 - \frac{5}{4}\right)\left(\frac{1}{3} - (\vec{n} \cdot \vec{n}_j)^2\right) \qquad /22/$$

$$N_5' = (1+\epsilon)\left(\lambda + \frac{\mu\beta}{2}\right)^2 |M_{G.T.}|^2$$

$$N_6' = -\left[(1+\epsilon)\left(\frac{\beta\lambda}{2}(\mu+f) + \frac{\beta^2}{4}(\mu^2 + f\mu) - \frac{\beta^2}{8}(\mu+f)^2\right]|M_{G.T.}|^2$$

C. Угловая корреляция для нейтрино и γ-квантов

$$W(\theta)=\sum_{M_f,m'} W(m')\,P_{M_f,m'}(\theta)$$

$$P_{M_f,m'}(\theta)=\left|C^{J_f,M_f;L,M}_{J',m'}\right|^2 |E_L|^2 F^M_L(\theta)+\left|C^{J_f,m_f;L,M}\right|^2 |M_{L-1}|^2 F^M_{L-1}(\theta)$$

$$+C^{J_f M_f;L,M}_{J',m'}\,C^{J_f,M_f;L-1,M}_{J',m'}\left(E_L M^*_{L-1}+c.c.\right)F^M_{L,L-1}(\theta)$$

$$F^M_L(\theta)=\frac{4\pi}{L(L+1)}\Big[2M^2|Y^M_L|^2+(L+M)(L-M+1)|Y^{M-1}_L|^2 \qquad /23/$$

$$+(L+M+1)(L-M)|Y^{M+1}_L|^2\Big]$$

$$F^M_{L,L-1}(\theta)=-4\pi\left(\frac{2L+1}{2L-1}\cdot\frac{L^2-M^2}{L^2(L^2-1)}\right)^{\frac{1}{2}}\times$$

$$\times\Big[2M|Y^M_{L-1}|^2+(L-M-1)|Y^{M+1}_L|^2-(L+M-1)|Y^{M-1}_{L-1}|^2\Big]$$

Д. Угловое распределение электронов в направлении поляризации μ -мезона

$$W(\theta)=\sum_{m'} W(m')(1+\bar{\beta}_{m'} V\cos\theta)$$

$$\bar{\beta}_{m'}=\frac{\Delta_{j',m'}+\frac{2m'\delta_{j_f j'}}{\sqrt{j'(j'+1)}}}{1+|\rho'|^2\delta_{j_f,j'}},\qquad \Delta_{j'm'}\begin{cases}\frac{m'}{j'} & j_f=j'-1\\ \frac{m'}{j'(j'+1)} & j_f=j'\\ -\frac{m'}{j'+1} & j_f=j'+1\end{cases} \qquad /24/$$

$$\rho'=\frac{M^{\beta}_{F}}{M^{\beta}_{G.T}}$$

j_f спин ядра в конечном состоянии после β -распада.

Рукопись поступила в издательский отдел
3 декабря 1959 года.

Литература

1. Я.А.Смородинский. УФН, 68, 653 /1959/.

2. Б.Л.Иоффе. ЖЭТФ, 37, 159 /1959/. Чжоу Гуан-чжао, В.Маевский. ЖЭТФ, 35, 1581. A. Fujii, H. Primakoff. Nuovo Cim. 12, 317, (1959).

3. J. Bernstein, T.D. Lee, C.N. Yang, H. Primakoff. Phys.Rev. III, 313, 1958. I.M. Shmushkevitch. Nucl.Phys. 11, 419, (1959).

4. С.С.Герштейн, Я.Б.Зельдович. ЖЭТФ, 29, 698 /1955/ M. Gell-Mann, Phys.Rev. 111, 362, (1958).

5. M.L. Goldberger, S.B. Treiman. Phys.Rev., 111, 354, (1958).

6. И.Шмушкевич, ЖЭТФ, 36, 53 /1959/.

7. Л.Б.Егоров, А.Е.Игнатенко, Д.Чултэм /в печати/.

8. V.B. Berestetsky, B.L.Ioffe, A.P. Rudik and K.A. Ter-Martirosyan. Nucl.Phys. 5, 464, (1958).

9. Jr.D.S. Ling, D.L. Falkoff. Phys.Rev., 76, 1639, (1959).