ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

Г.Я. Коренман, Р.А. Эрамжян

Р - 1160

УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ И ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЯДЕР ОТДАЧИ ПРИ ЗАХВАТЕ ЧАСТИЧНО ПОЛЯРИЗОВАННЫХ μ^- -МЕЗОНОВ

Дубна 1962 год

Г.Я. Коренман, Р.А. Эрамжян[x)]

Р - 1160

УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ И ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЯДЕР ОТДАЧИ ПРИ ЗАХВАТЕ ЧАСТИЧНО ПОЛЯРИЗОВАННЫХ μ^- -МЕЗОНОВ

x) Институт ядерной физики Московского Государственного Университета.

А н н о т а ц и я

Получены общие формулы углового распределения и поляризации ядер отдачи при захвате частично поляризованных μ^--мезонов для уникальных и неуникальных $0 \to J$ переходов. Результаты выражены через ядерные матричные элементы Мориты-Фужии. Проведен расчет поляризации основного состояния B^{12} при μ^--захвате на C^{12} в зависимости от константы наведенного псевдоскалярного взаимодействия и "слабого магнетизма".

G.J.Korenman, R.A.Eramdzyan *)

ANGULAR DISTRIBUTION AND POLARIZATION OF RECOIL NUCLEI IN THE CAPTURE OF PARTIALLY POLIRIZED μ^- MESONS

Abstract

General formulae for the angular distribution and for the polarization of recoil nuclei in the capture of partially polarized μ^--mesons have been obtained for the unique and non-unique $0 \to J$ transitions. The results are expressed in terms of the Morita-Fujii nuclear matrix elements.

The calculation of the polarization of the B^{12} ground state in the muon capture on C^{12} has been made for different values of the induced pseudoscalar constant and "weak magnetism".

Изучению слабого взаимодействия μ^- -мезонов с ядрами посвящено большое число работ, как теоретических, так и экспериментальных. Захват μ^- мезона свободным протоном, который может быть рассчитан наиболее точно, связан со специфическими экспериментальными трудностями и не дает исчерпывающей информации о константах μ^--захвата. Измерение полной вероятности реакции

$$\mu^- + (A, Z) \to (A, Z-1) + \nu \qquad /1/$$

также недостаточно для определения констант, поскольку эта величина слабо зависит от соотношения между ними[1].

Значительно лучше в этом отношении ситуация в парциальных переходах, характеристики которых / вероятность перехода, угловое распределение и поляризация ядер отдачи / весьма чувствительны к константам взаимодействия. Поэтому целесообразно развить общий формализм для расчета характеристик парциальных переходов.

В работе Мориты и Фужии[2] была предложена теория разрешенных и запрещенных переходов и получены формулы для вероятностей парциальных переходов в μ^--захвате. Матричные элементы, введенные этими авторами, учитывают релятивистские поправки и удобны для численных расчетов.

Морита и Гринберг[3], используя этот формализм, получили формулу углового распределения ядер отдачи в уникальных переходах $0 \to J$, $\Delta\pi = (-1)^{J+1}$ при захвате частично поляризованных μ^- мезонов. Аналогичный результат в более грубом приближении был получен Роузом и Гудом[4]. Более ранние работы по угловому распределению ядер отдачи обсуждаются в обзоре Примакова[1]. Там же имеются ссылки на расчеты поляризации ядер отдачи, выполненные для отдельных частных случаев.

В настоящей работе получены общие формулы углового распределения и поляризации ядер отдачи в уникальных и неуникальных $0 \to J$ переходах при захвате частично поляризованных μ^- -мезонов из K - оболочки Все формулы выражены через матричные элементы Мориты и Фужии, учтены наведенное псевдоскалярное взаимодействие и "слабый магнетизм". Случай μ^--захвата на ядрах с ненулевым спином не рассматривается, поскольку здесь необходимо учитывать сверхтонкое расщепление уровней мезоатома, приводящее к значительной дополнительной деполяризации μ^- -мезона на K -оболочке[5].

При выводе формул используется формализм матрицы плотности и спин-тензоров, позволяющий единым образом получить все характеристики парциального перехода.

В последнем разделе работы приведены результаты численного расчета средней по направлению вылета нейтрино поляризации основного состояния B^{12} при μ^--захвате на C^{12}. Исследуется зависимость поляризации от псевдоскалярной константы и "слабого магнетизма" и обсуждаются полученные результаты.

Все характеристики ядерной реакции можно получить из матрицы плотности конечных состояний ρ_f , которая определяется формулой[6]:

$$\rho_f = F \rho_i F^+, \qquad /2/$$

где ρ_i есть матрица плотности начальной системы,

F есть амплитуда перехода.

Матрица плотности начальной системы, состоящей из ядра с нулевым спином и частично поляризованного μ^- -мезона на K -оболочке, определяется вектором поляризации μ^--мезона $\vec{P} = \langle \vec{\sigma} \rangle$.

$$\rho_i = \tfrac{1}{2} (I + \vec{P} \vec{\sigma}) . \qquad /3/$$

Выбирая ось Z вдоль $\vec{P}$, можно записать

$$\langle \mu | \rho_i | \mu' \rangle = \tfrac{1}{2} (\delta_{\mu\mu'} + P\sqrt{3} \langle \tfrac{1}{2} \mu \; 10 : \tfrac{1}{2} \mu' \rangle) , \qquad /4/$$

где μ и μ' есть проекция спина мезона на ось z , $\langle j_1 m_1 j_2 m_2 : j_3 m_3 \rangle$ -коэффициент Клебша-Гордана. Амплитуда перехода в первом порядке теории возмущений определяется матричным элементом $\langle f | \hat{H} | i \rangle$ гамильтониана взаимодействия.

а) Матричный элемент гамильтониана

Эффективный гамильтониан слабого взаимодействия μ^- -мезона с ядром запишем, следуя Морита и Фужии[2]

$$H_{eff} = \Psi_f \sum_s \hat{H}_s \tau_- (s) \Psi_i$$

$$\hat{H}_s = C_V 1_s L(1) + C_A \vec{\sigma}_s L(\vec{\sigma}) + \frac{C_V}{2M} \{ 2L(\vec{a}) \vec{p}_s + \vec{p} L(\vec{a}) + i\vec{\sigma}_s [\vec{p} \cdot L(\vec{a})] \} +$$

$$+ \frac{C_A}{2M} \{ 2L(\gamma_5) \vec{\sigma}_s \vec{p}_s + \vec{\sigma}_s \vec{p} L(\gamma_5) \} + \frac{\mu_p - \mu_n}{2M} C_V \, i\vec{\sigma}_s [\vec{p} \cdot L(\vec{a})] - \frac{C_P}{2M} \vec{\sigma}_s \vec{p} L(\beta\gamma_5) ,$$

где Σ означает суммирование по всем нуклонам ядра, $L(\vec{a}) = \Psi_\nu^+ \frac{1+\gamma_5}{\sqrt{2}} \vec{a} \Psi_\mu$ и т.д., Ψ_i , Ψ_f , Ψ_ν , Ψ_μ есть волновые функции в конфигурационном пространстве начального и конечного ядра, нейтрино и μ^- -мезона, соответственно.

Оператор $\tau_-(s)$ переводит s -ый протон в нейтрон, а при действии на нейтрон дает нуль.

Операторы $\vec{p}$ и $\vec{p}_s$ представляют собой дифференциальные операторы импульса лептонов и s -го нуклона, соответственно.

Гамильтониан /5/ есть нерелятивистское по нуклонам приближение / опущены член $\approx(\frac{v}{c})^2$ / гамильтониана четырехфермионного $(V-A)$ -взаимодействия с учетом наведенного псевдоскалярного взаимодействия и "слабого магнетизма". Здесь и в дальнейшем $\hbar = c = 1$.

Волновая функция μ^- -мезона на K -оболочке точечного ядра с малым $Z\ (aZ \ll 1)$ записывается в виде

$$|1s_{1/2}\ \mu\rangle = \sqrt{\frac{1}{\pi}}(a\,Z\,m_\mu)^{3/2} e^{-aZm_\mu r}\begin{pmatrix}0\\ \Psi_{1/2\,\mu}\end{pmatrix}, \qquad /6/$$

где a -постоянная тонкой структуры, Z -заряд ядра, m_μ -приведенная масса μ^- -мезона.

Нейтрино описывается собственной функцией с определенным импульсом $\vec{q}$ и проекцией спина ν . Разлагая эту функцию по шаровым спинорам и применяя алгебру неприводимых тензорных операторов[7], можно выразить матричный элемент гамильтониана через ядерные матричные элементы от неприводимых тензорных опреаторов:

$$\langle \vec{q}\,\nu, JM|H|1s_{1/2}\mu; J_i = 0\rangle =$$
$$= \sqrt{\frac{2}{\pi}}\,(aZm_\mu)^{3/2}\sum_{\nu k m\lambda} i^{-\ell}\,Y_{\ell m}(\Omega)\,\langle \ell m\, ½\,\nu : j\lambda\rangle\langle j\,-\lambda, ½\mu : JM\rangle(-1)^{\lambda+1/2} M_{\nu J}(k), \qquad /7/$$

где $\Omega \equiv (\theta\ \psi)$ есть углы вылета нейтрино,

$$M_{\nu J}(k) = Cv[0\nu J]\{S_{0\nu J}(k) + i\,S'_{0\nu J}(-k)\} - C_A[1\nu\ J]\{S_{1\nu J}(k) + iS'_{1\nu J}(-k)\} +$$
$$+\{S'_{1\nu J}(-k) - iS_{1\nu J}(k)\}\{-\frac{C_v}{M}[1\nu Jp] + \sqrt{3}\,Cv\,\frac{q}{2M}(\sqrt{\frac{\nu+1}{2\nu+3}}[0\nu+1J+] + \sqrt{\frac{\nu}{2\nu-1}}[0\nu-1J-]) +$$
$$+\sqrt{6}\,C_v\frac{q}{2M}(1+\mu_p-\mu_n)(\sqrt{\nu+1}\,W(11J\nu:1\nu+1)[1\nu+1J+] + \sqrt{\nu}\,W(11J\nu:1\nu-1)[1\nu-1J-])\} + \qquad /8/$$
$$+\{S'_{0\nu J}(-k) - iS_{0\nu J}(k)\}\{\frac{C_A}{M}[0\nu Jp] + \sqrt{1/3}\,(C_A - C_p)\frac{q}{2M}(\sqrt{\frac{\nu+1}{2\nu+1}}[1\nu+1J+] + \sqrt{\frac{\nu}{2\nu+1}}[1\nu-1J-])\}.$$

В формуле /8/ использованы следующие обозначения:

$$S_{n\nu J}(k) = \delta_{\ell\nu}\sqrt{2(2j+1)}\ \ W(½ n j \ell : ½ J)$$
$$S'_{n\nu J}(-k) = S_k\,S_{n\nu J}(-k)\ ; \qquad S_k = (-1)^{j-\ell+1/2}. \qquad /9/$$

Символ K определяет совокупность полного и орбитального моментов нейтрино:

$$\ell = k,\quad j = \ell - ½ \qquad \text{при} \quad k > 0$$

$$\ell = -k-1,\quad j = \ell + ½ \qquad \text{при} \quad k < 0$$

Приведенные ядерные матричные элементы $[n\nu J]$, $[n\nu J\pm]$, $[n\nu J_p]$ определены так же, как в таблице $\boxed{1}$ работы[2].

б) Спин-тензоры ядра отдачи

Спиновые состояния ядра, образовавшегося в реакции /1/, можно описать матрицей плотности

$$< M \,|\rho_f|\, M' > = \sum_{\nu} < M,\nu \,|\, \rho_f \,|\, M',\nu > \tag{/10/}$$

или спин-тензорами

$$\rho_{aa} = \sum_{MM'} (-1)^{J-M'} < JM, J-M' : a\alpha > < M \,|\, \rho \,|\, M' > \quad . \tag{/11/}$$

Используя формулы /2/, /4/, /7/, /10/, /11/ и суммируя коэффициенты Клебша-Гордана, получим

$$\rho_{aa} = q^2 \frac{dq}{dE_f} \sqrt{1/\pi}\, (\alpha Z m_\mu)^3 \cdot (2J+1) . \tag{/12/}$$

$$\{ Y^*_{a\alpha}(\Omega) \sum_{kk'\nu\nu'} g_a(k,k') M_{\nu J}(k) M^*_{\nu' J}(k') + P \sum_{L\, kk'\nu\nu'} Y_{L\lambda}(\Omega) < L\lambda_1 a\alpha : 10 > h_{aL}(k,k') M_{\nu J}(k) M^*_{\nu' J}(k')$$

где

$$g_a(k,k') = i^{\ell-\ell'} \frac{\hat{\ell}\hat{\ell}' \hat{j}\hat{j}'}{\hat{a}} < \ell 0, \ell' 0 : a0 > (-1)^J \begin{Bmatrix} j & j' & a \\ \ell' & \ell & 1/2 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} j & j' & a \\ J & J & 1/2 \end{Bmatrix} \tag{/13/}$$

$$h_{aL}(k,k') = i^{\ell\ell'} \hat{\ell}\hat{\ell}' \hat{j}\hat{j}' \hat{a} < \ell 0, \ell' 0 : a0 > (-1)^{a+L+j-1/2} \begin{Bmatrix} j & j' & L \\ \ell' & \ell & 1/2 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} 1/2 & 1/2 & 1 \\ J & J & a \\ j & j' & L \end{Bmatrix} \tag{/14/}$$

$$\hat{j} = \sqrt{2j+1}$$

$6j$ и $9j$ -символы определены так же, как у Эдмондса[7]. Коэффициенты $g_a(k,k')$ и $h_{aL}(k,k')$ обладают следующими свойствами симметрии:

$$g_a(k,k') = (-1)^a\, g_a(k',k)$$
$$h_{aL}(k,k') = (-1)^{a+1}\, h_{aL}(k',k) \tag{/15/}$$

$$g_a(k,k') = S_k S_{k'}\, g_a(-k,-k')$$
$$h_{aL}(k,k') = S_k S_{k'}\, h_{aL}(-k,-k') \tag{/16/}$$

Первые два соотношения очевидны, вторые получаются, если использовать равенство

$$< b0, d0 : f0 > W(abcd; 1/2\, f) = < a 1/2, c -1/2 : f0 > \delta_{b+d+f,2n}\; \hat{b}\hat{d} \tag{/17/}$$

Используя /15/, легко показать, что произведение $M_{\nu J}(k)\; M^*_{\nu' J}(k')$ в первом члене формулы /12/ можно заменить на $Re\{ M_{\nu J}(k)\; M^*_{\nu' J}(k') \}$ для четных a и на $i\, Im\{ M_{\nu J}(k) M^*_{\nu' J}(k') \}$ для a нечетных ; во втором члене, наоборот, $i\, Im\{ \dots \}$ для a четных, $Re\{ \dots \}$ для a нечетных.

Формула /12/ записана в системе координат с осью Z вдоль $\vec{P}$. Для дальнейшего удобно иметь также ρ_{aa} в системе координат с ортами

$$\vec{e}_z = \frac{\vec{q}}{q} , \quad \vec{e}_y = \frac{[\vec{p}\, \vec{q}]}{|[\vec{p}\, \vec{q}]|} , \quad \vec{e}_x = [\vec{e}_y \vec{e}_z] \tag{/18/}$$

В этой системе координат

$$\rho_{aa} = q^2 \frac{dq}{dE} (\alpha Z m_\mu)^3 \frac{2J+1}{2\pi} \cdot$$

$$\Big[\delta_{ao} \sum_{kk'vv'} g_a(kk') \overset{Re}{_{i\,Im}} \{M_{vJ}(k) M^*_{v'J}(k')\} + P\sqrt{\frac{4\pi}{3}}\, Y_{1-a}(\theta, 0) \sum_{Lkk'vv'} L < L\,0,\, aa:\, 1a > \overset{i\,Im}{_{Re}} \{M_{vJ}(k) M^*_{v'J}(k')\}\Big], \qquad /19/$$

где верхний символ Re и $i\,Im$ относится к четным a, нижний к нечетным: θ есть угол между $\vec{P}$ и $\vec{q}$.

Угловое распределение и поляризация ядер отдачи

Угловое распределение выражается через спин-тензор нулевого ранга:

$$\frac{dw}{d\Omega} = \hat{J}\, \rho_{00} \quad . \qquad /20/$$

Из формулы /19/ для $a = 0$ следует, что

$$\frac{dw}{d\Omega} = \frac{W}{4\pi} \left(1 + a P \cos\theta \right), \qquad /21/$$

где W есть полная вероятность $\int \frac{dw}{d\Omega} d\Omega$ парциального перехода,

a коэффициент анизотропии углового распределения ядер отдачи. Выделяя действительную и мнимую часть $M_{vJ}(k)$ $M^*_{v'J}(k')$ и суммируя по k и k', получим:

$$a = \frac{R^2 - T^2}{R^2 + T^2}, \qquad /22/$$

$$W = \frac{8}{3} (2J+1)\, q^2 \frac{dq}{dE_t} (\alpha Z m_\mu)^3 (R^2 + T^2) \; . \qquad /23/$$

Величины R и T в случае уникальных переходов следующим образом выражаются через ядерные матричные элементы и константы взаимодействия:

$$R_u = C_A\left(\sqrt{\frac{J}{2J+1}}\, [1J+1J] - \sqrt{\frac{J+1}{2J+1}}\, [1J-1J]\right) - \qquad /24/$$

$$- C_V \frac{q}{2M} (1 + \mu_p - \mu_n)\left(\sqrt{\frac{J}{2J+1}}\, [1J+1J+] - \sqrt{\frac{J+1}{2J+1}}\, [1J-1J-]\right) + C_V \frac{1}{M}\, [1JJ_P],$$

$$T_u = C_A\left(\sqrt{\frac{J+1}{2J+1}}\, [1J+1J] + \sqrt{\frac{J}{2J+1}}\, [1J-1J]\right) + (C_A - C_P)\, \frac{q}{2M}\left(\sqrt{\frac{J+1}{2J+1}}\, [1J+1J+] + \right. \qquad /25/$$

$$\left. + \sqrt{\frac{J}{2J+1}}\, [1J-1J-]\right) + C_A\sqrt{3}\, \frac{[0JJ_P]}{M}$$

Если в этих выражениях принять $[1J\pm 1J\pm] \approx [1J \pm 1J]$ и при возведении R и T в квадрат отбросить члены $\approx \left(\frac{q}{2M}\right)^2$, а также $\approx \left(\frac{[nJJ_P]}{M}\right)^2$, то выражение для a будет совпадать с результатом Мориты и Гринберга[3].

В случае неуникальных переходов

$$R_n = C_A [\,1JJ] - C_v \frac{q}{2M} (1+\mu_p-\mu_n)\left(\frac{J+1}{2J+1}[\,1JJ+] + \frac{J}{2J+1}[\,1JJ-]\right) -$$

$$-\frac{C_v}{M}\left(\sqrt{\frac{J}{2J+1}}[\,1J+1Jp] - \sqrt{\frac{J+1}{2J+1}}[\,1J-1Jp]\right) - C_v \frac{q}{2M}\frac{\sqrt{3J(J+1)}}{2J+1}\left([0JJ+]-[0JJ-]\right) \qquad /24'/$$

$$T_n = \sqrt{3}\ C_v[0JJ] + \sqrt{3}\,C_v \frac{q}{2M}\left(\frac{J}{2J+1}[\ 0JJ+\ ] + \frac{J+1}{2J+1}[0JJ-]\right) - \qquad /25'/$$

$$-\frac{C_v}{M}\left(\sqrt{\frac{J+1}{2J+1}}[\,1J+1Jp\,] + \sqrt{\frac{J}{2J+1}}[1J-1Jp]\right) + C_v\frac{q}{2M}(1+\mu_p-\mu_n)\frac{\sqrt{J(J+1)}}{2J+1}\left([\,1JJ+] - [\,1JJ-]\right)$$

Среднее значение циклических компонент спина ядра определяется спин-тензором первого ранга:

$$\langle J_\eta \rangle = \sqrt{\frac{J(J+1)}{3}}\ \frac{\rho^*_{1\eta}}{\rho_{00}} \qquad 26/$$

Выполняя суммирование по k и k' в формуле /19/ для $a=1$ и переходя к декартовым компонентам вектора спина, получим:

$$\langle J_x \rangle = \sqrt{J(J+1)}\ \frac{R\,T}{R^2+T^2}\ \frac{P\,\mathrm{Sin}\,\theta}{1+a\,P\,\mathrm{Cos}\,\theta} - \qquad /27a/$$

$$\langle Jy \rangle = 0 \qquad /27б/$$

$$\langle J_z \rangle = \frac{R^2}{R^2+T^2}\ \frac{1+P\,\mathrm{Cos}\,\theta}{1+aP\,\mathrm{Cos}\theta}, \qquad /27c/$$

где R, T, a, θ те же, что и выше. Формулы /27 а–с/ определяют разложение вектора $\langle\vec{J}\rangle$ по ортам /18/. Раскрывая двойное векторное произведение, содержащееся в $\vec{e}_x$, можно получить:

$$\langle \vec{J} \rangle = -\frac{\sqrt{J(J+1)}\ RT}{(R^2+T^2)(1+aP\mathrm{Cos}\theta)}\vec{P} + \frac{R^2+P\,\mathrm{Cos}\,\theta\,(R^2+\sqrt{J(J+1)}\ R\ T)}{(R^2+T^2)(1+a\,P\,\mathrm{Cos}\,\theta)}\ \frac{\vec{q}}{q}\ . \qquad /27/$$

Экспериментальное определение $\langle\vec{J}\rangle$ весьма сложно, проще измерить поляризацию ядер отдачи, усредненную по направлениям вылета нейтрино. По определению эта величина есть:

$$\{\langle \vec{J} \rangle\}_{av} \equiv \frac{\int \langle J \rangle \frac{dw}{d\Omega}\,d\Omega}{\int \frac{dw}{d\Omega}\,d\Omega}\ . \qquad /28/$$

Подставляя сюда /27 / и /21/, получим после интегрирования:

$$\{\langle \vec{J} \rangle\}_{av} = \vec{P}\,\beta\ , \qquad /29/$$

где

$$\beta = 1/3\ \frac{R^2 - 2\sqrt{J(J+1)}\,RT}{R^2+T^2} \qquad /29\ /$$

Обсуждение результатов

Из формул, полученных в предыдущем разделе, видно, что все характеристики парциального перехода в реакции /1/ выражаются через одни и те же величины R и T, являющиеся комбинациями приведенных ядерных матричных элементов и констант взаимодействия.

Вычисление ядерных матричных элементов с использованием модельных волновых функций может внести определенную ошибку в расчеты характеристик парциальных переходов. Поэтому нужно выяснить, в каких случаях выбор конкретной модели ядра может существенно сказаться на расчете коэффициента анизотропии и поляризации.

Прежде всего отметим, что в $0 \to 0$ переходах, как уникальных, так и неуникальных, коэффициент анизотропии $a = -1$ не зависит ни от ядерных матричных элементов, ни от констант взаимодействия. Этот результат автоматически следует из равенства R нулю для $J = 0$.

В случае уникальных переходов для качественного рассмотрения можно принять $[1J-1J-1] = [1J-1J]$ и пренебречь остальными матричными элементами, поскольку они, как показали Морита и Фужии/2/, на один-два порядка меньше $[1J\ -1J]$. Тогда

$$a \approx \frac{(J+1)g_2^2 - Jg_1^2}{(J+1)g_2^2 + Jg_1^2} \qquad /30/$$

$$\beta \approx 1/3\ \frac{(J+1)g_2^2 + 2J(J+1)\ g_1 g_2}{(J+1)g_2^2 + Jg_1^2}, \qquad /31/$$

где $g_1 = 1 + \frac{C_A - C_P}{C_A}\frac{q}{2M}$, $g_2 = 1 - (1+\mu_p-\mu_n)\frac{C_V q}{C_A 2M}$. Формулы /30/ и /31/ показывают, что в "нулевом приближении" a и β вообще не зависят от ядерных матричных элементов. Поэтому точные выражения для a и β будут слабо зависеть от ядерных матричных элементов.

Иначе обстоит дело в случае неуникальных переходов. Здесь имеются два основных ядерных матричных элемента $[1JJ]$ и $[0JJ]$, один из которых содержит оператор $\vec{\sigma}$, а другой не содержит. Поэтому их отношение, а вместе с ним коэффициент ассиметрии и поляризации β, может сильно зависеть от выбора ядерной волновой функции.

Поскольку одним из важнейших аспектов изучения парциальных переходов в μ^--захвате является получение сведений о наведенном псевдоскалярном взаимодействии и "слабом магнетизме", то необходимо выяснить влияние $\kappa = \frac{C_P}{C_A}$ и $\mu = 1+\mu_p-\mu_n$ на значения величин a и β.

Зависимость коэффициента анизотропии a в уникальных переходах от κ и μ исследовалась многими авторами/3,4,8/. При этом, однако, не было отмечено следующее обстоятельство. Существуют предельные значения κ_1 и κ_2 такие, что при $\kappa_1 < \kappa < \kappa_2$ величина a положительна / если нейтрино левовинтовое/, а если $\kappa < \kappa_1$ или $\kappa > \kappa_2$, то a отрицательна. Это опровергает существующее мнение/4/, что знак a полностью определяется спиральностью нейтрино.

В таблице 1 приведены приближенные значения κ_1 и κ_2, вычисленные из условия

$$(J+1)\,g_2^2 - J\,g_1^2 = 0$$

для различных значений J при $\frac{C_A}{C_V} = -1,24$, $\frac{q}{2M} = 0,05$.

На рисунке 1 представлена зависимость от κ и μ средней поляризации основного состояния B^{12} в реакции

$$\mu^- + C^{12} \to B^{12} + \nu \; .$$

Кривые 1 и 2 вычислены, соответственно, с учетом и без учета "слабого магнетизма". При этом использованы значения ядерных матричных элементов, вычисленные для рассматриваемого перехода Моритой и Фужии /2/ по оболочечной модели в схеме j-j –связи.

Кривая 3 соответствует "нулевому приближению" / формула 31/ с учетом " слабого магнетизма".

Из рисунка 1 видно, что средняя поляризация ядра отдачи в рассматриваемой реакции

а) слабо зависит от "слабого магнетизма", а также от точного учета ядерных матричных элементов.

б) существенно зависит от псевдоскалярной константы и при $\kappa \gtrsim 31 - 33$ становится отрицательной.

Из эксперимента известно /9/, что поляризация B^{12} положительно по отношению к направлению пучка μ^-–мезонов. Если спиральность μ^-–мезона при $(\pi, \mu\nu)$ –распаде положительна, то указанный эксперимент позволяет сделать вывод, что $\kappa \lesssim 33$. К сожалению, более определенную оценку κ из данных поляризации B^{12} пока сделать нельзя из-за неточности эксперимента.

Авторы выражают благодарность В.В.Балашову за постоянное внимание и интерес к работе и В.Б.Беляеву за полезные обсуждения.

Литература

1. H.Primakoff. Revs. Mod. Phys. 31, 802 (1959).
2. M.Morita, A. Fujii . Phys. Rev. 118, 606 (1960).
3. M.Morita, D.Greenberg. Phys. Rev. 119, 435 (1960).
4. M.E.Rose, R.H.Good. Ann. of Phys. 9, 211 (1960).
5. С.С.Герштейн. ЖЭТФ, 37, 463, 993 /1958/.
   А.П.Бухвостов, И.М.Шмушкевич. ЖЭТФ, 41, 1895 /1961/.
6. А.С.Давыдов. Теория атомного ядра, ФМ, 1958.
7. А.Эдмондс. Угловые моменты в квантовой механике. В сб. "Деформация атомных ядер". ИИЛ, 1958.
8. L.Wolfenstein. Nuovo Cimento XIII, 319 (1959).
9. W.A.Love, S.Marder, I.Nadelhaft, R.T.Siegel, A.E.Taylor. Phys. Rev. Lett, 2, 107 (1958).

Рукопись поступила в издательский отдел
13 декабря 1962 года.

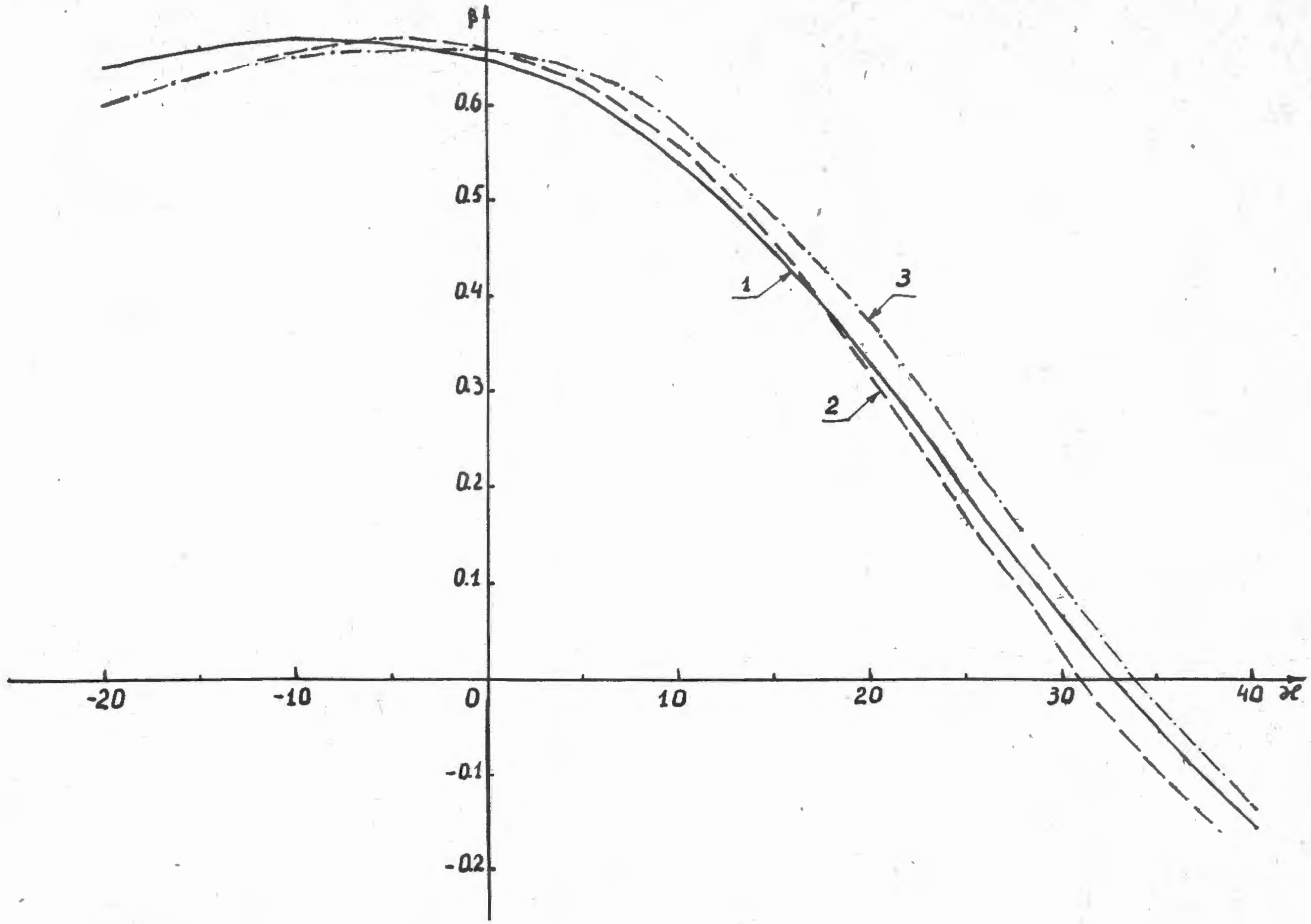

Рис. 1. Зависимость поляризации основного состояния ядра B^{12} от $\kappa = \frac{C_P}{C_A}$ и $\mu = 1 + \mu_p - \mu_n$.
Кривые 1 и 2 рассчитаны по точной формуле /29"/ со значениями $\mu = 4{,}706$ и 1, соответственно.
Использованы значения матричных элементов из работы /2/.
Кривая 3 – расчет по приближенной формуле /31/, $\mu = 4{,}706$. Во всех трех случаях $\frac{C_A}{C_V} = -1{,}24$.

Таблица I.

Предельные значения $\kappa_{1,2}$, при которых $a=0$ в зависимости от J при $\frac{C_A}{C_V}=1,24$, $\frac{q}{2M}=0,05$

J	I	2	3	4
κ_1	-I2,7	-8,2	-6,5	-5,6
κ_2	+54,7	+50,2	+48,5	+47,6