

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

88-925

P6-88-925

Н.В.Самсоненко*, Ч.Л.Катхат, М.А.Усман*,
А.Л.Самгин*

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ ТОКОВ
ВТОРОГО РОДА В ПРОЦЕССАХ ПРЯМОГО
И ОБРАТНОГО β -РАСПАДА ЯДЕР

Направлено в "Journal of Physics G"

* Университет дружбы народов им. П.Лумумбы,
Москва

1988

ВВЕДЕНИЕ

Ядерные матричные элементы можно выразить через однонуклонные матричные элементы векторного и аксиально-векторного токов, которые в феноменологическом подходе могут быть записаны в виде

$$\langle V_\alpha \rangle = \bar{u}(p_f) [F_1 \gamma_\alpha + F_2 \sigma_{\alpha\beta} q_\beta + i F_S q_\alpha] u(p_i),$$

$$\langle A_\alpha \rangle = \bar{u}(p_f) [F_A \gamma_\alpha + F_T \sigma_{\alpha\beta} q_\beta + i F_P q_\alpha] \gamma_5 u(p_i). \quad /1/$$

По классификации Вайнберга^{/1/} члены с формфакторами F_1, F_2, F_A и F_P относятся к токам первого рода /ТПР/, а остальные слагаемые, пропорциональные формфакторам F_S и F_T , относятся к токам второго рода /ТВР/. Отметим, что ТВР представляют серьезную проблему /см., например,^{/2,3/} для перенормируемых калибровочных теорий электрослабых взаимодействий.

В конце 1986 г. появилось сообщение^{/4/} о наблюдении канала распада $\tau \rightarrow \omega \nu_\tau$, недвусмысленно свидетельствующего о существовании аксиально-векторного ТВР /см., например,^{/5-8/}. В начале 1987 г. было сообщено^{/9/} об экспериментальном обнаружении канала распада $\tau \rightarrow \eta \pi \nu_\tau$, обусловленного наличием векторного ТВР. Однако последующие сообщения поставили под сомнение эти выводы /см., например,^{/10-14/}. Таким образом, в настоящее время с поисками ТВР в распаде τ -лептона сложилась крайне противоречивая и неопределенная экспериментальная ситуация.

Ситуация с поиском ТВР в экспериментах с ядрами также выглядит сегодня весьма неопределенной. Наиболее хорошо изученной характеристикой, измеряемой в процессах β^- -распада ядер и чувствительной к ТВР, является величина $\delta = (ft)^+ / (ft)^- - 1$ /см., например,^{/15/}. Она пропорциональна формфактору F_T . В импульсном приближении параметр δ линейно зависит от полной энергии распада, что не согласуется с отдельными экспериментальными данными, согласно которым $\delta \approx \text{const}$ ^{/16/}. Учет мезонных обменных токов и эффектов вне массовой поверхности значительно улучшает ситуацию, поскольку в этом случае^{/17/} аксиально-векторный ТВР характеризуется не одним формфактором F_T , а двумя параметрами ζ и λ , которые, в принципе, могут не только усиливать,

но и уменьшать /компенсировать/ суммарный вклад ТВР. Из исследований β -распада /см., например, ^{3/} / были найдены значения F_T не противоречащие в пределах экспериментальных погрешностей равенству формфакторов F_2 и F_T . С другой стороны, в ряде работ /см., например, ^{18/} / из данных по угловому распределению β -частиц относительно спина ядра сделан вывод о том, что G-четность слабого нуклонного тока строго сохраняется, т.е. $F_T = 0$.

Проводились поиски ТВР и в процессах квазиупругого рассеяния $\mu p \rightarrow \mu p$ ^{19,20/}, однако они не были обнаружены. В частности, в ^{20/} был установлен верхний предел на отношение $\eta = F_T(0)/F_A(0) < 0,17/M_n$ /где M_n - масса нуклона/. Имеются и другие экспериментальные данные, не совпадающие с этими ограничениями на тензорный формфактор /см., например, обзор ^{21/} /.

С точки зрения изучения проблемы ТВР важно подчеркнуть следующее:

1. Желательно изучать процессы, происходящие при высокой энергии и при больших переданных импульсах, так как ТВР в /1/ пропорциональны переданному 4-импульсу q_a . К таким процессам, например, относятся $\nu + N \rightarrow N' + e$ ^{22/}, $\nu + d \rightarrow \mu^- + p + p$ ^{23/}, $\mu^- + (A, Z) \rightarrow (A, Z-1) + \nu_\mu$ ^{24/}, и т.д.

2. Важным является выбор оптимальной геометрической конфигурации опыта /взаимной ориентации спинов и импульсов частиц/ при проведении экспериментов по исследованию эффектов, обусловленных ТВР.

3. Наибольший интерес представляют чистые эффекты, т.е. пропорциональные формфакторам F_T и F_S . Ниже мы рассмотрим примеры таких эффектов.

4. Кроме различий в G-четности, ТВР могут обладать и другими аномальными характеристиками. Так, например, в моделях с нарушением T-инвариантности только токами второго рода ^{25/} существование поперечной поляризации у протонов отдачи в реакциях квазиупругого рассеяния нейтрино может свидетельствовать о наличии ТВР. Ниже в качестве примера рассмотрен аналогичный эффект для реакции квазиупругого рассеяния $\nu(\bar{\nu})$ на ядре ¹²C.

Следует подчеркнуть, что для окончательного решения проблемы ТВР необходимо проведение целого ряда независимых экспериментов по измерению различных физических характеристик процессов электрослабого взаимодействия, в которые могут дать вклад эти токи.

В связи с возросшими возможностями экспериментальных исследований взаимодействий лептонов с поляризованными ядрами, совершенствованием методики проведения экспериментов и применением лазерной техники в ядерной физике возникает особый интерес к выявлению новых поляризационных эффектов, обусловленных ТВР

в реакциях с ядрами. По этой причине настоящая работа посвящена исследованию эффектов ТВР в процессах слабого взаимодействия лептонов как с поляризованными, так и с неполяризованными ядрами. В разд. 1 кратко изложен математический формализм учета ориентации спина начального или конечного ядра, который в дальнейшем используется для изучения ряда угловых и спиновых асимметрий. При этом развитый в ^{26,27/} метод описания поляризации ядер для процессов электромагнитного рассеяния электронов применяется к процессам β -распада ядер ¹²N, ¹²B /разд. 2/, ⁶He /разд. 3/, а также к реакциям квазиупругого рассеяния $\nu(\bar{\nu})$ на ядре ¹²C /разд. 4/. В заключении резюмируются полученные в данной работе основные физические результаты.

1. МАТРИЧНЫЙ ЭЛЕМЕНТ СЛАБЫХ ПОЛУЛЕПТОННЫХ ПРОЦЕССОВ С ОРИЕНТИРОВАННЫМИ ЯДРАМИ

Матричный элемент слабых полuleптонных процессов в низшем порядке теории возмущений можно записать в виде

$$M_{fi} = G_F \ell_a J_a \quad /2/$$

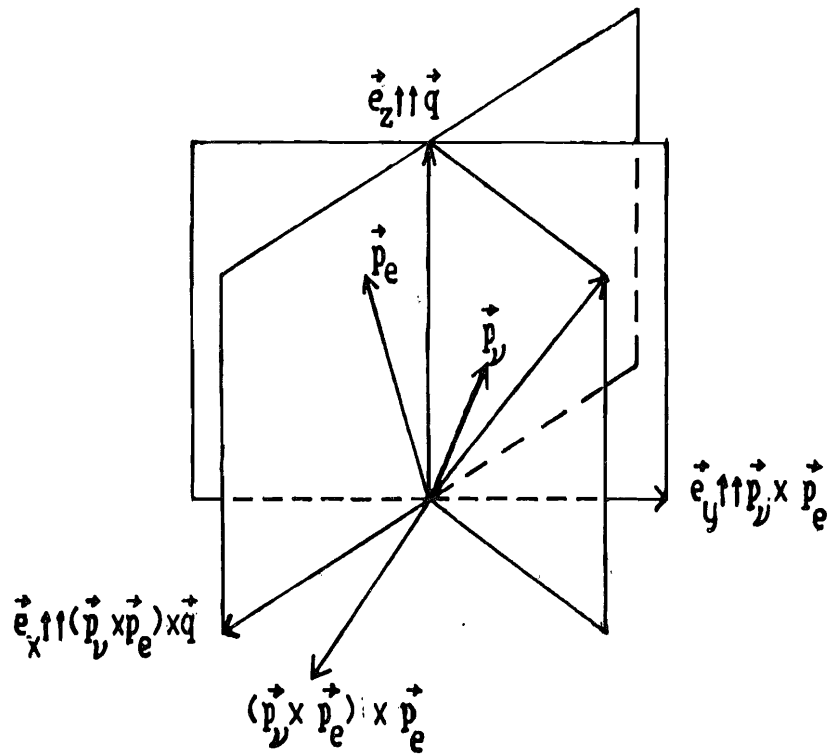
где G_F - фермиевская константа слабого взаимодействия; $\ell_a = \bar{u}_j \gamma_a (1 + \gamma_5) u_i$ - лептонный ток; u_j ($j = 1, 2$) - дираковские спинорные амплитуды лептонов; $J_a = \langle f | \int dx \exp(-iqx) \hat{J}_a(\vec{x}) | i \rangle$ - адронный ток, $\hat{J}_a(\vec{x})$ - оператор плотности тока ядра; $q_a = (\vec{q}, iq_0)$ - переданный ядру 4-импульс. Начальное /конечное/ состояние ядра полностью определяется значениями четности π_i (π_f), спина J_i (J_f), изоспина T_i (T_f) и их проекций M_i , M_{T_i} (M_f , M_{T_f}).

С помощью метода мультипольного разложения ^{26/} адронного слабого тока в циклической системе координат $\vec{e}_\lambda = -\lambda(\vec{e}_x + i\lambda\vec{e}_y)/\sqrt{2}$ /где $\lambda = \pm 1$; \vec{e}_x и \vec{e}_y - единичные векторы x и y осей, которые направлены параллельно векторам $(\vec{p}_\nu \times \vec{p}_e) \times \vec{q}$ и $(\vec{p}_\nu \times \vec{p}_e)$ соответственно/, $\vec{e}_0 = \vec{e}_z = \vec{q}/q$ его компоненты можно представить в виде

$$\hat{J}_{0(3)} = \sum_{J \geq 0} (-i)^J [4\pi(2J+1)]^{1/2} \langle J_f M_f | \hat{M}_{J0} (\hat{L}_{J0}) | J_i M_i \rangle, \quad /3/$$

$$\hat{J}_\lambda = \sum_{J \geq 1} (-i)^J [2\pi(2J+1)]^{1/2} \langle J_f M_f | \lambda \hat{T}_{J\lambda}^m - \hat{T}_{J\lambda}^e | J_i M_i \rangle,$$

где $|J_i - J_f| \leq J \leq J_i + J_f$; \hat{M}_{J0} , \hat{L}_{J0} , $\hat{T}_{J\lambda}^m$ и $\hat{T}_{J\lambda}^e$ - кулоновский, продольный, магнитный и электрический мультипольные операторы ^{26/}.



Системы координат, используемые в процессах прямого и обратного β -распада поляризованных ядер.

Свяжем ось квантования спина начального ядра с осью z' , направление которой задается углами θ^* и ϕ^* /см. рис./.. Для дальнейшего вычисления необходимо определить все проекции спинов относительно фиксированной оси z .

Это можно сделать с помощью поворота начальных состояний /27/

$$|J_i M_i\rangle = \sum_{M_i'} D_{M_i' M_i}^{J_i}(\theta^*, \phi^*) |J_i M_i'\rangle, \quad /4/$$

где $D_{M_i' M_i}^{J_i}(\theta^*, \phi^*)$ - D-функция Вигнера; $M_i (M_i')$ - проекция спина

начального ядра на ось z' /ось z /. В результате применения теоремы Вигнера-Эккарта для матричных элементов мультипольных операторов получим:

$$\langle J_f M_f | \hat{Q}_{JM_f} | J_i M_i \rangle = \sum_{M_i'} D_{M_i' M_i}^{J_i}(\theta^*, \phi^*) (-1)^{J_f - M_f} \begin{pmatrix} J_f & J & J_i \\ -M_f & M_J & M_i' \end{pmatrix} \times \langle J_f || \hat{Q}_J || J_i \rangle. \quad /5/$$

Так как начальный ансамбль ядер ориентирован, то заселенности магнитных подуровней $P(M_i)$ неодинаковы, и квадрат модуля матричного элемента /2/, просуммированный по спиновым состояниям конечного ядра, можно представить в виде

$$\sum_{M_i} P(M_i) \sum_{M_f} |M_{fi}|^2. \quad /6/$$

Заметим, что для неполяризованного ансамбля величина $P(M_i)$ равна $(2J_i + 1)^{-1}$ и одинакова для всех подуровней. Если $P(M_i = J_i) = P(M_i = -J_i)$, то ансамбль является выстроенным. Если же $P(M_i) = 1$ для одного определенного подуровня /например, $M_i = J_i$ /, а для всех остальных подуровней $P(M_i)$ равна нулю, то имеет место 100% поляризация ядра.

С помощью /3/ и /4/ квадрат модуля матричного элемента /6/ в общем случае можно представить в виде

$$\sum_{M_i} P(M_i) \sum_{M_f} |M_{fi}|^2 = \sum_{\lambda' \lambda} [T_{\lambda' \lambda} \text{Re}(Z^{\lambda' \lambda}) + \tilde{T}_{\lambda' \lambda} \text{Im}(Z^{\lambda' \lambda})]. \quad /7/$$

Здесь $T_{\lambda' \lambda}$ и $\tilde{T}_{\lambda' \lambda}$ - функции, построенные из компонент лептонного тензора $l_\alpha l_\beta^*$;

$$Z^{\lambda' \lambda} = 8\pi \sum_{M_i} P(M_i) \sum_{M_f M_i'} \{(-1)^{2J_f - 2M_f} D_{M_i' M_i}^{J_i}(\theta^*, \phi^*) \times D_{M_i'' M_i}^{J_i^*}(\theta^*, \phi^*) \sum_{J' J} [J'] [J] (-1)^{J_i J'} \begin{pmatrix} J_f & J & J_i \\ -M_f & \lambda & M_i' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_f & J' & J_i \\ -M_f & \lambda' & M_i'' \end{pmatrix} \times \quad /8/$$

$$\times \langle J_f || \hat{T}_{J'}(\lambda') || J_i \rangle^* \langle J_f || \hat{Q}_{J(\lambda)} || J_i \rangle \},$$

где $[x] = (2x + 1)^{1/2}$;

$$\hat{T}_{J(\lambda)} (\hat{Q}_{J(\lambda)}) = \begin{cases} -\hat{M}_{J0}, -\hat{L}_{J0} & \text{если } \lambda = 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}} (\lambda \hat{T}_{J(\lambda)}^m - \hat{T}_{J(\lambda)}^e) & \text{если } \lambda = \pm 1. \end{cases}$$

Для упрощения /8/ воспользуемся соотношениями

$$\langle J_f || \hat{T}_{J'}(\lambda') || J_i \rangle^* \langle J_f || \hat{Q}_{J(\lambda)} || J_i \rangle = A_{J'J}^{\lambda'\lambda} + i B_{J'J}^{\lambda'\lambda};$$

$$(-i)^{J_i J'} = P_{J'+J}^+ - iP_{J'+J}^-.$$

где

$$P_{J'+J}^+ = \frac{1}{2} (-1)^{(J'-J)/2} (1 + (-1)^{J'+J}),$$

$$P_{J'+J}^- = \frac{1}{2} (-1)^{(J'-J+1)/2} (1 - (-1)^{J'+J}),$$

и просуммируем /8/ по значениям M_i', M_i'' и M_f :

$$\sum_{M_i} P(M_i) \sum_{M_f M_i' M_i''} (-1)^{2J_f - 2M_f} D_{M_i' M_i}^{J_i}(\theta^*, \phi^*) D_{M_i'' M_i}^{J_i^*}(\theta^*, \phi^*) \times$$

$$\times \begin{pmatrix} J_f & J & J_i \\ -M_f & \lambda & M_i' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_f & J' & J_i \\ -M_f & \lambda' & M_i'' \end{pmatrix} = \sum_L [L] f_L^{(i)} (-1)^{J_i + J_f + \lambda + M} \times$$

$$\times \left(\frac{(L-M)!}{(L+M)!} \right)^{1/2} \begin{pmatrix} J' & J & L \\ \lambda' & -\lambda & M \end{pmatrix} \left\{ \begin{matrix} J' & J & L \\ J_i & J_i & J_f \end{matrix} \right\} e^{iM\phi^*} P_L^M(\cos\theta^*) =$$

$$= \sum_L [L] f_L^{(i)} (-1)^{J_i + J_f} (X_{J'J;L}^{\lambda'\lambda} + i Y_{J'J;L}^{\lambda'\lambda}).$$

где $0 \leq L \leq 2J_i$; $P_L^M(\cos\theta^*)$ - присоединенные функции Лежандра и

$$f_L^{(i)} = \sum_{M_i} \begin{pmatrix} J_i & J_i & L \\ M_i - M_i & 0 \end{pmatrix} P(M_i) \quad - \text{тензор Фано /27/}.$$

Тогда для $Z^{\lambda'\lambda}$ из /8/ получим выражение

$$Z^{\lambda'\lambda} = 8\pi \sum_{LJ'J} [L] [J'] [J] f_L^{(i)} (-1)^{J_i + J_f} (P_{J'+J}^+ - iP_{J'+J}^-) \times \\ \times (A_{J'J}^{\lambda'\lambda} + i B_{J'J}^{\lambda'\lambda}) (X_{J'J;L}^{\lambda'\lambda} + i Y_{J'J;L}^{\lambda'\lambda}). \quad /9/$$

При рассмотрении ядерных переходов между состояниями с одинаковыми четностями имеем

$$\text{Re}(Z^{\lambda'\lambda}) = 8\pi (-1)^\lambda \sum_L [L] f_L^{(i)} \sum_{J'J} [J'] [J] (-1)^{J_i + J_f + M} \times \\ \times \left(\frac{(L-M)!}{(L+M)!} \right)^{1/2} \begin{pmatrix} J' & J & L \\ \lambda' & -\lambda & M \end{pmatrix} \left\{ \begin{matrix} J' & J & L \\ J_i & J_i & J_f \end{matrix} \right\} P_L^M(\cos\theta^*) \cos M\phi^* \times \quad /10/$$

$$\times (P_{J'+J}^+ A_{J'J}^{\lambda'\lambda} + P_{J'+J}^- B_{J'J}^{\lambda'\lambda}).$$

Мнимая часть $\text{Im}(Z^{\lambda'\lambda})$ получается из /10/ заменой $\cos M\phi^*$ на $\sin M\phi^*$. Для неполяризованных или продольно-поляризованных лептонов множители $\hat{T}_{\lambda'\lambda}$ равны нулю и, следовательно, $\text{Im}(Z^{\lambda'\lambda})$ не дает вклада в дифференциальную вероятность. В этом случае с помощью формул /3/, /5/, /7/ и /10/ для квадрата модуля матричного элемента /6/ слабых полуплеутоновых процессов, просуммированного по спиновым состояниям конечного ядра, с учетом ориентации спина начального ядра получим выражение

$$\sum_{M_i} P(M_i) \sum_{M_f} |M_{fi}|^2 = 4\pi G_F^2 \left\{ \sum_{\substack{L \geq 0 \\ \text{четное}}} f_L^{(i)} P_L(\cos\theta^*) (f_1 W_1^L + f_2 \bar{W}_2^L + \right. \\ \left. + f_3 W_3^L + f_4 W_4^L + f_5 W_5^L) + \sum_{\substack{L \geq 1 \\ \text{нечетное}}} f_L^{(i)} [P_L(\cos\theta^*) (f_1 \bar{W}_1^L + f_2 \bar{W}_2^L + \right. \\ \left. + f_3 \bar{W}_3^L + f_4 \bar{W}_4^L + f_5 \bar{W}_5^L) + P_L^1(\cos\theta^*) \cos\phi^* (f_6 \bar{W}_6^L + f_7 \bar{W}_7^L + f_8 \bar{W}_8^L + f_9 \bar{W}_9^L)] + \right. \\ \left. + \sum_{\substack{L \geq 2 \\ \text{четное}}} f_L^{(i)} [P_L^1(\cos\theta^*) \cos\phi^* (f_6 W_6^L + f_7 W_7^L + f_8 W_8^L + f_9 W_9^L) + \right. \\ \left. + P_L^2(\cos\theta^*) \cos 2\phi^* f_{10} W_{10}^L] + \right. \\ \left. + \sum_{\substack{L \geq 3 \\ \text{нечетное}}} f_L^{(i)} P_L^2(\cos\theta^*) \cos 2\phi^* f_{10} \bar{W}_{10}^L \right\}. \quad /11/$$

Здесь $f_i / i = 1, 2, \dots, 10/$ - лептонные функции $W_k^L, \bar{W}_k^L / k = 1, 2, \dots, 10/$ - адронные функции. Лептонные функции определены следующим образом:

$$\begin{aligned} f_1 &= \frac{1}{2}(\ell_1 \ell_1^* + \ell_2 \ell_2^*); & f_2 &= \text{Im}(\ell_1 \ell_2^*); \\ f_3 &= \ell_3 \ell_3^*; & f_4 &= -2 \text{Re}(\ell_3 \ell_0^*); \\ f_5 &= \ell_0 \ell_0^*; & f_6 &= -\frac{1}{\sqrt{2}} \text{Re}(\ell_1 \ell_3^*); \\ f_7 &= \frac{1}{\sqrt{2}} \text{Im}(\ell_2 \ell_3^*); & f_8 &= \frac{1}{\sqrt{2}} \text{Re}(\ell_1 \ell_0^*); \\ f_9 &= -\frac{1}{\sqrt{2}} \text{Im}(\ell_2 \ell_0^*); & f_{10} &= -\frac{1}{2}(\ell_1 \ell_1^* - \ell_2 \ell_2^*). \end{aligned} \quad /12/$$

Адронные функции даются формулами:

$$\begin{aligned} W_1^L &= -\sum_{J'J} A_{1;-1}^{(L)} (F_{EJ} Q_1 + F_{MJ} Q_4 + F_{EJ}^5 Q_2^5 + F_{MJ}^5 Q_3^5); \\ W_2^L &= -\sum_{J'J} A_{1;1}^{(L)} (F_{EJ} Q_3^5 + F_{MJ} Q_2^5 + F_{EJ}^5 Q_4 + F_{MJ}^5 Q_1); \\ W_3^L &= \sum_{J'J} A_{0;0}^{(L)} P_{J'+J}^+ (F_{LJ} F_{LJ} + F_{LJ}^5 F_{LJ}^5); \\ W_4^L &= \sum_{J'J} A_{0;0}^{(L)} P_{J'+J}^+ (F_{CJ} F_{LJ} + F_{CJ}^5 F_{LJ}^5); \\ W_5^L &= \sum_{J'J} A_{0;0}^{(L)} P_{J'+J}^+ (F_{CJ} F_{CJ} + F_{CJ}^5 F_{CJ}^5); \\ W_6^L &= 2\sqrt{2} \sum_{J'J} A_{0;1}^{(L)} (F_{LJ} Q_2 + F_{LJ}^5 Q_1^5); \\ W_7^L &= 2\sqrt{2} \sum_{J'J} A_{0;1}^{(L)} (F_{LJ} Q_4^5 + F_{LJ}^5 Q_3); \\ W_{10}^L &= -\sum_{J'J} A_{1;1}^{(L)} (F_{EJ} Q_2 - F_{MJ} Q_3 + F_{EJ}^5 Q_1^5 - F_{MJ}^5 Q_4^5); \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \bar{W}_3^L &= 2 \sum_{J'J} A_{0;0}^{(L)} P_{J'+J}^- F_{LJ}^5 F_{LJ}; \\ \bar{W}_4^L &= \sum_{J'J} A_{0;0}^{(L)} P_{J'+J}^- (F_{CJ}^5 F_{LJ} - F_{CJ} F_{LJ}^5); \end{aligned}$$

$$\bar{W}_5^L = 2 \sum_{J'J} A_{0;0}^{(L)} P_{J'+J}^- F_{CJ}^5 F_{CJ};$$

$$\bar{W}_{10}^L = -2 \sum_{J'J} A_{1;1}^{(L)} (F_{EJ} Q_4^5 - F_{MJ} Q_1^5);$$

$$\bar{W}_1^L = -W_2^L; \quad \bar{W}_2^L = -W_1^L; \quad \bar{W}_6^L = W_7^L;$$

$$\bar{W}_7^L = W_6^L; \quad \bar{W}_8^L = W_9^L; \quad \bar{W}_9^L = W_8^L.$$

/13/

Здесь $F_{CJ}, F_{LJ}, F_{MJ}, F_{EJ}$ ($F_{CJ}^5, F_{LJ}^5, F_{MJ}^5, F_{EJ}^5$) - приведенные матричные элементы кулоновского, продольного, магнитного и электрического векторных /аксиально-векторных/ мультипольных операторов;

$$Q_{1,2} = F_{EJ} P_{J'+J}^+ \pm F_{MJ} P_{J'+J}^-;$$

$$Q_{3,4} = F_{MJ} P_{J'+J}^+ \pm F_{EJ} P_{J'+J}^-;$$

$$A_{m'm}^{(L)} = (-1)^{J_1+J_f} [J'] [J] [L] \left(\frac{(L-M)!}{(L+M)!} \right)^{1/2} \begin{pmatrix} J' & J & L \\ m' & m & M \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} J' & J & L \\ J_1 & J_1 & J_f \end{Bmatrix}.$$

Величины $Q_{1,2}^5$ и $Q_{3,4}^5$ получаются из $Q_{1,2}$ и $Q_{3,4}$ заменой F_{EJ} и F_{MJ} на F_{EJ}^5 и F_{MJ}^5 соответственно; выражения для функций W_{EJ}^L и W_9^L получаются из W_6^L и W_7^L заменой F_{LJ} и F_{LJ}^5 на F_{CJ} и F_{CJ}^5 соответственно.

Заметим, что соответствующие выражения для квадрата модуля матричного элемента с учетом ориентации спина конечного ядра получаются из приведенных выше формул с помощью соотношения

$$W_{k(f)}^L = \frac{2J_f+1}{2J_1+1} (-1)^{J'+J+L} W_{k(1)}^L.$$

При этом, разумеется, необходимо заменить тензор Фано $f_L^{(i)}$ на $f_L^{(f)}$.

2. β -РАСПАД ОРИЕНТИРОВАННЫХ ЯДЕР ^{12}B И ^{12}N

2.1. Дифференциальная вероятность

Для процессов $^{12}\text{B} \rightarrow ^{12}\text{C} + e^- + \bar{\nu}_e$ и $^{12}\text{N} \rightarrow ^{12}\text{C} + e^+ + \nu_e$ квантовые числа J, J' и L принимают значения $J = J' = 1$ и $L = 0, 1, 2$. Из определения функций W_k^L и \bar{W}_k^L в /13/ следует, что дифференциальная вероятность распада зависит от приведенных матричных элементов $F_{M1}, F_{C1}^5, F_{L1}^5$ и F_{E1}^5 , которые в оболочечной модели ядра с потенциалом гармонического осциллятора имеют вид

$$F_{M1} = -\frac{\psi}{6\sqrt{\pi}} \frac{q}{M_n} e^{-y} [F_1 - \mu(2-y)],$$

$$F_{L1}^5 = -\frac{\sqrt{2}\psi}{3\sqrt{\pi}} e^{-y} (1-y) \left(F_A - \frac{q^2}{2M_n} F_P \right),$$

$$F_{E1}^5 = -\frac{\psi}{3\sqrt{\pi}} e^{-y} F_A (2-y),$$

$$F_{C1}^5 = \frac{\psi}{3\sqrt{2\pi}} \frac{q}{M_n} e^{-y} \left[\frac{3}{2} F_A - (1-y)(q_0 F_P + 2M_n F_T) \right].$$

Здесь $\psi = -0,003^{1/28}$; M_n - масса нуклона; $\mu = F_1 + 2M_n F_2$; $q_0 = \Delta E$ - энергия перехода; $y = (bq/2)^2$, b - осцилляторный параметр.

В длинноволновом приближении ($q/M_n \approx 0$, $y \approx 0$) дифференциальная вероятность процессов β -распада поляризованных ядер ^{12}B и ^{12}N дается выражением

$$dW_{\beta^\mp} = N dE_e d\Omega_e d\Omega_\nu p_e p_\nu E_e E_\nu F(E_e, \theta, \theta^*, \phi^*),$$

$$\text{где } N = \frac{2G_F^2 \psi^2 F_A}{27(2\pi)^5},$$

$$F(E_e, \theta, \theta^*, \phi^*) = F_A (2f_1 + f_3) + 4qf_2 F_2 + \eta qf_4 F_T +$$

$$+ AP_2 (\cos \theta^*) [F_A (f_1 - f_3) + 2qf_2 F_2 - \eta qf_4 F_T] +$$

$$+ AP_2^1 (\cos \theta^*) \cos \phi^* \sqrt{2} (f_6 F_A + qf_7 F_2 + \eta qf_8 F_T) +$$

$$+ \frac{A}{2} P_2^2 (\cos \theta^*) \cos 2\phi^* f_{10} F_A + 3PP_1 (\cos \theta^*) (f_2 F_A + 2qf_1 F_2) +$$

$$+ 3\sqrt{2} PP_1 (\cos \theta^*) \cos \phi^* (f_7 F_A + qf_8 F_2 + \eta qf_9 F_T).$$

Здесь η равна "+1" для β^- -распада и "-1" для β^+ -распада; p_ℓ , E_ℓ и $d\Omega_\ell$ - импульс, полная энергия и телесный угол вылета электрона /позитрона/ при $\ell = e^-(e^+)$ или нейтрино /антинейтрино/ при $\ell = \bar{\nu}_e(\nu_e)$; P и A - соответственно поляризация и выстроенность ядер /29/.

Лептонные функции f_i с учетом продольной поляризации электронов /позитронов/ имеют вид

$$f_1 = 2\delta_1 (1 + \eta\beta_\nu s_e C_3), \quad f_2 = 2\eta\delta_1 (\beta_\nu C_2 + \eta s_e C_1),$$

$$f_3 = 2\delta_1 [1 + \eta\beta_\nu s_e (\cos \theta - 2C_3)], \quad f_4 = 4\delta_1 (\eta s_e C_1 - \beta_\nu C_2),$$

$$f_5 = 2\delta_1 (1 - \eta\beta_\nu s_e \cos \theta), \quad f_6 = -\sqrt{2}\eta s_e \beta_\nu \delta_1 (\beta_e E_e C_1 - \beta_\nu E_\nu C_2) \sin \theta / q,$$

$$f_7 = -\sqrt{2}\eta\beta_\nu \delta_1 (E_e \beta_e - \eta s_e E_\nu) \sin \theta / q, \quad f_8 = -\sqrt{2}\beta_\nu \delta_1 (\beta_e E_e + \eta s_e E_\nu) \sin \theta / q,$$

$$f_9 = -\sqrt{2}\eta s_e \beta_\nu \delta_1 \sin \theta, \quad f_{10} = -2\eta s_e \beta_\nu \delta_1 (C_3 - \cos \theta).$$

Здесь $\delta_1 = 1 - \eta\beta_e s_e$; $\beta_\ell = p_\ell / E_\ell$ ($\ell = e, \nu$) - скорость лептонов; $s_e = \pm 1$ - спиральность электрона /позитрона/, θ - угол между импульсами электрона и антинейтрино; $C_1 = (\beta_e E_e + \beta_\nu E_\nu \cos \theta) / q$, $C_2 = (\beta_\nu E_\nu + \beta_e E_e \cos \theta) / q$, $C_3 = C_1 C_2$.

В случае поляризации ядер вдоль направления импульса электрона /позитрона/ функция $F(E_e, \theta, \theta^*, \phi^*)$, определяющая дифференциальную вероятность /15/, принимает вид

$$F(E_e, \theta, \theta^*, \phi^*) = 2 \{ H_0 - 2A [F_A \beta_e \beta_\nu \cos \theta - \eta F_T (H_1 - \frac{3}{2} H_3)] +$$

$$+ \eta F_2 (H_2 + \frac{3}{2} H_3) \} - 3\lambda P [\eta F_A (\beta_e - \beta_\nu \cos \theta) - F_T \beta_e H_3 - 2F_2 (q(C_1 - \beta_e \beta_\nu C_2) +$$

$$+ \frac{1}{2} \beta_e H_3)] \}.$$

Здесь

$$H_0 = F_A (3 - \beta_e \beta_\nu \cos \theta) - 2\eta F_T H_1 - 4\eta F_2 H_2,$$

$$H_{1,2} = \beta_e^2 E_e \pm \beta_\nu^2 E_\nu + \beta_e \beta_\nu (E_\nu \pm E_e) \cos \theta, \quad H_3 = \beta_\nu^2 E_\nu \sin^2 \theta.$$

В /18/ λ равна "+1", если $\vec{s}_n \uparrow \uparrow \vec{p}_e$ и "-1", если $\vec{s}_n \uparrow \downarrow \vec{p}_e$.
Здесь и далее \vec{s}_n - единичный вектор в направлении поляризации ядра. Заметим, что H_0 дает дифференциальную вероятность, усредненную по спиновым состояниям начального ядра.

Пусть теперь ядро поляризовано вдоль $\vec{u}_s = (\vec{p}_\nu \times \vec{p}_e) \times \vec{p}_e$. Тогда функция $F(E_e, \theta, \theta^*, \phi^*)$, определяющая дифференциальную вероятность /15/, просуммированную по спиновым состояниям электронов /позитронов/, дается выражением

$$F(E_e, \theta, \theta^*, \phi^*) = 2 \{ H_0 + A [F_A \beta_e \beta_\nu \cos \theta + \eta F_T (H_1 - 3H_3) + \eta F_2 (H_2 + 3H_3)] - 3\lambda' P \beta_\nu \sin \theta [\eta F_A - q F_T \beta_e C_1 + F_2 (2E_\nu - q \beta_e C_1)] \} \quad /20/$$

где λ' равна "+1", если $\vec{s}_n \uparrow \uparrow \vec{u}_s$, и "-1", если $\vec{s}_n \uparrow \downarrow \vec{u}_s$.

В случае поляризации ядра вдоль направления, перпендикулярного к плоскости реакции ($\vec{s}_n \uparrow \uparrow \vec{p}_\nu \times \vec{p}_e$), функция $F(E_e, \theta, \theta^*, \phi^*)$ дается выражением

$$F(E_e, \theta, \theta^* = \phi^* = \pi/2) = 2 [H_0 + A (F_A \beta_e \beta_\nu \cos \theta - \eta F_T H_1 + \eta F_2 H_2)] \quad /21/$$

Отметим, что в данном случае вклады от формфакторов F_T и F_2 можно выделить, так как они входят в /21/ с разными функциями H_1 и H_2 . В частности, в середине β -спектра H_2 мало и, следовательно, вкладом слабого магнетизма /члена, пропорционального $F_2/$ можно пренебречь.

2.2. Асимметрия вылета электронов

После интегрирования выражения для дифференциальной вероятности /15/ с учетом /18/ по телесному углу вылета нейтрино /антинейтрино/ для коэффициента асимметрии, определяемой формулой

$$a_L = \frac{dW_{\beta^{\mp}}(\vec{s}_n \uparrow \uparrow \vec{p}_e) - dW_{\beta^{\mp}}(\vec{s}_n \uparrow \downarrow \vec{p}_e)}{dW_{\beta^{\mp}}(\vec{s}_n \uparrow \uparrow \vec{p}_e) + dW_{\beta^{\mp}}(\vec{s}_n \uparrow \downarrow \vec{p}_e)} \quad /22/$$

получим

$$a_L \approx -\eta \beta_e P \{ 1 + \frac{2}{3} \eta (1-A) \beta_e^2 E_e \tilde{F}_T - 2\eta E_e [1 - \frac{1}{3} \beta_e^2 (2+A)] \tilde{F}_2 \} \quad /23/$$

Здесь $\tilde{F}_X = F_X / F_A$ /где $X = 2, T/$.

При пренебрежении массами электрона и антинейтрино ($\beta_e = \beta_\nu = 1$) в длинноволновом приближении из формулы /23/ следует выражение, ранее полученное в /30/ :

$$a_L \approx -\eta P [1 + \frac{2}{3} \eta E_e (1-A) (\tilde{F}_T - \tilde{F}_2)] \quad /24/$$

Отметим, что эффекты ТВР существуют только при $A \neq 1$. Кроме того, этот коэффициент существенно зависит от знака формфактора F_T /относительно $F_2/$. Если будет найдено экспериментальное значение a_L , отличающееся от величины, предсказываемой слабым магнетизмом, то логичнее всего предположить существование ТВР.

Таким образом, экспериментальное исследование энергетической зависимости коэффициента асимметрии a_L для ансамблей ядер с $A \neq 1$ могло бы способствовать улучшению имеющихся ограничений на величину тензорного формфактора ТВР.

2.3. Другие поляризационные эффекты ТВР

Пусть ядро поляризовано вдоль направления $\vec{u}_s = (\vec{p}_\nu \times \vec{p}_e) \times \vec{p}_e$. Тогда, с учетом /20/ интегрируя /15/ по телесному углу вылета антинейтрино /нейтрино/ в случае $\beta_\nu = 1$ для коэффициента асимметрии, определяемого формулой

$$a_s = \frac{dW_{\beta^{\mp}}(\vec{s}_n \uparrow \uparrow \vec{u}_s) - dW_{\beta^{\mp}}(\vec{s}_n \uparrow \downarrow \vec{u}_s)}{dW_{\beta^{\mp}}(\vec{s}_n \uparrow \uparrow \vec{u}_s) + dW_{\beta^{\mp}}(\vec{s}_n \uparrow \downarrow \vec{u}_s)} \quad /25/$$

получим выражение

$$a_s \approx -\frac{1}{4} \pi P \{ \eta + \frac{1}{3} [E_\nu (\tilde{F}_T + \tilde{F}_2) + (1+A) (E_\nu - \beta_e^2 E_e) \tilde{F}_T + (1-A) (E_\nu + \beta_e^2 E_e) \tilde{F}_2] \} \quad /26/$$

В отличие от коэффициента a_L максимальный эффект ТВР в этом случае получается в конце β -спектра при $A = 1$.

В случае, когда ядро поляризовано перпендикулярно к плоскости реакции, коэффициент асимметрии, определяемый формулой

$$a_N = \frac{dW_{\beta^{\mp}}(\vec{s}_n \uparrow \uparrow \vec{p}_\nu \times \vec{p}_e) - dW_{\beta^{\mp}}(\text{неполяр.})}{dW_{\beta^{\mp}}(\text{неполяр.})} \quad /27/$$

принимает вид

$$a_N \approx -\frac{1}{3} \eta A [(\beta_e^2 E_e + \beta_\nu^2 E_\nu) \tilde{F}_T - (\beta_e^2 E_e - \beta_\nu^2 E_\nu) \tilde{F}_2] \quad /28/$$

Отсюда следует, что в середине β -спектра, предсказывается чистый эффект ТВР ($a_N \sim F_T$). /В этом случае вклад формфактора слабого магнетизма F_2 подавлен/.

Заметим, что с помощью формул /18/, /20/ и /21/ можно исследовать угловые зависимости коэффициентов a_D , a_S и a_N , которые также позволили бы получить важные сведения о формфакторе F_T .

2.4. Эффекты ТВР в случае неполяризованных ядер

Рассмотрим коэффициент зарядовой асимметрии, который определяется формулой

$$V_{e^-e^+} = [dW_{\beta^-} - dW_{\beta^+}] / [dW_{\beta^-} + dW_{\beta^+}]. \quad /29/$$

После усреднения выражения /15/ по спиновым состояниям ядер в длинноволновом приближении для коэффициента $V_{e^-e^+}$ получим

$$V_{e^-e^+} = \tilde{F}_T \{ E_0 - 2[E_\nu + \beta_e^2 E_e + \beta_e (E_e + E_\nu) \cos \theta] / (3 - \beta_e \cos \theta) \}. \quad /30/$$

В середине β -спектра для коэффициентов V_1 , V_2 и V_3 , определенные согласно /29/ в трех случаях $\theta \rightarrow 0$, $\theta \rightarrow \pi/2$ и $\theta \rightarrow \pi$, получим

$$V_1 = 2E_0 \tilde{F}_T \{ 1 - (1 + \beta_e)^2 / [2(3 - \beta_e)] \},$$

$$V_2 = 2E_0 \tilde{F}_T \{ 1 - (1 + \beta_e^2) / 6 \}, \quad /31/$$

$$V_3 = 2E_0 \tilde{F}_T \{ 1 - (1 - \beta_e^2) / [2(3 + \beta_e)] \}.$$

Таким образом, коэффициент зарядовой асимметрии в случае неполяризованных ядер содержит чистые эффекты, обусловленные ТВР /см. также /31, 32/.

Из формулы /31/ следует, что в ультрарелятивистском пределе ($\beta_e \rightarrow 1$) $V_1 \approx 0$, $V_3 \approx 2E_0 \tilde{F}_T$. Следовательно, для выявления эффектов, обусловленных ТВР, важное значение имеет исследование угловой зависимости коэффициента зарядовой асимметрии.

Коэффициент $e\nu$ -корреляции в β -распадах ядер ^{12}B и ^{12}N с учетом скорости электронов /позитронов/ дается выражением

$$A_{e\nu} \approx -\frac{1}{3} \beta_e \left(1 \mp \frac{2}{3} E_0 \tilde{F}_T \left[3 + \frac{1}{2} (1 + \beta_e^2) \right] \right). \quad /32/$$

Отсюда следует, что разность коэффициентов $e\nu$ -корреляций для распадов зеркальных ядер ^{12}B и ^{12}N будет представлять собой чистый эффект ТВР в середине β -спектра.

Выражения для коэффициентов зарядовой асимметрии и $e\nu$ -корреляции при учете мезонных обменных ТВР приведены в /32, 33/.

3. ПРОЦЕСС β -РАСПАДА ^6He

3.1. Дифференциальная вероятность распада с учетом ТВР

Следуя изложенному в разд. 1 формализму, дифференциальную вероятность процесса β -распада ^6He можно записать в виде /15/. В этом случае коэффициент $N = G_F^2 / (2\pi)^2$ и функция $F(E_e, \theta, \theta^*, \phi^*)$ равна:

$$\begin{aligned} F(E_e, \theta, \theta^*, \phi^*) = & f_1 \phi_1 + 2f_2 \phi_2 + f_3 \phi_3 + f_4 \phi_4 + f_5 \phi_5 + \\ & + \frac{A}{2} P_2(\cos \theta^*) [f_1 \phi_1 + 2(f_2 \phi_2 - f_3 \phi_3 - f_4 \phi_4 - f_5 \phi_5)] + \\ & + AP_2^1(\cos \theta^*) \cos \phi^* (f_6 F_{L1}^5 F_{E1}^5 + f_7 F_{L1}^5 F_{M1}^5 + f_8 F_{C1}^5 F_{E1}^5 + f_9 F_{C1}^5 F_{M1}^5) - \\ & - \frac{A}{4} P_2^2(\cos \theta^*) \cos 2\phi^* f_{10} [(F_{M1}^5)^2 - (F_{E1}^5)^2] - \\ & - 3PP_1^1(\cos \theta^*) \cos \phi^* (f_6 F_{L1}^5 F_{M1}^5 + f_7 F_{L1}^5 F_{E1}^5 + f_8 F_{C1}^5 F_{M1}^5 + f_9 F_{C1}^5 F_{E1}^5) - \\ & - \frac{3}{2} PP_1(\cos \theta^*) (2f_1 \phi_2 + f_2 \phi_1). \end{aligned} \quad /33/$$

Здесь A и P - выстроенность и поляризация конечного ядра:

$$\begin{aligned} \phi_1 = & ((F_{M1}^5)^2 + (F_{E1}^5)^2), & \phi_2 = & F_{M1}^5 F_{E1}^5, \\ \phi_3 = & (F_{L1}^5)^2, & \phi_4 = & F_{L1}^5 F_{C1}^5, & \phi_5 = & (F_{C1}^5)^2. \end{aligned} \quad /34/$$

Матричные элементы имеют вид

$$F_{M1} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{q}{M_n} e^{-y} [k_1 F_1 + \mu (k_2 + k_3 y)],$$

$$F_{E1}^5 = \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-y} (k_2 + k_3 y) F_A,$$

$$F_{C1}^5 = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{q}{M_n} e^{-y} [k_4 F_A + (k_5 + k_6 y) (q_0 F_P + 2M_n F_T)],$$

$$F_{L1}^5 = -\frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-y} (k_5 + k_6 y) (F_A - \frac{q^2}{2M_n} F_P), \quad /35/$$

где $k_1 = 0,178$; $k_2 = 0,561$; $k_3 = -0,354$; $k_4 = 8,6 \cdot 10^{-3}$; $k_5 = -0,397$; $k_6 = 0,293$; $f_i / i = 1, \dots, 10$ - лептонные функции, введенные в разд.2.

3.2. Эффекты поляризации дочернего ядра

В длинноволновом приближении из /33/ следует

$$F(E_e, \theta \approx 0, \theta^*, \phi^*) = F_{L1}^5 (f_4 F_{C1}^5 + f_3 F_{L1}^5) [1 - A P_2(\cos \theta^*)];$$

$$F(E_e, \theta \approx \pi, \theta^*, \phi^*) = f_1 F_{E1}^5 F_{E1}^5 [1 + \frac{A}{2} P_2(\cos \theta^*) + \frac{3P}{2} P_1(\cos \theta^*)]. \quad /36/$$

Для того, чтобы вклад ТВР в коэффициент $e\nu$ -корреляции был существенен, необходимо выполнение условия

$$-2A P_2(\cos \theta^*) \approx 1 + 3P P_1(\cos \theta^*). \quad /37/$$

Выражение /37/ позволяет связать оптимальную геометрию опыта /с точки зрения обнаружения ТВР/ с ориентацией спина дочернего ядра. Отсюда, в частности, следует, что чистый эффект ТВР может существовать и в случае "одиночного" ядра /без рассмотрения зеркального перехода/ ^{34/}. Для неполяризованных ядер чистый эффект существует только при рассмотрении пары зеркальных ядер.

При 100% поляризации ядра / $A = 1$, $P = 1$ / уравнение /37/ имеет два решения: $\cos \theta_1^* = 0$ и $\cos \theta_2^* = -1$. Однако сам коэффициент $e\nu$ -корреляции в этом случае мал. Например, при $\cos \theta^* = -1$ для $E_e \approx 1,7$ МэВ /т.е. в середине β -спектра/ $A_{e\nu} = 10^{-4}$ при $F_T = 0$ и $A_{e\nu} = 10^{-2}$ при $F_T = 1,4 \cdot 10^{-3}$ МэВ⁻¹.

Рассмотрим теперь случай, когда ось квантования спина дочернего ядра направлена вдоль p_e . Тогда $\phi^* = 0$, $\cos \theta^* = (p_e + p_\nu \cos \theta) / q$. После суммирования дифференциальной вероятности распада по спиновым состояниям электронов для коэффициента $e\nu$ -корреляции в длинноволновом приближении имеем выражение

$$A_{e\nu}^{\parallel} \approx -\frac{\beta_e \beta_\nu [1 + 2A - 2(E_e + E_\nu)(1 - A)\tilde{F}_T] + 3\beta_\nu P}{3 + 2(\beta_e^2 E_e + \beta_\nu^2 E_\nu)(1 - A)\tilde{F}_T + 3\beta_e P}. \quad /38/$$

Из /38/ следует, что эффекты ТВР существенны в этом случае только при $A \neq 1$. Отметим, что при $A = 1$, $P = 1$ коэффициент $e\nu$ -корреляции

$$A_{e\nu}^{\parallel} \approx -\beta_\nu = -[1 - (m_\nu / E_\nu)^2]^{1/2}$$

содержит прямую информацию о массе нейтрино ^{34/}.

Коэффициент асимметрии вылета электронов относительно спина дочернего ядра дается формулой:

$$A_e(\theta) = P(a + b) / (c + Ad), \quad /39/$$

где

$$a = \beta_\nu \cos \theta - \beta_e, \quad b = -\beta_e \beta_\nu^2 E_\nu \tilde{F}_T \sin^2 \theta,$$

$$c = -\frac{1}{3} \{3 - \beta_e \beta_\nu \cos \theta + 2[\beta_e^2 E_e + \beta_\nu^2 E_\nu + \beta_e \beta_\nu (E_e + E_\nu) \cos \theta] \tilde{F}_T\},$$

$$d = \frac{2}{3} \{ \beta_e \beta_\nu \cos \theta + [\beta_e^2 E_e + \beta_\nu^2 E_\nu + \beta_e \beta_\nu (E_e + E_\nu) \cos \theta - \frac{3}{2} \beta_\nu^2 E_\nu \sin^2 \theta] \tilde{F}_T \}.$$

Экспериментальное исследование угловой и энергетической зависимости коэффициента $A_e(\theta)$ могло бы способствовать улучшению имеющихся оценок формфактора F_T .

3.3. Эффекты ТВР в случае неполяризованных ядер

Вероятность процесса β -распада ${}^6\text{He}$ в случае суммирования дифференциальной вероятности по спиновым состояниям конечного ядра дается формулой /15/, в которой функция F выражается формулой /33/ при $A = P = 0$. После интегрирования дифференциальной вероятности по телесным углам $d\Omega_e$ и $d\Omega_\nu$ для степени продольной поляризации P_e электронов в приближении $q \ll M_n$ получим

$$P_e = -\beta_e \frac{3 + 2(E_e + \beta_\nu^2 E_\nu) \tilde{F}_T}{3 + 2(\beta_e^2 E_e + \beta_\nu^2 E_\nu) \tilde{F}_T}. \quad /40/$$

Вблизи верхней границы β -спектра из /40/ получаем простое асимптотическое выражение

$$P_e \approx -\beta_e (1 + \tilde{F}_T \frac{2m_e^2}{3E_0}). \quad /41/$$

Отсюда следует, что вклад ТВР в P_e является небольшим.

Для коэффициента $e\nu$ -корреляции в длинноволновом приближении имеем выражение ^{35/}:

$$A_{e\nu} = -\frac{1}{3} \beta_e \beta_\nu \left\{ 1 - 2\tilde{F}_T \left[E_e \left(1 + \frac{1}{3} \beta_e^2 \right) + E_\nu \left(1 + \frac{1}{3} \beta_\nu^2 \right) \right] \right\}. \quad /42/$$

В мягкой области β -спектра выражение /42/ принимает вид

$$A_{e\nu} = -\frac{1}{3} \beta_e \left[1 - \frac{2}{3} \tilde{F}_T \left(4E_0 - \frac{m_e^2}{E_e} \right) \right], \quad /43/$$

тогда как вблизи верхней границы β -спектра -

$$A_{e\nu} = -\frac{1}{3} \beta_\nu \left[1 - \frac{2}{3} \tilde{F}_T \left(4E_0 - \frac{m_\nu^2}{E_\nu} \right) \right]. \quad /44/$$

Эти выражения полностью симметричны относительно замены $e \leftrightarrow \bar{\nu}$. Из выражений /43/ и /44/ следует, что независимо от учета ТВР коэффициент $A_{e\nu}$, как в начале, так и в конце β -спектра /при $m_\nu \neq 0$ / асимптотически стремится к нулю. Подчеркнем, что стандартная теория с $m_\nu = 0$ предсказывает строго отличное от нуля значение коэффициента $e\nu$ -корреляции в конце β -спектра / $A_{e\nu} = +1$ для фермиевских переходов и $A_{e\nu} = -1/3$ для гамов-теллеровских переходов/ /36, 37/.

Недавно был предложен /38/ качественно новый эксперимент для чистого гамов-теллеровского перехода $0 \rightarrow 1$ /подходящим ядром здесь мог бы стать ${}^6\text{He}$ / с использованием методов резонансной лазерной спектроскопии в измерениях $e\nu$ -корреляции. Численный анализ показывает, что относительный вклад ТВР с $F_T \sim 1/M_n$ в $e\nu$ -корреляцию составляет $1 \pm 1,1\%$ вдоль всего β -спектра. Таким образом, проведение такого эксперимента /с точностью порядка 1% / позволит значительно улучшить оценки на формфактор F_T .

4. ПРОЦЕССЫ КВАЗИУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ $\nu(\bar{\nu})$ НА ${}^{12}\text{C}$

4.1. Дифференциальное сечение рассеяния с учетом ТВР

Дифференциальное сечение процессов квазиупругого рассеяния $\nu + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{N} + e^-$ и $\bar{\nu} + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{B} + e^+$ в случае произвольной ориентации спина конечного ядра с учетом ТВР дается выражением

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\ell^\mp}} = \frac{G_F^2 E_\ell^2}{2\pi} F(E_\nu, \theta, \theta^*, \phi^*), \quad /45/$$

где функция $F(E_\nu, \theta, \theta^*, \phi^*)$ определена в /33/. Матричные элементы мультипольных операторов определены в /14/. Лептонные функ-

ции f_i , просуммированные по спиновым состояниям лептонов, в ультрарелятивистском пределе имеют вид

$$\begin{aligned} f_1 &= 2(1 - C_3), & f_2 &= -2\eta(C_1 - C_2), \\ f_3 &= 2(1 + 2C_3 - \cos\theta), & f_4 &= -4(C_1 + C_2), \\ f_5 &= 2(1 + \cos\theta), & f_6 &= -\sqrt{2}(E_e C_1 + E_\nu C_2) \sin\theta/q, \\ f_7 &= \sqrt{2}\eta(E_e - E_\nu) \sin\theta/q, & f_8 &= \sqrt{2}(E_e + E_\nu) \sin\theta/q, \\ f_9 &= -\sqrt{2}\eta \sin\theta, & f_{10} &= 2(C_3 - \cos\theta). \end{aligned} \quad /46/$$

Здесь $C_1 = (E_e - E_\nu \cos\theta)/q$; $C_2 = (E_e \cos\theta - E_\nu)/q$; $C_3 = C_1 C_2$; η равна "+1" для рассеяния нейтрино и "-1" для рассеяния антинейтрино.

Рассмотрим относительные вклады ТВР, определяемые формулой $\delta_X = [X(\text{ТПР} + \text{ТВР}) - X(\text{ТПР})]/X(\text{ТПР})$, /47/

где X - любой из коэффициентов зарядовой асимметрии, угловой $e\nu$ -корреляции или спиновых корреляций.

4.2. Зарядовая асимметрия

В случае 100% поляризации конечных ядер вдоль импульса вылетающих лептонов проведенный численный анализ показал, что при $\theta = 10^\circ$ и $F_T = 1,4 \cdot 10^{-3} \text{ МэВ}^{-1}$ относительный вклад ТВР в коэффициент зарядовой асимметрии

$$B_{\nu\bar{\nu}} = (d\sigma_\nu - d\sigma_{\bar{\nu}}) / (d\sigma_\nu + d\sigma_{\bar{\nu}}) \quad /48/$$

увеличивается с ростом энергии $\nu(\bar{\nu})$ и составляет $\sim 4\%$ при $E_\nu = 50 \text{ МэВ}$, $\sim 40\%$ при $E_\nu = 200 \text{ МэВ}$ и $\sim 65\%$ при $E_\nu = 300 \text{ МэВ}$.

4.3. Угловая $e\nu$ -корреляция

Коэффициент угловой $e\nu$ -корреляции $A_{e\nu}$, определяемый формулой

$$A_{e\nu} = [d\sigma(\theta \cong 0) - d\sigma(\theta \cong \pi)] / [d\sigma(\theta \cong 0) + d\sigma(\theta \cong \pi)], \quad /49/$$

в случае ориентации спина конечного ядра вдоль импульса электрона /позитрона/ дается выражением

$$A_{e\nu} = (D_1 - D_2) / (D_1 + D_2), \quad /50/$$

где

$$D_1 = 2e^{-2y_1}(1-A)(1-y_1)^2 [(E_\nu - E_e)F_T - F_A]^2,$$

$$D_2 = e^{-2y_2} \left(1 + \frac{A}{2} + \frac{3}{2}\eta P\right) (2-y_2)^2 [(E_\nu + E_e)F_2 - \eta F_A]^2,$$

$$y_{1,2} = [b(E_\nu \mp E_e)/2]^2.$$

При 100% поляризации ядра / $A = P = 1$ / коэффициент $e\nu$ -корреляции не зависит от тензорного формфактора TBP и равен "1". В случае частичной поляризации конечного ядра относительный вклад TBP зависит от выстроенности A. Например, при $A = 0,02$ и $P = 0,3$ он достигает максимального значения $6 \pm 20\%$ в области энергии $80 \div 120\%$ МэВ. При $E_\nu \geq 200$ МэВ коэффициент $A_{e\nu} \approx "1"$ и практически не зависит от формфактора F_T .

4.4. Спиновые корреляции

Рассмотрим спиновые корреляции, определяемые выражением

$$A_\ell = [dW(\vec{s}_n \uparrow \uparrow \vec{p}_\ell) - dW(\vec{s}_n \uparrow \downarrow \vec{p}_\ell)] / [dW(\vec{s}_n \uparrow \uparrow \vec{p}_\ell) + dW(\vec{s}_n \uparrow \downarrow \vec{p}_\ell)], \quad /51/$$

где $\ell = e, \nu$. В случае 100% поляризации ядер ^{12}N и угла рассеяния $\theta = 10^\circ$ численный анализ энергетической зависимости коэффициентов $A_e(E_\nu, \theta)$ и $A_\nu(E_\nu, \theta)$ показал, что относительный вклад TBP увеличивается с ростом энергии нейтрино и составляет для $A_e(E_\nu, \theta = 10^\circ) \sim 4\%$ при $E_\nu \approx 20$ МэВ, $\sim 1,5\%$ при $E_\nu \approx 50$ МэВ, $\sim 20\%$ при $E_\nu \approx 200$ МэВ, $\sim 34\%$ при $E_\nu \approx 300$ МэВ. Для $A_\nu(E_\nu, \theta = 10^\circ)$ эти вклады соответственно равны 0,02, 1, 25 и 57%.

Таким образом, учет поляризации конечного /начального/ ядра позволяет выделить эффекты TBP с относительным вкладом $F_T \sim 1/M_n$ порядка нескольких десятков процентов.

4.5. Эффекты TBP в случае неполяризованных ядер

Численные расчеты показывают, что вблизи порога реакции относительный вклад TBP в коэффициент $e\nu$ -корреляции составляет $3 \div 5\%$ при $F_T = 1,4 \cdot 10^{-3} \text{ МэВ}^{-1}$, а в области $E_\nu \geq 150$ МэВ он пренебрежимо мал. В областях энергии нейтрино $50 \div 80$ МэВ для процесса $\bar{\nu} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{B} + e^+$ и $70 \div 100$ МэВ для реакции $\nu + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{N} + e^-$ предсказывается усиление вклада TBP примерно на один порядок.

Изучение угловой и энергетической зависимости коэффициента зарядовой асимметрии позволяет выделить чистые эффекты TBP. При $\theta = 0^\circ$ величина $B_{\nu\bar{\nu}}$ определяется только формфактором F_T и составляет примерно 0,03 в области $E_\nu \geq 30$ МэВ.

При значении угла $\theta \approx \pi/2$ коэффициент зарядовой асимметрии может достигать величины 0,7 в интервале энергий $180 \leq E_\nu \leq 220$ МэВ, однако в этом случае относительный вклад TBP составляет лишь $\approx 2\%$. Численные расчеты показывают, что при других значениях энергии нейтрино /антинейтрино/, лежащих в интервалах $30 \div 180$ МэВ и $220 \div 300$ МэВ, величина $B_{\nu\bar{\nu}}(\pi/2)$ меньше, но относительный вклад TBP может быть существенно больше. Например, при $E_\nu \approx 50$ МэВ вклад TBP $\approx 5\%$, а при $E_\nu \approx 235$ МэВ он равен $\approx 15\%$. Максимальный /более того, чистый/ эффект TBP предсказывается в рамках оболочечной модели при $E_\nu \approx 275$ МэВ: $B_{\nu\bar{\nu}}(\pi/2) = \pm 0,85$ при $F_T \approx 1,4 \cdot 10^{-3} \text{ МэВ}^{-1}$ и $B_{\nu\bar{\nu}}(\pi/2) = 0$ при $F_T = 0$. При больших углах рассеяния ($\theta \approx \pi$) вклад TBP существенен лишь вблизи порога реакции.

4.6. Поляризация лептонов в случае мнимого формфактора F_T

Наличие TBP с чисто мнимым формфактором F_T автоматически приводит к выполнению условия зарядовой симметрии:

$$e^{i\pi I_2} J_\alpha e^{-i\pi I_2} = J_\alpha^* \quad \text{или} \quad F_T = -F_T^*.$$

Дифференциальное сечение рассеяния можно представить в виде

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\ell\mp}} \sim f_1 \phi_1 + f_2 \text{Re}(\phi_2) + f_3 \phi_3 + \text{Re}(f_4 \phi_4) + f_5 \phi_5, \quad /52/$$

где ядерные функции имеют вид /34/ с матричными элементами, приведенными в /14/. В случае неполяризованных или продольно-поляризованных лептонов функция f_4 действительна и $\text{Im}(\phi_4)$ не дает вклада в дифференциальное сечение /52/. Если же рассмотреть поляризацию лептонов вдоль направления, перпендикулярного к плоскости рассеяния, то 4-вектор спина $s_\alpha = \hbar(\vec{p}_\nu \times \vec{p}_e / |\vec{p}_\nu \times \vec{p}_e|, 0)^{1/26}$ приводит к появлению мнимой части в лептонной функции f_4 , входящей в /52/ совместно с формфактором F_T .

Приведем явный вид всех лептонных функций:

$$\begin{aligned} f_1 &= 1 - \beta_e C_3, & f_2 &= \mp 2(\beta_e C_1 - C_2), \\ f_3 &= 1 - \beta_e (\cos \theta - 2C_3), & f_5 &= 1 + \beta_e \cos \theta, \\ f_4 &= -2(\beta_e C_1 + C_2 + i\hbar \beta_e \sin \theta / q). \end{aligned} \quad /53/$$

В формуле /53/ m_e - масса электрона, $h = \pm 1$.

Из /52/ и /53/ для степени поперечной поляризации электронов, определяемой формулой

$$P_{\ell}^{\perp} = [d\sigma(h=1) - d\sigma(h=-1)] / [d\sigma(h=1) + d\sigma(h=-1)], \quad /54/$$

получим следующее выражение:

$$P_{\ell}^{\perp} = - \frac{8m_e \beta_e \sin \theta (1-y)^2 F_A \text{Im} F_T}{f_1 \phi_1 + f_2 \phi_2 + f_3 \phi_3 + \text{Re} f_4 \text{Re} \phi_4 + f_5 \phi_5}. \quad /55/$$

Таким образом, наличие у лептонов ненулевой поляризации вдоль направления, перпендикулярного к плоскости рассеяния, будет недвусмысленно свидетельствовать о существовании ТВР. Из /55/ следует, что в целях получения информации о мнимой части формфактора F_T эту поляризацию предпочтительнее измерять в процессах квазиупругого рассеяния мюонных нейтрино /антинейтрино/ для углов рассеяния $\theta \approx \pi/2$.

Отметим, что в данной работе для конкретных оценок в качестве лептонов рассматривались электроны /позитроны/. Однако все приведенные выше формулы легко обобщаются на случай мюонов введением в лептонную часть множителя $\beta = (1 - (m_{\mu}/E_{\mu})^2)^{1/2}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По-видимому, для окончательного решения проблемы ТВР потребуется проведение большого числа независимых экспериментов по изучению различных характеристик процессов β -распада ядер и квазиупругого рассеяния нейтрино /антинейтрино/ на ядрах. К числу таких характеристик относятся рассмотренные выше коэффициенты зарядовой асимметрии, угловой и спиновой корреляций, а также поляризация лептонов в процессах рассеяния $\nu(\bar{\nu})$ на ядрах.

Проведенный в данной работе анализ показывает, что учет поляризации начального /конечного/ ядра позволяет выделить новые эффекты, обусловленные ТВР с относительным вкладом индуцированного тензорного формфактора порядка нескольких десятков процентов.

Для выявления эффектов ТВР в процессах β -распада ориентированных ядер необходимо исследовать энергетическую и угловую зависимости асимметрии вылета электронов относительно спина ядра, коэффициентов тройных корреляций a_S и a_N . Последняя характеристика (a_N) дает чистый эффект ТВР. В случае рассмотре-

ния β -распада неполяризованных ядер формфактор F_T дает существенный вклад в энергетическую зависимость коэффициента зарядовой асимметрии V_{e-e^+} при углах между импульсами лептонов $\theta = \pi$ и $\theta = \pi/2$; разность коэффициентов $e\nu$ -корреляции для зеркальных ядер ^{12}B и ^{12}N в середине β -спектра представляет собой чистый эффект ТВР.

В случае квазиупругого рассеяния $\nu(\bar{\nu})$ на ядре ^{12}C наибольший вклад формфактора F_T в коэффициент зарядовой асимметрии $V_{\nu\bar{\nu}}$ предсказывается при $\theta = \pi/2$. При $\theta \rightarrow 0^\circ$ коэффициент $V_{\nu\bar{\nu}}$ представляет собой чистый эффект ТВР при энергиях $E_{\nu} \geq 30$ МэВ. При больших углах рассеяния ($\theta \rightarrow \pi$) вклад ТВР существенен лишь вблизи порога реакции. При определенных значениях энергий нейтрино и угла рассеяния θ токи второго рода могут дать значительный вклад также в коэффициенты корреляции между импульсом нейтрино /электрона/ и спином ядра. В случае мнимого формфактора F_T степень поперечной поляризации электронов представляет собой чистый эффект ТВР.

ЛИТЕРАТУРА

- Weinberg S. - Phys.Rev., 1958, v.112, p.1375.
- Langaker P. - Phys.Rev., 1977, v.D15, p.2386.
- Лобов Г.А. - Препринт ИТЭФ-65, 1987.
- Albrecht W.H. et al. - Preprint DESY 86-142, 1986.
- Tegen R. - Z.Phys., 1980, v.C7, p.121.
- Leroy C., Pestieau J. - Phys.Lett., 1978, v.B72, p.398.
- Scheck F., Tegen R. - Z.Phys., 1981, v.C7, p.111.
- Barannik V. et al. - Acta Phys.Pol., 1982, v.B13, p.835.
- Derrick M. - Preprint ANL-HEP-CP-87-42, 1987; Derrick M. et al. - Phys.Lett., 1987, v.B189, p.260.
- Albrecht H. et al. - Phys.Lett., 1987, v.B195, p.307.
- Coffman D. et al. - Phys.Rev., 1987, v.D36, p.2185.
- Baringer P. - Phys.Rev.Lett., 1987, v.59, p.1993.
- Gan K.K. et al. - Phys.Lett., 1987, v.B197, p.561.
- Abachi S. et al. - Phys.Lett., 1987, v.B197, p. 291.
- Лобов Г.А. - Изв. АН СССР. Сер. физ., 1972, т.36, с.881.
- Блин-Стойл Р. - Фундаментальные взаимодействия и атомное ядро. М.: Мир, 1976.
- Kubodera K., Delorme J., Rho M. - Nucl.Phys., 1973, v.B66, p.253; Phys.Rev.Lett., 1977, v.38, p.321.
- Minamisono T. et al. - Hyperf. Interact., 1987, v.34, p.135.
- Baker N.J. et al. - Phys.Rev., 1981, v.D23, p.2499.
- Kurihara Y. - J.Sci. Hiroshima Univ., 1987, v.A51, p.1.
- Morita M. - Hyperf. Interact., 1985, v.21, p.143.

22. Керимов Б.К., Самсоненко Н.В. - Изв.АН СССР. Сер.Физ., 1979, т.43, с.2449.
23. Керимов Б.К., Ишанкулиев Д., Самсоненко Н.В. - Изв.вузов. Физика, 1981, т.24, № 9, с.48.
24. Kathat C.L. - Prepr. JINR E6-88-121, 1988; Катхат Ч.Л. - Изв. АН СССР. Сер.Физ., 1989, т.53, с.103.
25. Лобов Г.А. - Письма в ЖЭТФ, 1972, т.15, с.357.
26. Donnelly T.W. - New Vistas in Electro-Nuclear Physics. New York - London, Plenum Press, 1986, p.151.
27. Donnelly T.W., Raskin A.S. - Ann. Phys., 1986, v.169, p.247.
28. Donnelly T.W., Peccei R.D. - Phys.Reports, 1979, v.50, p.1.
29. Комминс Ю., Буксбаум Ф. - Слабые взаимодействия лептонов и кварков. М.: Энергоатомиздат, 1987.
30. Morita M., Tonihata I. - Phys.Rev.Lett., 1975, v.35, p.26.
31. Самсоненко Н.В., Самгин А.Л. - Тез. 37 Совещ. по ядерн. спектроскопии и структуре атомн.ядра. Л.: Наука, 1987, с.265.
32. Самсоненко Н.В., Самгин А.Л., Катхат Ч.Л. - ЯФ, 1988, т.47, с.348.
33. Samsonenko N.V., Kathat C.L., Samgin A.L. - Nucl.Phys., 1988, v.A490.
34. Самсоненко Н.В., Усман Манга Адаму, Самгин А.Л. - Тез. 38 Совещ. по ядерн. спектроскопии и структуре атомн.ядра. Л.: Наука, 1988, с.263.
35. Самсоненко Н.В., Самгин А.Л., Катхат Ч.Л. - Гравитация и фундаментальные взаимодействия.М.: Изд-во УДН, 1988, с.121.
36. Керимов Б.К., Самсоненко Н.В., Катхат Ч.Л., Эль-Гавхари А.И. - Изв. АН СССР. Сер.Физ., 1986, т.50, с.185; 1987, т.51, с.994.
37. Керимов Б.К., Самсоненко Н.В., Катхат Ч.Л. - Изв. АН СССР. Сер.Физ., 1988, т.52, № 5, с.892.
38. Егоров В.Г., Солнышкин А.А. - ОИЯИ, P15-85-862; Дубна, 1985, с.27.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 декабря 1988 года.

Самсоненко Н.В. и др. P6-88-925
Поляризационные эффекты токов второго рода
в процессах прямого и обратного β -распада ядер
Получено общее выражение для квадрата модуля матричного
элемента слабых полуплептонных процессов с учетом поляриза-
ции начального /конечного/ ядра. Исследовано влияние токов
второго рода /ТВР/ на различные характеристики /коэффици-
ент зарядовой асимметрии, коэффициенты угловых и спиновых
корреляций и т.д./ процессов β -распада ядер ^{12}B , ^{12}N и ^6He
и квазиупругого рассеяния $\nu(\bar{\nu})$ на ^{12}C . Показано, что про-
ведение опытов на поляризованных ядрах позволит выделить
новые эффекты, обусловленные ТВР. Выявлены геометрические
конфигурации опытов, являющиеся оптимальными при проведе-
нии экспериментов по обнаружению этих эффектов.
Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.
Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Перевод авторов

Samsonenko N.V. et al. P6-88-925
Polarization Effects of Second Class
Currents in the Direct and Inverse
 β -Decay of Nuclei
A general expression for the squared modulus of matrix
elements of semi-leptonic weak processes including the
polarization of the initial (final) nucleus is obtained.
The influence of second class currents (SCC) on various
characteristics (the charge asymmetry, the angular and
spin correlation coefficients, etc.) of the β -decay of ^{12}B ,
 ^{12}N and ^6He and of the iso-elastic scattering of $\nu(\bar{\nu})$ on
 ^{12}C is studied. It is shown that experiments with polar-
ized nucleus will allow new effects, induced by SCC, to be
extracted. An optimum geometrical configuration of the
test for conducting experiments to observe these effects
is found.
The investigation has been performed at the Laboratory
of Nuclear Problems, JINR.
Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988