*Письма в ЖЭТФ, том 30, вып. 11, стр. 730 – 734* *5 декабря 1979 г.*

# РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ЭФФЕКТЫ И НАРУШЕНИЕ ЧЕТНОСТИ В РАДИАЦИОННОМ ЗАХВАТЕ НЕЙТРОНА ПРОТОНОМ

*В.Б.Копелиович*

Показано, что изовекторные вклады в циркулярную поляризацию фотонов в $np \to d\gamma$-захвате, обусловленные релятивистскими эффектами (в основном, внемассовыми эффектами, а также запаздыванием и движением магнитных моментов нуклонов), существенны в модели Вайнберга – Салама электрослабого взаимодействия.

В последнее время возрос интерес к поискам релятивистских эффектов (РЭ) при взаимодействии частиц с ядрами (см. обзор [1]). РЭ в процессах с нарушением четности до недавнего времени практически не изучались[1]. В [4] было показано, что релятивистские вклады в циркулярную поляризацию фотонов $P_\gamma$ в $np \to d\gamma$-захвате медленных нейтронов, обусловленные внемассовыми эффектами и меняющие нерелятивистские правила отбора по изоспину для слабого взаимодействия, могут быть важны в моделях с нейтральными токами, в частности, в модели Вайн-

[1] В [2] отмечалось, что релятивистские вклады, связанные с наличием в операторе электрического дипольного перехода зависящих от спина членов, меняют нерелятивистские правила отбора по изоспину. В [3] обращалось внимание на возможную роль РЭ, но не был проведен их анализ по изоспину.

берга — Салама электрослабого взаимодействия, в которой слабая константа связи $\pi$-мезона с нуклоном велика ($g^{W}_{\pi NN} = (0{,}3 \div 0{,}8)\cdot 10^{-6}$ [5 — 7].

Изменение нерелятивистских правил отбора по изоспину в случае циркулярной поляризации фотонов в $np \to d\gamma$ при учете внемассовых эффектов можно пояснить следующим образом. Как хорошо известно, амплитуда обмена одним (или несколькими) $\pi$-мезонами с нарушением четности является изовектором и для нуклонов на массовой поверхности не меняет их полного спина. Для нуклонов вне массовой поверхности обмен произвольным количеством $\pi$-мезонов приводит к амплитуде, которая также является изовектором, но изменяет спин $np$-системы, например,

$$M^{(m\pi)}_{np} = C^{(m\pi)} f_{m\pi}(\Delta)(p_1^2 - p_2^2)[(\vec{\sigma}_1 - \vec{\sigma}_2)\ (\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2)\ ]T^{-}. \tag{1}$$

Здесь $T^{-} = [\vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2]_3, \vec{\sigma}_{1,2}, \tau_{1,2}$ — матрицы Паули спина и изоспина нуклонов, $p_{1,2}$ — импульсы обоих нуклонов в начальном (либо конечном) состояний, $\Delta$ — переданный импульс $C^{(m\pi)}_{np}$ — некоторая константа, включающая константы связи $\pi$-мезонов с нуклонами. Амплитуда (1) пропорциональна малому множителю $p_1^2 - p_2^2$ — разности квадратов 4-импульсов нуклонов, и обращается в нуль для нуклонов на массовой поверхности. В противном случае нарушался бы принцип Паули для нуклонов в начальном либо конечном состоянии. Расчет такого эффекта, разумеется, затруднителен в нерелятивистской теории, и наиболее удобен в рамках теоретико-полевого подхода [4], в котором дейтрон и состояние рассеяния описываются бете-солпитеровскими вершинами, удовлетворяющими в силу обобщенного принципа Паули определенным соотношениям симметрии. Амплитуда процесса $np \to d\gamma$ с нарушением четности имеет следующий (явно калибровочно-инвариантный) вид

$$M^{-}_{a\nu} = e \int \left\{ \frac{(d + d')_a}{2dq} \left[ B_\nu(d', P, Q\ldots) - q_\nu \frac{B_\mu(d', P, Q\ldots)d'_\mu}{d^2} \right] + \right.$$

$$+ \frac{1}{q_a}[B_\nu(d, P, Q\ldots) - B_\nu(d', P, Q\ldots)] + \delta_{a\nu} \frac{B_\mu(d', P, Q\ldots)d'_\mu}{d^2} -$$

$$\left. - \frac{(d + d')_a}{2d'q} B_\nu(d, P, Q\ldots) \right\} \frac{d^4P d^4Q \ldots}{(2\pi)^8(P^2 - M^2 + i\delta)(Q^2 - M^2 + i\delta)} \tag{2}$$

$M$ — масса нуклона, $a$ и $\nu$ — индексы фотона и дейтрона, $P$, $Q$ и т. д. — 4-импульсы интегрирования в промежуточных состояниях, $d'$, $d$, $q = d' - d$ — импульсы начального состояния, дейтрона и фотона. В этом выражении восстановлены контактные члены из требования калибровочной инвариантности. "Деление" на $q_a$ означает дифференцирование, если $B_\nu$ не содержит полюса. В противном случае,

$$\frac{1}{q_\alpha}\left[\frac{1}{(d-P)^2-M^2}-\frac{1}{(d'-P)^2-M^2}\right]=\frac{(d'+d-2P)_\alpha}{[(d'-P)^2-M^2][(d-P)^2-M^2]}.$$

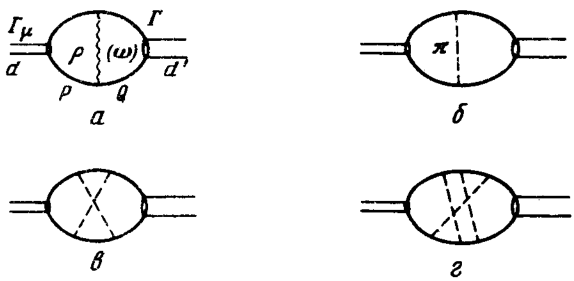


Рис. 1

Блок $B_\nu$ может соответствовать обмену произвольным количеством как векторных, так и псевдоскалярных мезонов (рис. 1). В случае обмена $\rho$-, $\omega$-мезонами ($\Delta T = 0$) из (2) воспроизводится, в основном, результат нерелятивистского расчета с оператором электрического дипольного перехода $\omega\mathbf{r}$ [8]. В случае обмена $\pi$-мезонами $B_\nu$ содержит малый фактор $(d-P)^2 - P^2$ или $(d-Q)^2 - Q^2$, и это отражает нерелятивистский запрет на изовекторные вклады в $P_\gamma$. Для псевдоскалярной (сильной) связи $\pi$-мезона с нуклоном $B$ зависит от так называемых релятивистских компонент начального или конечного состояний [4, 9]. В случае псевдовекторной $\pi NN$-связи

$$B_\nu = (8M/\mu_\pi) f g^W_{\pi NN}\,\{AF\,2Md(P-Q)(P+Q)_\nu + AGP_\nu[d(P-Q)(dP+dQ-$$

$$-P^2-M^2-2PQ)+Q(P-Q)(2Pd-d^2)]\}\{[(d-P)^2-M^2][(d-Q)^2-M^2]\times$$

$$\times[(P-Q)^2-\mu_\pi^2]\}^{-1}, \qquad f^2/4\pi = 0{,}16. \qquad (3)$$

Здесь вершинные функции дейтрона и состояния рассеяния взяты в форме $\Gamma_\mu = F\gamma_\mu + GP_\mu$, $\Gamma = A\gamma_5$, причем $F(P, d-P) = F(d-P, P)$ и аналогично для $A$, $G$ в силу упомянутых ранее свойств симметрии. $F$ и $A$ описывают $S$-волны, $G$ — $D$-волну в дейтроне.

Вклад в $M_{\alpha\nu}$ от части блока $B_\nu \sim (P+Q)_\nu(2dQ - d^2)$ может быть преобразован к такому виду (в окончательном ответе можно положить $d' = d$):

$$M_{\alpha\nu} = \frac{8M^2}{\mu_\pi}\,efg^W_{\pi NN}\int\frac{AF\,d^4P\,d^4Q/(2\pi)^8}{(P^2-M^2)[(d-P)^2-M^2][(P-Q)^2-\mu_\pi^2]}\times$$

$$\times\left\{\left[\frac{1}{Q^2-M^2}-\frac{1}{(d-Q)^2-M^2}\right]\left[\delta_{\alpha\nu}\left(\frac{dP+dQ}{d^2}-1\right)+(P+Q)_\nu P_\alpha\times\right.\right.$$

$$\times \left(\frac{1}{P^2 - M^2} - \frac{1}{(d-P)^2 - M^2}\right)\Bigg] + (P+Q)_\nu Q_a \left[\frac{1}{(Q^2 - M^2)^2} + \frac{1}{((d-Q)^2 - M^2)^2}\right]\Bigg\}. \quad (4)$$

Очевидно, что это выражение не обращается в нуль при интегрировании по $d^4P\, d^4Q$, так как функция под интегралом симметрична относительно замены $P \to d - P$, $Q \to d - Q$. Для простоты предполагалось, что $A = A(Q - {}^d/_2)$, $F, G = F, G\,(P - {}^d/_2)$. Следует отметить, что при вычислении (4) нельзя ограничиться вкладом лишь ближайших особенностей по $P_0$ и $Q_0$, в отличие от нерелятивистской ситуации (обмен векторными мезонами). В (4) в равной степени существенны особенности $\pi$-мезонного пропагатора и вершинных функций. Поэтому для расчета (4) необходимо знание структуры особенностей $A$, $F$ и т. д. в комплексной плоскости энергии. Если, например,

$$A(F, G) \sim \frac{a^2}{\left(Q - \frac{d}{2}\right)^2 - a^2 + i\delta},$$

то возможен стандартный расчет фейнмановских интегралов с помощью виковского поворота.

Порядок величины эффекта в случае однопионного обмена с псевдовекторной связью

$$|P_\gamma| \sim \frac{2M}{\mu_\pi} f g^W_{\pi NN} \frac{M a_s < \mathbf{P}^4/M^4 >}{4\pi(\kappa a_s - 1)(\mu_p - \mu_n)} \approx 0{,}1\, g^W_{\pi NN}, \quad \kappa^2 = M\omega,$$

$$\mu_p - \mu_n = 4{,}7 .$$

$2\pi$-обмен с псевдоскалярной связью приводит к заметно бо́льшему результату. Однозначный ответ получить затруднительно, так как для этого необходимо суммировать вклады от обменов различным количеством $\pi$-мезонов, учитывать формфакторы в $\pi NN$-вершинах, знать соотношение между псевдовекторной и псевдоскалярной константами $\pi NN$-связи. Экспериментальное значение $P_\gamma$ [10] также нуждается в подтверждении. Ясно, тем не менее, что рассмотренные изовекторные вклады в $P_\gamma$ могут доминировать, если не будут найдены причины для компенсации интегралов вида (4).

Обсуждаемый эффект связан с нарушением теоремы Зигерта [11], поскольку не может быть рассчитан в рамках стандартного подхода с оператором $\omega \mathbf{r}$. Вопрос о нарушении теоремы Зигерта при сохранении четности широко обсуждается в последнее время [12 – 14]. Случай несохранения пространственной четности особо выделен: нарушение теоремы Зигерта велико здесь за счет релятивистских эффектов. Это можно пояснить таким образом. Если рассматривать (1) как добавку в эффективный гамильтониан взаимодействия и произвести стандартную замену: $p_i \to p_i - eA(r_i)(1 + \tau_{3i})/2$, то в результате возникает добавка к оператору электромагнитного тока $J_\nu \sim eT^-(p_1 - p_2)_\nu (\vec{\sigma}_1 - \vec{\sigma}_2)(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2)$, которая является изовектором, не сводится к коммутатору $[H, (\tau_{13} - \tau_{23})\mathbf{r}_{12}]$ гамильтониана и $\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ и квадратична по относительному импульсу нуклонов. Это рассуждение носит только иллюстративный характер, а расчеты следует производить согласно (2) и т. д.

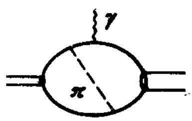

Рис. 2

Наряду с внемассовыми эффектами к изовекторным вкладам в $P_\gamma$ приводит также учет движения магнитных моментов нуклонов (это приводит к появлению в операторе электрического дипольного перехода спиново-зависящих членов) и запаздывания (рис. 2). Эти эффекты, однако, менее существенны: вклад от запаздывания содержит по крайней мере фактор $\omega/\mu_\pi$ – отношение времени запаздывания $1/\mu_\pi$ к характерному времени процесса $1/\omega$.

Я признателен В.М.Дубовику, Л.А.Кондратюку, И.С.Шапиро и участникам семинара по теории ядра ИТЭФ за интерес к работе, обсуждения и критические замечания, А.И.Вайнштейну, Е.М.Левину, Г.А.Лобову, М.С.Маринову, А.Н.Москалеву, М.Г.Рыскину, В.А.Хозе, И.Б.Хрипловичу за обсуждения отдельных вопросов.

Институт ядерных исследований
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
12 октября 1979 г.

## Литература

[1] В.А.Карманов, И.С.Шапиро. ЭЧАЯ, 9, 327, 1978.

[2] Г.С.Данилов. Материалы II-й школы ЛиЯФ, стр. 220, Ленинград, 1976.

[3] Shin-ichi Morioka, T.Ueda. Progr. Theor. Phys., 60, 299, 1978.

[4] V.B.Kopeliovich. Phys. Lett., 78B, 529, 1978.

[5] С.С.Герштейн. В.Н.Фоломешкин, М.Ю.Хлопов. ЯФ, 20, 737, 1974.

[6] B.Desplanques, J.Micheli. Phys. Lett., 68B, 339, 1977.

[7] J.K.Körner et al. Phys. Lett., 81B, 365, 1979.

[8] G.S.Danilov. Phys. Lett., 18B, 40, 1965; 35B, 579, 1971.

[9] W.Buck, F.Gross. Phys. Lett., 63B, 286, 1976.

[10] V.M.Lobashev et al. Nucl. Phys., A197, 241, 1972.

[11] A.J.F.Siegert. Phys. Rev., 52, 787, 1937.

[12] A.D.Jackson, A.Landé, D.O.Riska. Phys. Lett., 55B, 23, 1975.

[13] J.L.Friar. Annals of Physics, 104, 380, 1977.

[14] E.Hadjimichael. Phys. Lett., 85B, 17, 1979.