ЗАМЕЧАНИЕ О С-НЕЧЕТНЫХ МУЛЬТИПОЛЯХ

И.Ю.Кобзарев, Л.Б.Окунь, М.В.Терентьев

Обсуждая возможность несохранения зарядовой четности в электромагнитном взаимодействии, Бернстайн, Файнберг и Ли [I] подчеркнули, что для частиц со спином $J \leq 1/2$ С-нечетные члены в вершинной части испускания фотона отсутствуют даже в том случае, если электромагнитный ток содержит С-четную компоненту [I)]. Это связано с тем, что в случае спина $J \leq 1/2$ С-нечетные члены оказываются запрещенными в силу требований сохранения и эрмитовости тока. В результате для частиц с $J \leq 1/2$ К-ток проявляется только в недиагональных переходах (типа $\eta^0 \to \pi^0\gamma \to \pi^0 e^+ e^-, \Sigma^0 \to \Lambda^0\gamma$ и т.д.).

В этой заметке мы кратко обсудим вопрос о возможности присутствия С-нечетных членов в вершинах частиц с $J \geq 1$ [2)]. В случае $J = 1$ (например, для дейтрона) такой член имеет вид:

$$if(q^2)\{q^2[(\varphi^*_{2\beta} q_\beta)\varphi_{1\alpha} + \varphi^*_{2\alpha}(\varphi_{1\beta} q_\beta)] - 2q_\alpha(\varphi^*_{2\beta} q_\beta)(\varphi_{1\gamma} q_\gamma)\} A_\alpha , \quad (1)$$

где $\varphi_{1\alpha}$ $(\varphi_{2\alpha})$ - волновая функция дейтрона в начальном (конечном) состоянии, q_α - 4-импульс фотона. Из эрмитовости следует, что $f(q^2)$ чисто действительно. Вообще говоря, $f(0) \neq 0$. Наличие вершины (I) наряду с зарядом, магнитным и квадрупольным моментами дейтрона приведет, в частности, к тому, что при рассеянии электронов дейтронами возникнут корреляции типа $\vec{\xi}_1 \vec{n}$ или $\vec{\xi}_2 \vec{n}$, где $\vec{\xi}_1$ $(\vec{\xi}_2)$ – поляризация дейтрона в начальном (конечном) состоянии, а $\vec{n}$ – нормаль к плоскости рассеяния.

Как видно из (I), эта вершина обращается в нуль для реальных фотонов ($q^2 = 0$, $eq = 0$). Поэтому эффект будет максимален, если рассматривать рассеяние электронов на большие углы.

Заметим, что из-за эффекта, отмеченного в работе [I], может возникать малость коэффициентов при члене (I) в случае дейтрона (и аналогично в других ядрах). Эти коэффициенты отличны от нуля лишь постольку, поскольку в ядрах существенны эффекты виртуальности нуклонов и мезонного "клея". Количественно оценить эту малость в настоящее время трудно. Как заметил Б.М.Понтекорво, при больших q^2 само наличие упругого процесса указывает на существенную роль мезонного "клея". Малость, связанная с неэлементарностью ядра, проявляется в малости форм-фактора, которая, как естественно думать, будет одинаковой для C-четных и C-нечетных членов. Поэтому в модели Бернстайна, Файнберга, Ли [I] при больших q^2 можно ожидать корреляционные эффекты порядка единицы.

Установленный недавно [2,3] верхний предел для C-неинвариантного перехода $\eta^0 \to \pi^0 e^+ e^-$

$$\Gamma(\eta^0 \to \pi^0 e^+ e^-) : \Gamma(\eta^0 \to 2\gamma) \leq (0{,}7 \pm 0{,}7) \cdot 10^{-2}$$

не означает, что в ed – рассеянии обсуждаемые корреляции обязательно будут дополнительно малы, поскольку в ed – рассеянии $\Delta T = 0$, а в распаде $\eta^0 \to \pi^0 e^+ e^-$ $\Delta T = 1$. Заметим, что корреляции типа $\vec{\xi}_1 \vec{n}$ или $\vec{\xi}_2 \vec{n}$ возникнут и в отсутствие C-нечетных вершин, если учесть электромагнитное взаимодействие не только в первом борновском приближении. Однако для легких ядер эти эффекты малы и, кроме того, в значительной части могут быть оценены теоретически.

Для частиц с I = 3/2 (например, стабильных ядер Li^7 или Be^9) С-неинвариантная вершина имеет вид:

$$i f(q^2)\{q^2[\bar\psi_\alpha^2(\psi_\beta^1 q_\beta)+(\bar\psi_\beta q_\beta)\psi_\alpha^1]-2q_\alpha(\bar\psi_\beta^2 q_\beta)(\psi_\gamma^1 q_\gamma)\}A_\alpha. \qquad (2)$$

Здесь ψ_α - волновые функции Рариты - Швингера, удовлетворяющие условиям $p_\mu\psi_\mu = 0$, $\gamma_\mu\psi_\mu = 0$, $(\hat p - m)\psi_\mu = 0$. Такие С- и Т-неинвариантные амплитуды должны давать корреляции Т-нечетного типа, аналогичные приведенным выше для дейтрона. В общем виде этот вопрос рассмотрен М.С.Мариновым. Заметим, что такие Т-неинвариантные члены, очевидно, не могут приводить к сдвигу атомных уровней. Как для I= I, так и для I = 3/2 С-нечетные вершины содержат множитель q^2. То же имеет место для I = 2. Таким образом, в этих трех случаях С-нечетное взаимодействие электрона с ядром имеет чисто контактный характер. Зависимость С-нечетных вершин от q^2 при I > 2 нами не рассматривалась.

Для частицы со спином I число С-нечетных мультиполей равно I (для целых I) и I - I/2 (для полуцелых I). В общем случае (при учете возможного несохранения Р-четности) число соответствующих мультиполей приведено в таблице.

CP	+I	-I	+I	-I
P	+I	+I	-I	-I
N	2I +I	I	I	2I
	2I +I	I - I/2	I + I/2	2I

Здесь число соответствующих мультиполей N в 3-й строке относится к целым I , а в 4-й - к полуцелым I . Результаты таблицы легко получить, если определить число состояний в t -канале, где частица и античастица со спином I образуют "атом" с полным моментом 1 .

Авторы благодарны И.Я.Померанчуку и Б.М.Понтекорво за полезные обсуждения. Л.Б.Окунь благодарен С.Коулмену и С.Глешоу за интересные обсуждения в Триесте.

Примечание при корректуре. Выражение для электромагнитного тока частиц со спином I и 3/2 с учетом СР-неинвариантных форм-факторов приводится в статье V.Glaser, B.Jakšić. Nuovo Cim., 5, 1197, 1957.

Авторы благодарны Л.А.Кондратюку, обратившему их внимание на эту работу.

Институт теоретической
и экспериментальной
физики

Поступило в редакцию
28 сентября 1965 г.

Литература

[1] J.Bernstein, G.Feinberg, T.D.Lee. Columbia Univ. preprint, 1965.

[2] L.R.Price, F.S.Crawford. Phys. Rev.Lett., 15, 123, 1965.

[3] M.Foster, M.Good. Wisconsin Univ. preprint, 1965.

---

1) С- и СР-четность вершинной части (в отличие от тока) и мультиполя мы определяем в этой заметке с учетом С- и Р-четности фотона.

2) На возможность присутствия С-четных членов в вершинных частях частиц с $J \geq 1$ внимание одного из авторов (Л.Окуня) обратили С.Коулмен и С.Глешоу. Как сообщил нам М.В.Дубовик, аналогичные вопросы рассмотрены им совместно с А.А.Чешко.