О ВОЗМОЖНОМ МЕТОДЕ ПРОВЕРКИ CPT-ИНВАРИАНТНОСТИ В $\bar{p}p$- РАССЕЯНИИ

С.М.Биленький

Инвариантность взаимодействий относительно CPT- преобразования является следствием основных постулатов современной теории поля (теорема Людерса-Паули [1,2]). Экспериментальная проверка CPT - инвариантности представляет собой таким образом проверку этих постулатов. Готов и Окубо [3] впервые обратили внимание на то, что уникальные возможности прямой проверки CPT - инвариантности сильных взаимодействий возникают при изучении поляризационных эффектов в упругом рассеянии антипротонов протонами

$$\bar{p} + p \longrightarrow \bar{p} + p. \qquad (1)$$

Авторы работы [3] не получили, однако, соотношений между простейшими наблюдаемыми величинами, экспериментальная проверка которых явилась бы проверкой CPT- инвариантности. Мы покажем здесь, что из CPT - инвариантности вытекают следующие соотношения:

$$\vec{P}^{(1)}\vec{n} = \vec{A}^{(2)}\vec{n},$$
$$\vec{P}^{(2)}\vec{n} = \vec{A}^{(1)}\vec{n}, \tag{2}$$

где $\vec{n} = \frac{(\vec{p}\times\vec{p}')}{|\vec{p}\times\vec{p}'|}$ - нормаль к плоскости рассеяния ($\vec{p}$ и $\vec{p}'$ - импульсы начального и конечного антипротонов в с.ц.и.), $\vec{P}^{(1)}(\vec{P}^{(2)})$ - поляризация антипротонов (протонов), возникающая при рассеянии неполяризованных частиц, $\vec{A}^{(1)}(\vec{A}^{(2)})$ - асимметрия, возникающая при рассеянии поляризованного пучка антипротонов неполяризованной мишенью (неполяризованного пучка поляризованной протонной мишенью). Обозначим матрицу рассеяния в с.ц.и. через $M(\vec{p}', \vec{p})$. Тогда, как известно,

$$P_i^{(1)} = \frac{1}{4\sigma_0} Sp\,\sigma_{1i} MM^+, \qquad P_i^{(2)} = \frac{1}{4\sigma_0} Sp\,\sigma_{2i} MM^+,$$

$$A_i^{(1)} = \frac{1}{4\sigma_0} Sp\,M\sigma_{1i} M^+, \qquad A_i^{(2)} = \frac{1}{4\sigma_0} Sp\,M\sigma_{2i} M^+, \tag{3}$$

где σ_0 - дифференциальное сечение рассеяния в с.ц.и. Спиновые матрицы антипротона и протона обозначены через σ_{1i} и σ_{2i} соответственно. Если взаимодействия, обуславливающие процесс рассеяния (I), инвариантны относительно CPT - преобразования, то матрица рассеяния удовлетворяет следующему требованию:

$$M^T(\vec{p}', \vec{p}) = U^{-1} P(1,2) M(-\vec{p}, -\vec{p}') P(1,2) U. \tag{4}$$

Здесь $P(1,2) = 1/2\,(1+\vec{\sigma}_1\vec{\sigma}_2)$ - оператор перестановки спиновых переменных, U - унитарная матрица, удовлетворяющая условиям

$$U^{-1}\sigma_{1i}\,U = -\sigma_{1i}^T,$$
$$U^{-1}\sigma_{2i}\,U = -\sigma_{2i}^T, \tag{5}$$

а значок T означает транспонирование.

Производя поворот на угол π вокруг вектора $\vec{m} = \frac{\vec{p}'-\vec{p}}{|\vec{p}'-\vec{p}|}$ и используя инвариантность относительно вращений, получаем

$$M(-\vec{p},-\vec{p}')=(\vec{\sigma}_1\vec{m})(\vec{\sigma}_2\vec{m})M(\vec{p}',\vec{p})(\vec{\sigma}_1\vec{m})(\vec{\sigma}_2\vec{m}). \quad (6)$$

С помощью формул (3)- (6) легко находим соотношения (2), которые являются следствием лишь инвариантности относительно CPT - преобразования и инвариантности относительно вращений. В общем случае, когда инвариантность S - матрицы относительно CPT - преобразования не предполагается, матрицу рассеяния можно представить в виде:

$$M(\vec{p}',\vec{p})=M_1(\vec{p}',\vec{p})+M_2(\vec{p}',\vec{p}), \quad (7)$$

где

$$M_1^T(\vec{p}',\vec{p})=U^{-1}P(1,2)M_1(-\vec{p},-\vec{p}')P(1,2)U,$$
$$M_2^T(\vec{p}',\vec{p})=-U^{-1}P(1,2)M_2(-\vec{p},-\vec{p}')P(1,2)U. \quad (8)$$

Вместо (2) в этом случае получаем

$$\sigma_0(\vec{P}^{(1)}\vec{n}-\vec{A}^{(2)}\vec{n})=Re\,Sp\,\vec{\sigma}_1\vec{n}M_1M_2^+,$$
$$\sigma_0(\vec{P}^{(2)}\vec{n}-\vec{A}^{(1)}\vec{n})=Re\,Sp\,\vec{\sigma}_2\vec{n}M_1M_2^+. \quad (9)$$

Нарушение соотношений (2) означало бы, что S - матрица неинвариантна относительно CPT - преобразования. Если бы оказалось, что в пределах ошибок опыта поляризация $\vec{P}^{(1)}\vec{n}$ и асимметрия $\vec{A}^{(2)}\vec{n}$ (либо $\vec{P}^{(2)}\vec{n}$ и $\vec{A}^{(1)}\vec{n}$) совпадают, то с помощью (9) можно определить верхний предел амплитуды, инвариантной относительно CPT -преобразования. Как показывают опыты по проверке $C(T)$-инвариантности сильных взаимодействий [4], верхний предел отношения амплитуды, неинвариантной относительно зарядового сопряжения C, к C - инвариантной амплитуде порядка I% (для T порядка 2-3%). Эффекты несохранения четности в ядерных реакциях, наблюденные в последнее время, совместимы с предположением о том, что несохранение четности связано лишь со слабыми взаимодействиями [4]. Таким образом, проверка соотношений (2) требует постановки трудных экспериментов, в которых поляризация и асимметрия измерялись бы с большой точностью. В заключение заметим, что с помощью (4) и (6) легко получить соотношения между другими наблюдаемыми величинами. Приведем некоторые из них:

$$
\begin{aligned}
&\mathcal{D}^{(1)}_{\ell m} = -\mathcal{D}^{(2)}_{m\ell}, \quad \mathcal{D}^{(1)}_{m\ell} = -\mathcal{D}^{(2)}_{\ell m}, \\
&K^{(1)}_{\ell m} = -K^{(2)}_{m\ell}, \quad K^{(2)}_{\ell m} = -K^{(2)}_{m\ell}, \qquad (10) \\
&C_{\ell m} = -P_{m\ell}, \quad C_{m\ell} = -P_{\ell m}.
\end{aligned}
$$

Определения входящих сюда величин см., например, в [5].

Автор весьма признателен Р.М.Рындину за полезные обсуждения рассмотренных здесь вопросов.

Объединенный институт
ядерных исследований

Поступило в редакцию
13 декабря 1965 г.

Литература

[1] G.Lüders. Kgl. danske vid. selskab. Mat.-fys. medd., 28, N5, 1954.

[2] В.Паули. Сб. "Нильс Бор и развитие физики", Изд. иностр.лит., 1958.

[3] K.Gotow, S.Okubo. Phys.Rev., 128, 1921, 1962.

[4] См. обзор T.D.Lee. Proceedings of Oxford Intern. Conf. on Elementary Particles, 1965.

[5] С.М.Биленький, Л.И.Лапидус, Р.М.Рындин. УФН, 84, 243, 1964.