чит. зала

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р - 2620

С.М. Биленький, Л.И. Лапидус,
Р.М. Рындин, Л.Ш. Шехтер

СОХРАНЕНИЕ ИЗОСПИНА И ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1966

P - 2620

С.М. Биленький, Л.И. Лапидус,
Р.М. Рындин, Л.Ш. Шехтер

СОХРАНЕНИЕ ИЗОСПИНА И ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ

Направлено в ЯФ

Научно-техническая
библиотека
ОИЯИ

1. Обычные методы прямой проверки изотопической инвариантности состоят в проверке соотношений между дифференциальными сечениями разных реакций, вытекающих из изотопической инвариантности [1], либо в проверке запретов, которые накладывает изотопическая инвариантность [2], либо, наконец, в проверке треугольных неравенств [3].

Баршай и Теммер [4] обратили внимание на то, что сохранение изотопического спина приводит к симметрии относительно замены $\theta \to \pi - \theta$ (θ - угол в с.ц.и.) дифференциальных сечений реакций

$$a + a' \to b + b' , \tag{1}$$

где частицы a и a' (либо частицы b и b') принадлежат к одному изотопическому мультиплету, а полный изотопический спин конечных (либо начальных) частиц может принимать только одно значение. Проверка соотношения

$$\sigma_0 (\theta) = \sigma_0 (\pi - \theta), \tag{2}$$

где $\sigma_0 (\theta)$ -дифференциальное сечение реакции (1) в случае неполяризованных начальных частиц, представляет собой, таким образом, проверку изотопической инвариантности [x]. Преимущество такого метода проверки состоит в том, что он не требует сравнения наблюдаемых величин в различных реакциях. Дифференциальное сечение $\sigma_0 (\theta)$ может, однако, оказаться симметричным относительно 90° и в силу ряда причин динамического характера [4].

Мы покажем здесь, что вследствие сохранения изотопического спина возникают также соотношения, связывающие поляризационные характеристики реакций (1) под углами θ и $\pi - \theta$. Экспериментальная проверка соотношения (2) и полученных ниже соотношений между поляризационными характеристиками позволила бы не только осуществить детальную проверку изотопической инвариантности сильных взаимодействий, но и (при достаточной точности измерений) позволила бы исследовать характер ее нарушения.

---

[x] Заметим, что полученное в работе [5] угловое распределение в реакции $H^3 + He^3 \to He^4 + d$ удовлетворяет соотношению (2) в пределах точности эксперимента.

2. Предположим вначале, что частицы a и a′ принадлежат к одному изотопическому мультиплету, а суммарный изотопический спин частиц b и b′ может принимать лишь одно значение (обозначим его через T)[x/]. Если справедлива изотопическая инвариантность, то полный изотопический спин частиц a и a′ также равен T . Рассмотрим вытекающие отсюда следствия.

Обозначим амплитуду реакции в с.ц.и. через

$$\langle \sigma_b \, \kappa_b \, \sigma_{b'} \, \kappa_{b'} | M(\vec{p}\,', \vec{p}) | \sigma \kappa \sigma' \kappa' \rangle . \qquad (3)$$

Здесь σ и σ' (κ и κ') – проекции спинов (изотопических спинов) частиц a и a′, σ_b и $\sigma_{b'}$ –проекции спинов частиц b и b′ , κ_b и $\kappa_{b'}$ –проекции их изотопических спинов, $\vec{p}$ и $\vec{p}\,'$ –импульсы частиц a и b в с.ц.и. Вследствие тождественности начальных частиц получаем:

$$\begin{aligned} &\langle \sigma_b \, \kappa_b \, \sigma_{b'} \, \kappa_{b'} | M(\vec{p}\,', \vec{p}) | \sigma \kappa \sigma' \kappa' \rangle = \\ &= \pm \langle \sigma_b \, \kappa_b \, \sigma_{b'} \kappa_{b'} | M(\vec{p}\,', -\vec{p}) | \sigma' \kappa' \sigma \kappa \rangle \end{aligned} \qquad (4)$$

(+, если a и a′ – бозоны, и –, если a и a′ –фермионы). Если справедлива изотопическая инвариантность, то из (4) (используя также инвариантность относительно пространственной инверсии) находим:

$$\begin{aligned} &\langle \sigma_b \, \kappa_b \, \sigma_{b'} \kappa_{b'} | M(\vec{p}\,', \vec{p}) | \sigma \kappa \sigma' \kappa' \rangle = \\ &= \eta \langle \sigma_b \, \kappa_b \, \sigma_{b'} \kappa_{b'} | M(-\vec{p}\,', \vec{p}) | \sigma' \kappa \sigma \kappa' \rangle , \end{aligned} \qquad (5)$$

где множитель η может принимать значения ± 1.

Пусть спиновое состояние начальных частиц a и a′ описывается матрицами плотности ρ и ρ', соответственно. Матрица плотности конечного состояния равна

$$\rho_f(\vec{p}\,', \vec{p}) = M(\vec{p}\,', \vec{p}) \rho \times \rho' M^+(\vec{p}\,', \vec{p}) . \qquad (6)$$

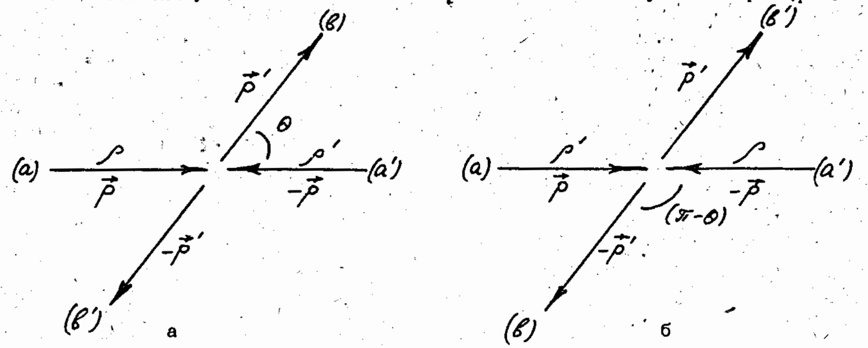
Используя соотношение (5), получаем

$$\rho_f(\vec{p}\,', \vec{p}) = M(-\vec{p}\,', \vec{p}) \rho' \times \rho M^+(-\vec{p}\,', \vec{p}) = \rho_f'(-\vec{p}\,', \vec{p}) . \qquad (7)$$

Таким образом, если суммарный изотопический спин частиц b и b′ может принимать только одно значение, то из изотопической инвариантности и тождественности начальных частиц следует, что конечная матрица плотности реакции (1) в случае, когда спиновое состояние частиц a и a′ описывается матрицами плотности ρ и ρ' , а

[x/] Это может быть в двух случаях: 1) изотопический спин одной из частиц равен нулю, 2) частицы b и b′ обладают максимальными (или минимальными) проекциями изотопических спинов.

импульс частиц b в с.ц.и. равен $\vec{p}\,'$ (рис. 1а), совпадает с матрицей плотности реакции в случае, когда спиновое состояние частиц a и a′ описывается матрицами ρ' и ρ соответственно, а частицы b в с.ц.и. вылетают с импульсом $-\vec{p}\,'$ (рис. 1б).



Р и с. 1

Из (7) и (6) легко получить соотношения симметрии для наблюдаемых на опыте величин.

Рассмотрим частные случаи.

а. Пусть обе начальные частицы не поляризованы. Тогда

$$\rho = \rho' = \frac{1}{2s+1} \qquad (8)$$

(s –значение спина начальных частиц) и из (6) и (7) получаем[x/]

$$\rho_f(\vec{p}\,', \vec{p}) = \rho_f(-\vec{p}\,', \vec{p}) . \qquad (9)$$

Отсюда без труда находим (2). С помощью (9) нетрудно получить аналогичные соотношения и для поляризационных характеристик реакции (1) (в случае, когда спины частиц b и b′ отличны от нуля). В частности, из (9) находим:

$$\begin{aligned} P_b(\theta) &= -P_b(\pi - \theta) , \\ P_{b'}(\theta) &= -P_{b'}(\pi - \theta) . \end{aligned} \qquad (10)$$

Здесь $P_b(\theta) = \dfrac{Sp \, \vec{s}_b \vec{n} \, \rho_f(\vec{p}\,', \vec{p})}{s_b \, Sp \rho_f(\vec{p}\,', \vec{p})}$ –поляризация частиц b , возникающая в реакции (1) с неполяризованным пучком и неполяризованной мишенью ($\vec{n} = \dfrac{\vec{p} \times \vec{p}\,'}{|\vec{p} \times \vec{p}\,'|}$ – нормаль к плоскости реакции).

б) Начальные частицы поляризованы.

[x/] Очевидно, что это соотношение справедливо также и в случае, когда спины начальных частиц равны нулю.

Ограничимся рассмотрением таких процессов, в которых спины начальных частиц равны 1/2. В этом случае из (6) и (7) находим:

$$M(\vec p',\vec p)\tfrac12(1+\vec\sigma_a\vec{\mathcal P})\tfrac12(1+\vec\sigma_{a'}\vec{\mathcal P}')M^+(\vec p',\vec p) = \qquad (11)$$
$$= M(-\vec p',\vec p)\tfrac12(1+\vec\sigma_a\vec{\mathcal P}')\tfrac12(1+\vec\sigma_{a'}\vec{\mathcal P})M^+(-\vec p',\vec p),$$

где $\vec\sigma_a$ и $\vec\sigma_{a'}$ -матрицы, действующие на спиновые переменные частиц a и a', соответственно. Рассмотрим наиболее простые наблюдаемые. Из (11) получаем:

$$\sigma_0(\theta)(1+A_i^a(\vec p',\vec p)\mathcal P_i + A_i^{a'}(\vec p',\vec p)\mathcal P_i' + A_{ik}(\vec p',\vec p)\mathcal P_i\mathcal P_k') = \qquad (12)$$
$$= \sigma_0(\pi-\theta)(1+A_i^a(-\vec p',\vec p)\mathcal P_i' + A_i^{a'}(-\vec p',\vec p)\mathcal P_i + A_{ki}(-\vec p',\vec p)\mathcal P_i\mathcal P_k'),$$

где векторы асимметрии A_i^a и $A_i^{a'}$ и тензор асимметрии A_{ik} определены следующим образом:

$$A_i^a = \frac{1}{4\sigma_0}\mathrm{Sp}M\sigma_{ai}M^+,$$
$$A_i^{a'} = \frac{1}{4\sigma_0}\mathrm{Sp}M\sigma_{a'i}M^+, \qquad (13)$$
$$A_{ik} = \frac{1}{4\sigma_0}\mathrm{Sp}M\sigma_{ai}\sigma_{a'k}M^+.$$

С помощью соотношения (12) находим

$$A_i^a(\vec p',\vec p) = A_i^{a'}(-\vec p',\vec p), \qquad (14)$$
$$A_{ik}(\vec p',\vec p) = A_{ki}(-\vec p',\vec p).$$

Отсюда для наблюдаемых на опыте величин получаем:

$$A_n^a(\theta) = -A_n^{a'}(\pi-\theta),$$
$$A_{nn}(\theta) = A_{nn}(\pi-\theta),$$
$$A_{ss}(\theta) = A_{ss}(\pi-\theta), \qquad (15)$$
$$A_{sk}(\theta) = -A_{ks}(\pi-\theta),$$
$$A_{kk}(\theta) = A_{kk}(\pi-\theta).$$

Здесь $\vec k$ -единичный вектор в направлении импульса частиц a в л.с., $\vec s = \vec n\times\vec k$ ($A_{ed} = A_{ik}e_i d_k$). Заметим, что наличие поляризованных пучков и поляризованных мишеней делает проверку соотношений (15) вполне возможной.

Из (11) нетрудно получить также аналогичные соотношения для наблюдаемых, характеризующих состояние поляризации конечных частиц.

Примерами реакций рассмотренного типа являются

$$n + p \to d + B, \qquad (16)$$

где B -любой нейтральный бозон с изотопическим спином нуль или единица (π^0, ρ^0, η, ω, ϕ, f и т.д.). Реакция $n + p \to d + \pi^0$ подробно рассмотрена в работах /6/. Другой пример /5/:

$$H^3 + He^3 \to d + He^4. \qquad (17)$$

3. Рассмотрим теперь реакции (1) в случае, когда конечные частицы b и b' являются членами одного изотопического мультиплета, а суммарный изотопический спин начальных частиц может принимать одно значение. Из изотопической инвариантности и тождественности конечных частиц в этом случае получаем:

$$\langle\sigma\kappa\sigma'\kappa'|M(\vec p',\vec p)|\sigma_a\kappa_a\sigma_{a'}\kappa_{a'}\rangle = \qquad (18)$$
$$= \eta'\langle\sigma'\kappa\sigma\kappa'|M(-\vec p',\vec p)|\sigma_a\kappa_a\sigma_{a'}\kappa_{a'}\rangle.$$

Здесь κ и κ' -проекции изотопических спинов частиц b и b', σ_a и $\sigma_{a'}$ (κ_a и $\kappa_{a'}$) - проекции спинов (изотопических спинов) частиц a и a'.

Отсюда находим, что конечная матрица плотности $\rho_f(\vec p',\vec p) = M(\vec p',\vec p)\rho_a\times\rho_{a'}M^+(\vec p',\vec p)$ удовлетворяет соотношению:

$$\rho_f(\vec p',\vec p) = P_\sigma\rho_f(-\vec p',\vec p)P_\sigma, \qquad (19)$$

где P_σ -оператор перестановки спиновых переменных конечных частиц.

Из этого соотношения легко видеть, что в случае, если начальные частицы не поляризованы, а спины конечных частиц отличны от нуля:

$$\sigma_0(\theta) = \sigma_0(\pi-\theta), \qquad (20)$$
$$P_b(\theta) = -P_{b'}(\pi-\theta).$$

Если спины начальных частиц равны 1/2, из (19) получаем:

$$A_n^a(\theta) = -A_n^a(\pi-\theta),$$
$$A_n^{a'}(\theta) = -A_n^{a'}(\pi-\theta),$$
$$A_{nn}(\theta) = A_{nn}(\pi-\theta),$$
$$A_{ss}(\theta) = A_{ss}(\pi-\theta),$$
$$A_{sk}(\theta) = -A_{sk}(\pi-\theta),$$

$$A_{ks}(\theta) = -A_{ks}(\pi - \theta),$$

$$A_{kk}(\theta) = A_{kk}(\pi - \theta). \qquad (21)$$

С помощью (19) нетрудно найти аналогичные соотношения для остальных наблюдаемых. Реакциями рассмотренного в п. 3 типа являются

$$\begin{aligned} &\bar{n} + p \to \pi^{+} + \pi^{0}, \\ &\bar{n} + p \to \rho^{+} + \rho^{0}, \\ &\Xi^{0} + p \to \Sigma^{+} + \Sigma^{0}, \\ &d + He^{4} \to He^{3} + H^{3}. \end{aligned} \qquad (22)$$

В заключение заметим, что соотношения (20), (21) справедливы также и для реакций

$$a + a' \to b + b' + c \qquad (23)$$

в случае, когда изотопический спин частицы c равен нулю и по импульсу этой частицы в наблюдаемых величинах производится интегрирование. Приведем в качестве примера несколько реакций такого типа:

$$\begin{aligned} &\bar{\Lambda} + d \to K^{+} + K^{0} + \Lambda, \\ &d + He^{4} \to n + p + He^{4}, \\ &\pi^{\pm} + d \to \pi^{\pm} + \pi^{0} + d, \\ &\bar{n} + p \to \pi^{0} + \pi^{+} + \eta. \end{aligned} \qquad (24)$$

Два автора (С.Б. и Л.Л.) благодарны Г.М. Осетинскому за полезные обсуждения рассмотренных здесь вопросов.

Литература

1. Б.М. Понтекорво. Труды девятой международной конференции по физике высоких энергий. Киев, стр. 60 (1959). Альварец, там же, стр. 379.
2. Ю.К. Акимов, О.В. Савченко, Л.М. Сороко. ЖЭТФ, 41, 708 (1961); J.A. Poirier, M.Pripstein. Phys. Rev., 130, 1171 (1963); В.Г. Гришин, М.И. Подгорецкий. ЖЭТФ, 45, 783 (1963).
3. Crawford et al. Phys. Rev. Lett., 3, 394 (1959).
4. S.Barshay, G.M.Temmer. Phys. Rev. Lett., 12, 728 (1964).
5. Ван Нэн-мин, Б.Г. Новацкий, Г.М. Осетинский, Цзен Най-гун, И.А. Чепурченко. Препринт ОИЯИ, Р-2038, Дубна, 1965.

6. Л.И. Лапидус. ЖЭТФ, 33, 204 (1957); Л.Ш. Шехтер. Ядерная физика, 3, 739 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел
15 марта 1966 г.