3217

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р2-3217

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

Л.И. Лапидус

НОВЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА ПОЛЯРИЗОВАННЫХ МИШЕНЯХ

(Проверка симметрий взаимодействия)

1967.

P2-3217

Л.И. Лапидус

НОВЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА ПОЛЯРИЗОВАННЫХ МИШЕНЯХ

(Проверка симметрий взаимодействия)

Направлено на Международную конференцию
по нуклон-нуклонным взаимодействиям
(Гейнсвилл, США)

A possible application of polarized proton targets and polarized proton and antiproton beams to the direct testing of T,P,C invariance and the CPT-theorem is considered.

The addition of the term T in (2) to the amplitude (I) leads to (6). With such a choice of the general phase M, when (7) is valid, equations (9), (8') and (14) have been obtained for the ratio of Im T to the amplitudes conserving P and T. The formulas (16), (16') and (17) have been obtained for Re T.

It is pointed out that the account of N-N and $\bar{N}$-N scattering bremsstrahlung causes deviation from the equation P = Q. A part of bremsstrahlung whose spectrum is proportional to $d\omega/\omega$ does not affect the relation P = Q, the deviation from which begins from the $\sim d\omega$ spectrum part. The result of A.V.Tarasov's consideration is given in (18).

The P-invariance can be tested both in the up-down asymmetry measurement and in the total cross section measurements using the polarized beam and the polarized target. For the pp-system the condition of identity reduces σ_3 in (20) to zero. When P and T are violated, equation (23) is valid for the total cross section of pp-interaction.

As has been noted in ref./15/, the study of polarization effects in process (33) provides a possibility for testing C,P,T and CPT-invariances. It has been shown in ref./16/ how the condition of the CPT-invariance (36) leads to (39) and (40). For the deviation from these equalities equations (41) and (42) are valid. For the ratio Im T / Im c eq.(45) takes place when (7) is valid. For the pp-system the presence of σ_3 in (20) contradicts P and C invariance. The existence of σ_4 contradicts both P and CPT-invariance.

If there is no P-parity violation, the measurement of σ_{P_1P2} is of interest for testing higher isotopic symmetries. For the SU(4)-symmetry relation (24) should take place.

The direct determination of forward scattering amplitudes is simplified when measuring $\sigma_{P_1P_2}$. The imaginary parts of the amplitudes in matrix (25) are determined by (26), whereas the real parts are determined by (27)-(29). The amplitude c in (1) with $\theta \to 0^0$ vanishes according to the law $c(\theta) = d(\theta) \sin\theta$. The determination of d(0) can be made according to (31) and (32).

I.

Открытие нарушающих CP -инвариантность распадов K_2^0-мезонов на два пиона заставляет физиков, имеющих в своем распоряжении поляризованные пучки нуклонов и антинуклонов и поляризованные протонные мишени, постараться улучшить надежность заключений относительно точности, с которой установлена справедливость T -инвариантности в сильных взаимодействиях. Улучшение точности в проверке P и C -инвариантностей также очень желательно[x)].

1. С точки зрения анализа может быть целесообразнее всего подойти к проверке T -инвариатности именно в p – p столкновениях.

При справедливости требований инвариантности относительно пространственных вращений и отражений, а также обращения времени спиновая структура амплитуды M для протон-протонного рассеяния имеет известный вид /1/:

$$M^0 = (u+v) + (u-v)(\vec{\sigma}_1 \vec{n})(\vec{\sigma}_2 \vec{n}) + c[(\vec{\sigma}_1 \vec{n}) + (\vec{\sigma}_2 \vec{n})] + \\ +(g-h)(\vec{\sigma}_1 \vec{m})(\vec{\sigma}_2 \vec{m}) + (g+h)(\vec{\sigma}_1 \vec{\ell})(\vec{\sigma}_2 \vec{\ell}), \tag{1}$$

где ортонормированная тройка векторов

$$\vec{\ell} = \frac{\vec{k}' + \vec{k}}{|\vec{k}' + \vec{k}|}, \quad \vec{m} = \frac{\vec{k}' - \vec{k}}{|\vec{k}' - \vec{k}|}, \quad \vec{n} = [\vec{\ell}\vec{m}] = \frac{[\vec{k}\vec{k}']}{|[\vec{k}\ \vec{k}']|}$$

построена из единичных векторов направлений импульсов в начальном ($\vec{k} = \vec{p}/|\vec{p}|$) и конечном ($\vec{k}' = \vec{p}'/|\vec{p}'|$) состояниях.

---

x) В конце концов, именно изучение поляризационных эффектов позволило доказать нарушение P – и C -инвариантностей в слабых процессах.

Требования принципа Паули и сохранения P-четности приводят к сохранению полного спина в $p-p$ рассеянии. Следовательно, в этих условиях нарушение T-инвариантности позволяет добавить к M^0 лишь одно слагаемое /2/

$$M^{(1)} = T[(\vec{\sigma}_1 \vec{\ell})(\vec{\sigma}_2 \vec{m}) + (\vec{\sigma}_1 \vec{m})(\vec{\sigma}_2 \vec{\ell})], \tag{2}$$

так что в этом случае

$$M_{pp} = M^{(0)} + M^{(1)}. \tag{3}$$

К настоящему времени в довольно широкой области энергий частиц амплитуды $a, \dots h$, входящие в (1), можно считать известными на основе ряда фазовых анализов[x)]. Значение этих амплитуд как функций энергии и передаваемого импульса особенно интересно для сравнения с дисперсионными соотношениями (если можно пренебречь неопределенностями, связанными с вкладом нефизической области)[xx)].

Наличие амплитуды T противоречит условию, которое T-инвариантность накладывает на M-матрицу упругого рассеяния

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

Здесь матрицы u таковы, что при действии на оператор спина s_1

$$u s_1^T u^{-1} = -s_1, \tag{5}$$

а значок T означает транспонирование.

Добавление амплитуды T приводит к нарушению равенства между P-поляризацией, возникающей в результате столкновения неполяризованных частиц, и $\mathcal{G}$ - асимметрией в сечении рассеяния полностью поляризованного пучка неполяризованной мишенью. В выражение для неполяризованного сечения σ_0, а также для параметров D_{nn}, K_{nn}, C_{nn} и $\mathcal{G}_{nn}$ входит лишь квадрат амплитуды T.

---

x) Для многих других целей желательно повышение точности.

xx) Относительно этих зависимостей /3/ отметим только то обстоятельство, что в изученной области энергий от 40 до 630 Мэв спин-орбитальная амплитуда c оказывается чисто мнимой для $p-p$-рассеяния. Для $n-p$ рассеяния это не так.

С помощью (3) имеем

$$\sigma_0 (P - \mathcal{C}) = -8 \, \mathrm{Im} \, (T^* h). \tag{6}$$

Как видно из (6), при экспериментальной проверке равенства $\mathcal{C} = P$ надо быть уверенным, что амплитуда h не обращается в нуль при данных энергии и угле рассеяния. Наличие результатов фазового анализа позволяет в "изученной" области энергий избежать "неудачных" углов рассеяния и провести надлежащее планирование эксперимента. При совсем высоких энергиях, где проверка T-инвариантности представляет особый интерес, эту возможность "случайного" обращения $\mathcal{C} - P$ в нуль необходимо учитывать особо[x)].

Общая фаза амплитуды (3) произвольна. Выбрав ее для данного угла рассеяния и энергии таким образом, чтобы

$$\mathrm{Im} \ h = 0, \tag{7}$$

получим

$$\sigma_0 (P - \mathcal{C}) = 8 \, \mathrm{Im} \ T \ \mathrm{Re} \ h . \tag{6'}$$

Так как в пренебрежении нарушающими T-инвариантность поправками

$$8 | h |^2 = \sigma_0 \, (1 + C_{nn} - K_{nn} - D_{nn}), \tag{8}$$

то

$$\frac{\mathrm{Im} \ T}{| h |} = \frac{P - \mathcal{C}}{1 + C_{nn} - K_{nn} - D_{nn}} . \tag{9}$$

Это выражение, с помощью которого отношение амплитуд выражается прямо через наблюдаемые величины, может быть полезно для будущих опытов при энергиях частиц, где отсутствие подробный фазовый анализ.

При $h \neq 0$ можно дать формулы для отношения $\mathrm{Im} \ T$ к другим, не нарушающим инвариантности амплитудам. Так как, например, выражение

$$\sigma_0 C_{\ell m} = -4 \, \mathrm{Im} \, (c \, h^*)$$

---

x) Поскольку сама возможность проверки T-инвариантности в $N-N$-рассеянии[4] связана с наличием перемешивающихся состояний типа $^3P_2 - {}^3F_2$, $^3S_1 - {}^3D_1 \ldots$, проведенный до сих пор фазовый анализ указывает на желательность проведения проверки T-инвариантности в $n-p$ соударениях вблизи 310 Мэв, где ϵ_1 достигает 20-30°. Однако нельзя исключить, что эта рекомендация напоминает предложение искать что-то у зажженного фонаря.

при калибровке (7) обращается в

$$\sigma_0 C_{\ell m} = -4\,\mathrm{Im}\,c\,\mathrm{Re}\,h\,, \tag{10}$$

то из (10) и (6') получаем

$$\frac{\mathrm{Im}\,T}{\mathrm{Im}\,c} = -\frac{P-\mathcal{C}}{2C_{\ell m}}\,. \tag{8'}$$

Введем

$$D_- = \frac{1}{2}(D_{\ell\ell} - D_{mm}) = -\frac{1}{2}(A + R')/\sin(a - \theta/2),$$

где A и R' – известные параметры Вольфенштейна, а $a = \theta/2 - \theta$ учитывает релятивистские эффекты (θ и $\theta_л$ – углы рассеяния в с.ц.и. в лаб. системе), и аналогично K_- – для частиц отдачи (ϕ и $\phi_л$ – углы отдачи в тех же системах). Введем также

$$C_- = \frac{1}{2}(C_{\ell\ell} - C_{mm}) = \mathcal{C}_{sk}\sin\theta + \frac{1}{2}(\mathcal{C}_{kk} - \mathcal{C}_{ss})\cos\theta, \tag{11}$$

где $\mathcal{C}_{sk}$, $\mathcal{C}_{kk}$, $\mathcal{C}_{ss}$ входят в известное [5] выражение для дифференциального сечения рассеяния поляризованного пучка на поляризованной мишени (первый индекс указывает направление поляризации пучка, второй – мишени. В качестве ортогональной тройки векторов для падающего пучка в лаб. системе выбраны $\vec{k}$, $\vec{n}$ и $\vec{s} = [\vec{n}\vec{k}]$). Величина $C_{\ell m}$ выражается через те же величины

$$C_{\ell m} = -\mathcal{C}_{sk}\cos\theta + \frac{1}{2}(\mathcal{C}_{kk} - \mathcal{C}_{ss})\sin\theta. \tag{12}$$

При калибровке (7)

$$\sigma_0 D_- = 4\,\mathrm{Re}\,g\,\mathrm{Re}\,h\,;\ \sigma_0 C_- = 4\,\mathrm{Re}\,u\,\mathrm{Re}\,h\,;\ \sigma_0 K_- = 4\,\mathrm{Re}\,v\,\mathrm{Re}\,h\,. \tag{13}$$

Из (6') и (13) получаем

$$\frac{\mathrm{Im}\,T}{\mathrm{Re}\,g} = \frac{P-\mathcal{C}}{2D_-}\,;\quad \frac{\mathrm{Im}\,T}{\mathrm{Re}\,v} = \frac{P-\mathcal{C}}{2K_-}\,;\quad \frac{\mathrm{Im}\,T}{\mathrm{Re}\,u} = \frac{P-\mathcal{C}}{2C_-}\,. \tag{14}$$

К известным измерениями 1958 года [6] теперь добавилась новая проверка равенства $\mathcal{C} = P$, которая осуществлена в Дубне. Для $T_д = 630$ Мэв и $\theta = 50^o$ [7]

$$\mathcal{C} - P = -0{,}021 \pm 0{,}027.$$

В тех же условиях

$$C_{\ell m} = 0{,}3 \pm 0{,}1$$

и

$$\mathrm{Im}\,T/\mathrm{Im}\,c = -(3{,}3 \pm 3{,}9)\%.$$

Требования T-инвариантности приводят к известным условиям[5] на поляризационные тензоры второго ранга

$$D_{ik}(k',k)=D_{ki}(-k,-k');\ K_{ik}(+k',k)=K_{ki}(-k,-k')$$

$$\mathcal{C}_{ik}(+k',k)=C_{ik}(-k,-k').$$

С помощью амплитуды (3) находим:

$$\sigma_0(D_{\ell m}+D_{m\ell})=8\,\mathrm{Re}\,(T^+g). \tag{15}$$

Так как при калибровке (7)

$$\mathrm{Im}\,g=-\sigma_0\overset{+}{M}_{\ell mn}/4\,\mathrm{Re}\,h,$$

где

$$\overset{+}{M}_{\ell mn}=\frac{1}{2}(M_{\ell mn}+M_{m\ell n})\ -$$

поляризационный тензор третьего ранга, который характеризует корреляцию поляризаций при рассеянии поляризованных протонов на неполяризованных протонах или изменение поляризации при рассеянии поляризованного пучка на поляризованной мишени[8], то с помощью (13) получаем

$$\frac{\mathrm{Re}\,T}{\mathrm{Re}\,h}=\frac{D_{\ell m}+D_{m\ell}}{2D_-}+\frac{\overset{+}{M}_{\ell mn}}{D_-}\,\frac{P-\mathcal{C}}{1+C_{nn}-K_{nn}-D_{nn}}. \tag{16}$$

С помощью выражений

$$\sigma_0=(C_{\ell\ell}-\mathcal{C}_{\ell\ell}=8\,(\mathrm{Im}\,c\,\mathrm{Re}\,T-\mathrm{Re}\,c\,\mathrm{Im}\,T);$$

$$\mathrm{Im}\,c=\sigma_0C_{\ell m}/4\,\mathrm{Re}\,h,\quad \mathrm{Re}\,c=\sigma_0M_{n\ell\ell}/4\,\mathrm{Re}\,h,$$

для того же отношения амплитуд получаем

$$\frac{\mathrm{Re}\,T}{\mathrm{Re}\,h}=\frac{C_{\ell\ell}-\mathcal{C}_{\ell\ell}}{2C_{\ell m}}+\frac{M_{n\ell\ell}}{C_{\ell m}}\,\frac{P-\mathcal{C}}{1+C_{nn}-K_{nn}-D_{nn}}. \tag{16'}$$

Аналогично, из

$$\sigma_0(C_{m\ell}+\mathcal{C}_{m\ell})=8\,\mathrm{Re}\,(T^*v)$$

получим

$$\frac{\mathrm{Re}\,T}{\mathrm{Re}\,h}=\frac{\mathcal{C}_{m\ell}+C_{m\ell}}{2K_-}+\frac{\overset{+}{M}_{\ell nm}}{K_-}\,\frac{P-\mathcal{C}}{1+C_{nn}-K_{nn}-D_{nn}}, \tag{17}$$

где

$$\overset{+}{M}_{\ell nm}=\frac{1}{2}(M_{\ell nm}+M_{mn\ell}).$$

II.

Увеличение точности в проверке соотношения $P = \mathcal{A}$ ставит вопрос о том, насколько оно может измениться, если учесть тормозное излучение, сопровождающее $p-p$ рассеяние. В условиях проводившихся до сих пор опытов важно учесть испускание сравнительно мягких фотонов$^{x)}$.

Если разбить спектр тормозного излучения на три части: очень мягкие фотоны (спектр пропорционален $d\omega/\omega$), мягкие кванты (спектр пропорционален $d\omega$) и остальную часть, то можно ожидать, что, так как очень мягкие фотоны не меняют спиновой структуры амплитуды, то отклонения от равенства $P = \mathcal{A}$ будут связаны с частью спектра, пропорциональной $d\omega$ и с испусканием более жестких квантов.

Анализ, проведенный А.В. Тарасовым в Дубне, подтвердил, что нарушение соотношения $P = \mathcal{A}$ начинается с части спектра $\approx d\omega$. В результате получается:

$$\int_0^{\delta} \sigma_0 (P - \mathcal{A})\, d\omega = \frac{32\alpha}{\pi} \frac{m\delta}{p^2}\, 2\, \frac{\mathrm{Im}\,(q h^*)}{\sin^2\theta} \times$$

$$\times \Big\{ \frac{E^2 - p^2\cos\theta}{p\sin\theta/2\,\sqrt{m^2+p^2\sin^2\theta/2}} \ln \frac{p\sin\theta/2 + \sqrt{m^2+p^2\sin^2\theta/2}}{m} +$$

$$+ \frac{E^2 + p^2\cos\theta}{p\cos\theta\sqrt{2\sqrt{m^2+p^2\cos^2\theta/2}}} \ln \frac{p\cos\theta/2 + \sqrt{m^2+p^2\cos^2\theta/2}}{m} \qquad (18)$$

$$- \frac{E^2+p^2}{Ep} \ln\frac{E+p}{m} - 1 \Big\}.$$

где в правой части можно воспользоваться тем, что

---

x) В общем случае неупругих процессов соотношение $P = \mathcal{A}$ не следует из T-инвариантности. Например, для процесса фоторождения мезонов на нуклонах измерение поляризации нуклона отдачи на неполяризованной мишени дает иную информацию, чем измерение асимметрии в сечении фоторождения на поляризованной мишени. Требования T-инвариантности для неупругих бинарных реакций связывают поляризационные эффекты во взаимно-обратных реакциях. Например, оказываются равными поляризация протонов отдачи в реакции $d + \pi^+ \to p + p$ (когда дейтрон неполяризован) и асимметрия в сечении обратной реакции $p + p \to d + \pi^+$, когда поляризован только пучок.

$$4\,\mathrm{Im}(h^* g) = \sigma_0 M^{+}_{\ell mn}, \text{ а } M^{\pm}_{\ell mn} = \frac{1}{2}(M_{\ell mn} \pm M_{m\ell n})$$

(p, E – импульс и энергия нуклона в с.ц.и.).

Отметим, что всякий эффект изменения соотношения $P = \mathcal{G}$ обязан наличию амплитуд g и h, причем они не должны быть равны ($g \neq \pm h$).

Численно множитель при $\mathrm{Im}(gh^*)$ составляет $\cong 10^{-4}$ для $\delta = 30$ Мэв и $T_л = 600$ Мэв. Следовательно, до этого предела проверка соотношения $P = \mathcal{G}$ может служить проверкой T-инвариантности сильных взаимодействий[x].

III.

1. К настоящему времени нет указаний на нарушение P-четности в сильных взаимодействиях. Обнаружение несохраняющей P-четность компоненты ядерных сил при малых энергиях с интенсивностью, близкой к ожидавшейся на основе теории слабых взаимодействий, свидетельствует о том, что сами сильные взаимодействия сохраняют P-четность. Однако с точки зрения аргументов, основанных на дисперсионных соотношениях, проверка P-четности при высоких энергиях все же желательна.

Для рассеяния поляризованных нуклонов на бесспиновых ядрах не только проверка соотношения $P = \mathcal{G}$, но и измерение полных сечений с продольно-поляризованным пучком может стать методом проверки справедливости P-инвариантности. В отсутствие требований P-инвариантности выражения для полных сечений взаимодействия приобретают вид ($\vec{P}_1$ –поляризация пучка)

$$\sigma_{P_1} = \sigma_0 + \sigma_1 (\vec{P}_1 \vec{k}) \tag{19}$$

– для столкновений нуклонов с бесспиновыми ядрами, и

($\vec{P}_2$ – поляризация мишени)

$$\sigma_{P_1 P_2} = \sigma_0 + \sigma_1 (\vec{P}_1 \vec{P}_2) + \sigma_2 (\vec{P}_1 \vec{k})(\vec{P}_2 \vec{k}) + \sigma_3 [(\vec{P}_1 \vec{k}) + (\vec{P}_2 \vec{k})] + \sigma_4 [(\vec{P}_1 \vec{k}) - (\vec{P}_2 \vec{k})] + \sigma_5 ([\vec{P}_1 \vec{P}_2] \vec{k}) \tag{20}$$

– для столкновений частиц со спинами 1/2 и 1/2.

---

[x] Отметим то интересное обстоятельство, что для рассеяния бесспиновой частицы на частицах со спином 1/2, где соотношение $P = \mathcal{G}$ связано с P-инвариантностью, учет тормозного излучения не меняет соотношения (по крайней мере, при учете той части спектра, которая пропорциональна $d\omega$).

Для нуклон-нуклонного рассеяния σ_5 отлично от нуля при одновременном нарушении P– и T-инвариантности.

Если воспользоваться выражениями Вудруфа /9/ и Торндайка /10/ (см. также /11/), то амплитуда p–p -рассеяния вперед примет вид

$$M = M^{(0)} + \frac{1}{4}(M_{0s} - M_{s0})([\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2]\vec{k}) + \frac{1}{4}(M_{0s} + M_{s0})[(\vec{\sigma}_1 \vec{k}) - (\vec{\sigma}_2 \vec{k})]. \tag{21}$$

Выражение для $M^{(0)}$ приведено в (1), а $M_{0s}(M_{s0})$ – амплитуда триплет-синглетного (синглет-триплетного) перехода с нарушением P-четности.

С.М. Биленький и Р.М. Рындин /12/ получили выражение для σ_1 и σ_2 при справедливости P-инвариантности:

$$\sigma_1 = \frac{1}{4}(\sigma_0^t - \sigma^s); \quad \sigma_2 = \frac{1}{2}(\sigma_+^t - \sigma_0^t), \tag{22}$$

где: (σ_0 в (20) – сечение для неполяризованных частиц спина 1/2) σ_s и $\sigma^t_{+,0}$ – полные сечения для синглетных и триплетных переходов (нижние значки означают проекции полного спина на направление падающего пучка ($m = 0, \pm 1$)).

Выражению (21) соответствует более общее выражение

$$\sigma_{p_1 p_2} = \sigma^{(0)}_{p_1 p_2} + \frac{1}{4}(\sigma_{0s} - \sigma_{s0})([\vec{P}_1 \vec{P}_2]\vec{k}) + \frac{1}{4}(\sigma_{0s} + \sigma_{s0})[(\vec{P}_1 \vec{k}) - (\vec{P}_2 \vec{k})], \tag{23}$$

где $\sigma_{0s}(\sigma_{s0})$ – полное сечение триплет-синглетных (синглет-триплетных) переходов с нарушением P-четности.

Интересно отметить, что $(\sigma_{s0} \pm \sigma_{0s})$ линейны по амплитудам, характеризующим нарушение P–и T-инвариантностей.

Нарушение P-четности можно проверить в опыте без поляризованной мишени, но с продольно-поляризованным пучком. Для обнаружения одновременного нарушения T–и P-инвариантностей необходим эксперимент с нормально-поляризованной мишенью ($\vec{P}_2 = P_2 \vec{n}$) и пучком, поляризация которого направлена по вектору $\vec{s}$.

2. В отсутствие нарушения P-четности измерение сечений рассеяния в синглетных и триплетных состояниях представляет интерес с точки зрения проверки заключений сверхизотопических симметрий сильных взаимодействий.

Так, например, SU(4) -симметрия /13/, помимо равенства

$$M_{np}(^1S_0) = M_{np}(^3S_1),$$

при проверке которого важно учесть наличие дейтронного и виртуального уровней $n-p$ системы, приводит к следующим равенствам между полными сечениями σ_0, σ_1 и σ_2, входящими в (20):

$$\sigma_0(pp)-\sigma_0(np)=\sigma_1(pp)+\sigma_1(np) \tag{24}$$

и

$$\sigma_2(np)=\sigma_2(pp)=0. \tag{24'}$$

С помощью (20) равенство (24) можно представить в виде

$$\sigma^t_{tot}(np)=\frac{1}{2}[\sigma^s_{tot}(pp)+\sigma^t_{tot}(pp)], \tag{24''}$$

где σ^s_{tot} и σ^t_{tot} – полные сечения в синглетных и триплетных состояниях.

3. Для целей сопоставления с дисперсионными соотношениями и повышения надежности фазового анализа необходимы данные об амплитудах рассеяния при $\theta = 0^{\circ}$. Обсуждавшиеся в /14/ процедуры восстановления амплитуд при релятивистских энергиях справедливы для произвольных углов рассеяния, но не учитывают заключений унитарности S-матрицы и факта обращения некоторых амплитуд в нуль при $\theta = 0^{\circ}$ [x].

Так как при $\theta = 0^{\circ}$

$$u(0)-v(0)=g(0)+h(0) \quad \text{и} \quad c(0)=0,$$

амплитуда (1) обращает в

$$M^{(0)}_{NN}=u(0)+v(0)+[u(0)-v(0)](\vec{\sigma}_1\vec{\sigma}_2)+2h(0)(\vec{\sigma}_1\vec{k})(\vec{\sigma}_2\vec{k}). \tag{25}$$

В силу унитарности S-матрицы

$$\begin{aligned}
\mathrm{Im}[u(0)+v(0)] &= \frac{k}{4\pi}\sigma_{0\,tot} \\
\mathrm{Im}[u(0)-v(0)] &= \frac{k}{4\pi}\sigma_{1\,tot}=\frac{k}{4\pi}\,\frac{1}{4}(\sigma^t_0-\sigma^s) \\
2\,\mathrm{Im}\,h(0) &= \frac{k}{4\pi}\sigma_{2\,tot}=\frac{k}{4\pi}\,\frac{1}{2}(\sigma^t_+-\sigma^t_0).
\end{aligned} \tag{26}$$

---

[x] Сингулярное кулоновское взаимодействие ниже не учитывается, так что обсуждаемая процедура непосредственно применима лишь к $n-p$-системе.

Соотношения (26) дают мнимые части амплитуд u , v и h по результатам измерения полных сечений. Модули действительных частей этих амплитуд можно получить из выражений

$$
\begin{aligned}
8|u|^2 &= \sigma_0 (1 + K_{nn} + D_{nn} + C_{nn}) \\
8|v|^2 &= \sigma_0 (1 - K_{nn} + D_{nn} - C_{nn}) \qquad (27) \\
8|h|^2 &= \sigma_0 (1 - K_{nn} - D_{nn} + C_{nn}).
\end{aligned}
$$

Для определения знаков действительных частей амплитуд можно использовать соотношения

$$
\begin{aligned}
\mathrm{Re}\, u\, \mathrm{Re}\, v &= \frac{\sigma_0}{8} (D_{\ell\ell} + D_{nn}) - \mathrm{Im}\, u\, \mathrm{Im}\, v \\
\mathrm{Re}\, v\, \mathrm{Re}\, h &= \frac{\sigma_0}{8} (K_{\ell\ell} - K_{nn}) - \mathrm{Im}\, v\, \mathrm{Im}\, h \qquad (28) \\
\mathrm{Re}\, u\, \mathrm{Re}\, h &= \frac{\sigma_0}{8} (C_{\ell\ell} - C_{nn}) - \mathrm{Im}\, u\, \mathrm{Im}\, h .
\end{aligned}
$$

(Для $\theta = 0^0$, $C_{mm} = C_{nn}$, $K_{mm} = K_{nn}$, $D_{mm} = D_{nn}$)

и

$$
\begin{aligned}
\mathrm{Im}\, u\, \mathrm{Re}\, h - \mathrm{Im}\, h\, \mathrm{Re}\, u &= \frac{\sigma_0 M^+_{n\ell m}}{4} \\
\mathrm{Im}\, u\, \mathrm{Re}\, v - \mathrm{Im}\, v\, \mathrm{Re}\, u &= \frac{\sigma_0 M^-_{\ell m n}}{4} \qquad (29) \\
\mathrm{Im}\, h\, \mathrm{Re} v - \mathrm{Im}\, v\, \mathrm{Re}\, h &= \sigma_0 M^+_{\ell mn} / 4
\end{aligned}
$$

Для некоторых целей, связанных, например, с правилами сумм, необходимо знать величину

$$
d(0) = \lim_{\theta \to 0} \frac{c(\theta)}{\sin \theta} = \lim_{\theta \to 0} d(\theta) .
$$

Для восстановления $d(0)$ воспользуемся соотношениями

$$\sigma_0 P = 4\,\mathrm{Re}\,(cu^*) = 4\sin\theta\,\mathrm{Re}\,(du^*) \tag{30}$$

и

$$\sigma_0 C_{\ell m} = -4\,\mathrm{Im}\,(ch^*) = -4\sin\theta\,\mathrm{Im}\,(dh^*),$$

с помощью которых и (27) нетрудно получить, что

$$\mathrm{Im}\,d(0) = 2\,\frac{\left(\frac{P}{\sin\theta}\right)_0 \mathrm{Im}\,u - \left(\frac{C_{\ell m}}{\sin\theta}\right)_0 \mathrm{Re}\,u}{1 + K_{nn} + D_{nn} + C_{nn}} \tag{31}$$

и

$$\mathrm{Re}\,d(0) = 2\,\frac{\left(\frac{P}{\sin\theta}\right)_0 \mathrm{Re}\,u + \left(\frac{C_{\ell m}}{\sin\theta}\right)_0 \mathrm{Im}\,u}{1 + K_{nn} + D_{nn} + C_{nn}}\,. \tag{32}$$

IV.

Еще в 1962 г. Готов и Окубо /15/ обратили внимание на уникальные возможности проверки С, Р, Т - инвариантности и СРТ-теоремы при исследовании поляризационных эффектов в упргом рассеянии антипротонов протонами

$$\bar{p} + p \to \bar{p} + p\,. \tag{33}$$

Как всякий бинарный процесс, (33) может быть использован для проверки Р -инвариантности; как процесс упругого рассеяния он удобен для проверки Т - инвариантности, а как реакция между частицей и античастицей (33) дает возможность проверки С-инвариантности.

Из общего числа 16 независимых амплитуд процесса (33) лишь 5, выписанные в (1), сохраняют С-, Р- и Т- четности порознь[x)]. Среди остальных амплитуд имеется несколько, существование которых противоречит СРТ-инвариантности в том смысле, что присутствие, например, амплитуды Т противоречит Т -инвариантности, но не противоречит требованиям СР-инвариантности. Амплитуда $a[(\vec{\sigma}_1\vec{n}) - (\vec{\sigma}_2\vec{n})]$ инвариантна относительно обращения времени и пространственного отражения, но меняет знак при С -сопряжении.

---

x) Для процесса (33) в качестве $\vec{p}$ и $\vec{p}\,'$ удобно выбрать импульсы начального и конечного антипротонов в с.ц.и.

С. М. Биленький[16] обратил внимание на сравнительно простые (но все же трудные) опыты, в которых можно проверить требования СРТ-теоремы и проведение которых необходимо рассмотреть лабораториям, располагающим поляризованными антипротонами и поляризованной протонной мишенью.

Условие инвариантности взаимодействия относительно зарядового сопряжения приводит к условию, которое можно записать в виде

$$M(\vec{p}\,',\vec{p}) = P(1,2)M(-\vec{p},-\vec{p}\,')P(1,2), \tag{34}$$

где $P(1,2)=\frac{1}{2}(1+\vec{\sigma}_1\vec{\sigma}_2)$ оператор перестановки спиновых переменных. P - инвариантность требует, чтобы

$$M(\vec{p}\,',\vec{p})=M(-\vec{p}\,',-\vec{p})=(\vec{\sigma}_1\vec{n})(\vec{\sigma}_2\vec{n})M(\vec{p}\,',\vec{p})(\vec{\sigma}_1\vec{n})(\vec{\sigma}_2\vec{n}), \tag{35}$$

где оператор $R=(\vec{\sigma}_1\vec{n})(\vec{\sigma}_2\vec{n})$ осуществляет отражение в плоскости реакции[6].

Условие инвариантности относительно обращения времени представлено в (4). Из инвариантности S -матрицы относительно СРТ-преобразования получаем

$$M^{T}(\vec{p}\,',\vec{p})=u^{-1}P(1,2)M(-\vec{p},-\vec{p}\,')P(1,2)u. \tag{36}$$

Если произвести поворот на угол π вокруг вектора $\vec{m}$, то можно видеть, что

$$M(-\vec{p},-\vec{p}\,')=(\vec{\sigma}_1\vec{m})(\vec{\sigma}_2\vec{m})M(\vec{p}\,',\vec{p})(\vec{\sigma}_1\vec{m})(\vec{\sigma}_2\vec{m}). \tag{37}$$

Ограничимся амплитудами, сохраняющими P -четность. Тогда при отказе от требований СРТ-инвариантности

$$M = M^{(0)} + M_2, \tag{38}$$

где $M^{(0)}$ дано в (1), а

$$M_2=\alpha[(\vec{\sigma}_1\vec{n})-(\vec{\sigma}_2\vec{n})]+T[(\vec{\sigma}_1\vec{\ell})(\vec{\sigma}_2\vec{m})+(\vec{\sigma}_1\vec{m})(\vec{\sigma}_2\vec{\ell})]. \tag{38'}$$

Наличие амплитуды α приводит к синглет-триплетным переходам. В силу этого поляризации антипротонов P_1^0 и протонов P_2^0, возникающие в результате рассеяния неполяризованных частиц, различаются. Аналогично различаются $\mathcal{C}_1$ -асимметрия в сечении рассеяния поляризованного пучка антипротонов неполяризованной мишенью и $\mathcal{C}_2$ -асимметрия в сечении рассеяния неполяризованного пучка антипротонов поляризованной протонной мишенью.

Используя (36) и (37) и учитывая, что

$$P(1,2)\sigma_{11}P(1,2)=\sigma_{21},$$

получаем

$$P_1^0=(\vec{P}_1^0\vec{n})=\frac{1}{4\sigma_0}\,\mathrm{Sp}\,(\vec{\sigma}_1\vec{n})MM^+=\frac{1}{4\sigma_0}\,\mathrm{Sp}\,M^T\sigma_{11}^T n_i(M^T)^+=(\vec{G}_2\vec{n})=G_2. \tag{39}$$

Аналогично

$$P_2=(\vec{P}_2\vec{n})=(\vec{G}_1\vec{n})=G_1. \tag{40}$$

Соотношения (39) и (40) являются следствием CPT-инвариантности и инвариантности относительно вращений.

С помощью (38) и (38')

$$\sigma_0(P_1^0-G_2)=8\{\mathrm{Re}(a^*v)-\mathrm{Im}(T^*h)\} \tag{41}$$

и

$$\sigma_0(P_2^0-G_1)=8\{-\mathrm{Re}(a^*v)-\mathrm{Im}(T^*h)\} \tag{42}$$

и, таким образом, для проверки CPT-инвариантности необходимо убедиться, что амплитуды v и h отличны от нуля.x)

Складывая (41) и (42), получаем

$$\frac{\sigma_0}{2}(P_1^0-G_2+P_2^0-G_1)=-8\,\mathrm{Im}(T^*h). \tag{43}$$

К выражению (43) применимо все обсуждение, развитое в связи с анализом нарушения T -инвариантности в $p-p$ -рассеянии с естественной заменой

$$P\to\frac{P_1^0+P_2^0}{2}\quad\text{и}\quad G\to\frac{G_1+G_2}{2}. \tag{44}$$

Для $\bar{p}-p$ -рассеяния вместо (8') мы, например, имеем

$$\frac{\mathrm{Im}\,T}{\mathrm{Im}\,c}=-\frac{P_1^0+P_2^0-G_1-G_2}{4C_{\ell_m}}. \tag{45}$$

В калибровке (7) при замене (44) аналогично изменяются формулы (9) и (13). Выражение (45) и аналоги (9) и (13) могут быть особенно интересными именно для $\bar{p}-p$ -рассеяния в связи с трудностями проведения фазового анализа в этом случае.

x) Выражения (41) и (42) не меняются, если в (38) входят все 16 амплитуд.

Для определения амплитуды a необходимы данные о $P_1^0 - P_2^0$ и о $\mathcal{G}_1 - \mathcal{G}_2$. Вычитая (42) из (41), получаем

$$\frac{\sigma_0}{2}\,(P_1^0 - P_2^0 - \mathcal{G}_2 + \mathcal{G}_1) = 8\,\mathrm{Re}\,(a^* v). \tag{46}$$

Если выбрать общую фазу амплитуды M таким образом, что $\mathrm{Re}\, v = 0$, то из (46) получаем

$$\frac{\mathrm{Im}\, a}{|v|} = \frac{P_1^0 - P_2^0 + \mathcal{G}_1 - \mathcal{G}_2}{2(1 + D_{nn} - K_{nn} - C_{nn})}. \tag{47}$$

При той же калибровке

$$\frac{\mathrm{Im}\, a}{\mathrm{Im}\, g} = \frac{P_1^0 - P_2^0 + \mathcal{G}_1 - \mathcal{G}_2}{4(\mathcal{G}_{\ell\ell} + \mathcal{G}_{mm})} = \frac{(P_1^0 - \mathcal{G}_2) - (P_2^0 - \mathcal{G}_1)}{\mathcal{G}_{ss} + \mathcal{G}_{kk}}. \tag{48}$$

В правую часть (48) входят величины, требующие измерения дифференциальных сечений на поляризованной мишени с неполяризованными ($\mathcal{G}_2$) и поляризованными ($\mathcal{G}_{ss}, \mathcal{G}_{kk}$) пучками. Для измерения $\mathcal{G}_1$ требуются эксперименты с поляризованным пучком и неполяризованной мишенью. Для измерения $\mathcal{G}_{kk}$ требуются продольно-поляризованные пучок и мишень.

Для определения действительных частей амплитуд T и a требуются более сложные эксперименты, связанные с анализом поляризации в процессе рассеяния.

С целью получения сведений о CPT-инвариантности представляют большой интерес измерения полных сечений с поляризованными антипротонами и поляризованными мишенями. Общее выражение для сечения в этом случае дано в (20). Для $\bar{p}-p$ системы наличие σ_3 противоречит P и C-инвариантностям, наличие σ_4 противоречит P и CPT-инвариантности. Как ясно из (20), измерение σ_4 и σ_3 требует экспериментов по измерению полных сечений отдельно с продольно-поляризованным пучком и неполяризованной мишенью и с неполяризованным пучком и продольно-поляризованной мишенью.

V.

Здесь обсуждались лишь некоторые вопросы использования богатых возможностей, которые представляют эксперименты с поляризованными нуклонами и антинуклонами на поляризованных протонных мишенях для проверки симметрий сильных взаимодействий. Ряд опытов, например, с поляризованными антинуклонами, представляется сегодня трудным. Можно предположить, что интерес к новым результатам, среди которых нельзя исключить и неожиданных, поможет решить сложные технические задачи.

Автор благодарен С.М. Биленькому и Р.М. Рындину за весьма полезное обсуждение.

Литература

1. L. Wolfenstein, J. Ashkin. Phys. Rev., 85, 947, 1952.
   R.H. Dalitz, Proc. Phys. Soc., A65, 175, 1952.
2. R.J.N. Phillips. Nuov. Cim., 8, 265, 1958.
3. Б.М. Головин, А.М. Розанова. Препринт ОИЯИ Р-2861, Дубна 1966.
4. E.M. Henley, B.A. Jacobsohn. Phys. Rev., 108, 502, 1957.
5. См., например, С.М. Биленький, Л.И. Лапидус, Р.М. Рындин. УФН, 84, 243 (1964).
6. P. Hillman et al. Phys. Rev., 110, 1218, 1958.
   A. Abashian, E.M. Hafner. Phys. R. Lett. 1, 255, 1958.
7. Ю.М. Казаринов. Доклад на Международной конференции по нуклон-нуклонным взаимодействиям (Гейнсвилл, США).
8. С.М. Биленький, Л.И. Лапидус, Р.М. Рындин. ЖЭТФ, 49, 1653 (1965).
9. A.E. Woodruff. Ann. Phys (NY) 7, 65, 1959.
10. E.H. Torndike. Phys. Rev., 138, B586, 1965.
11. П. Винтерниц, Ф. Легар. Препринт ОИЯИ Р-2426, Дубна 1965.
12. С.М. Биленький, Р.М. Рындин. Phys. Letters, 6, 217 (1963).
13. С.М. Биленький, Ю.М. Казаринов, Л.И. Лапидус, Р.М. Рындин. Ядерная физика, 2, 762 (1965).
14. С.М. Биленький, Л.И. Лапидус, Р.М. Рындин. ЖЭТФ 51, 892 (1966).
15. K. Cotow, S. Okubo Phys. Rev., 128, 1921, 1962.
16. С.М. Биленький. Письма ЖЭТФ 3, 118 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел
13 марта 1967 г.