Р-108

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Л.И.ЛАПИДУС

ОБРАЩЕНИЕ ВРЕМЕНИ И ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В РЕАКЦИЯХ С γ-КВАНТАМИ

ЖЭТФ, 1958, т34, в.4, с 921-930.

1957 г.

Р-108

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Л.И.ЛАПИДУС

ОБРАЩЕНИЕ ВРЕМЕНИ И ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В РЕАКЦИЯХ С γ -КВАНТАМИ

1957 г.

А н н о т а ц и я

Рассмотрены поляризационные явления при фоторождении и радиационном захвате пионов, а также в комптон-эффекте. Получены следствия инвариантности при изменении знака времени. Теоремы Вольфенштейна обобщены на случай рассмотренных реакций с участием γ -квантов.

I. В в е д е н и е

Успехи экспериментальной техники позволяют надеяться, что в ближайшее время станут возможными поляризационные эксперименты в таких элементарных реакциях как комптон-эффект на нуклонах, фоторождение пионов, фоторасщепление дейтона. В связи с этим возникает задача рассмотрения поляризационных явлений в реакциях с γ - квантами, отделения независимых опытов, установления полного набора экспериментов, необходимого для восстановления амплитуды реакции. При определении числа независимых опытов помимо условий инвариантности при вращениях и пространственных отражениях существенным является учет симметрии при изменении знака времени, а также условий унитарности.

В настоящей работе рассматриваются поляризационные явления при фоторождении пионов и комптон-эффекте на нуклонах. Инвариантность взаимодействия при отражении времени приводит к соотношениям не только между неполяризованными (усредненными по спинам) сечениями, но и поляризационными явлениями во взаимно-обратных реакциях. Хотя было показано [I-4], что теоремы Вольи ядерных реакций

фенштейна справедливы для упругого рассеяния при феноменологическом анализе реакции с γ -квантами требуют отдельного рассмотрения. В настоящей работе теоремы Вольфенштейна обобщаются на случай такой реакции.

Условие унитарности S -матрицы, охватывающей упругое рассеяние пионов нуклонами

$$-p \to -p, \; 0n \to 0n, \; +n \to +n, \; 0p \to 0p,$$

обменное рассеяние

$$-p \rightleftarrows 0n \; ; \; +n \rightleftarrows 0p$$

фоторождение и радиационный захват

$$+n \rightleftarrows \gamma p, \; -p \rightleftarrows \gamma n, \; 0n \rightleftarrows \gamma n, \; 0p \rightleftarrows \gamma p$$

и комптон-эффект

$$\gamma p \to \gamma p \; ; \; \gamma n \to \gamma n$$

позволяет ввести в каждом состоянии 3 действительные фазы и 3 параметра смешивания. Это дает возможность определить число необходимых опытов, которое уменьшается, если учесть изотопическую инвариантность. Условия унитарности рассматриваются в приложении.

2. Фоторождение пионов и радиационный захват

Для получения амплитуды фоторождения представим ее вначале в виде

$$M = a + \vec{b}\vec{\sigma} \qquad (I)$$

Так как амплитуда M должна быть псевдоскаляром, величины a и $\vec{b}$ должны быть псевдоскаляром и вектором, построенными из векторов поляризации $\vec{e}, \vec{n}' = [\vec{q}\cdot\vec{k}], \vec{\pi} = \vec{q} + \vec{k}$ и $\vec{\Delta} = \vec{q}' - \vec{k}$, где $\vec{q}$ и $\vec{k}$

импульсы пиона и фотона соответственно. Построение амплитуды фоторождения и изучение следствий инвариантности при обращении времени в применении к фоторождению пионов нуклонами проводилось в ряде работ[5,6,7]. Опираясь на градиентную инвариантность, выражение для M можно представить в виде

$$M_{\pi\gamma} = A(\vec{\sigma}\vec{e}) + B(\vec{\sigma}\vec{q})(\vec{e}\vec{q}) + C(\vec{e}\vec{n}') + D(\vec{\sigma}\vec{k})(\vec{q}\vec{e}) \tag{2}$$

$$M_{\gamma\pi} = A'(\vec{\sigma}\vec{e}) + B'(\vec{\sigma}\vec{q})(\vec{e}\vec{q}) + C'(\vec{e}\vec{n}) + D'(\vec{\sigma}\vec{k})(\vec{q}\vec{e}) \tag{2'}$$

Если ω_0 и ω_1 - функции, описывающие один нуклон и нуклон с мезоном соответственно, то, например,

$$A = (\omega_1, D\omega_0), \quad A' = (\omega_0, D\omega_1),$$

причем, действие оператора обращения времени К на функции ω_0 ~~"и"~~ и ω_1 сводится к

$$K\omega_0 = \omega_0, \quad K\omega_1 = -\omega_1,$$

а из требования инвариантности при обращении времени

$$KDK^{-1} = D^+$$

и повторяя Ватсона (5), можно показать, что

$$A' = -A$$

Аналогично

$$B' = -B, \quad C' = C, \quad D' = -D$$

Таким образом

$$\begin{aligned} M_{\pi\gamma} &= A(\vec{\sigma}\vec{e}) + B(\vec{\sigma}\vec{q})(\vec{e}\vec{q}) + C(\vec{e}\vec{n}) + D(\vec{\sigma}\vec{k})(\vec{q}\vec{e}) = M \\ -M_{\gamma\pi} &= A(\vec{\sigma}\vec{e}) + B(\vec{\sigma}\vec{q})(\vec{e}\vec{q}) - C(\vec{e}\vec{n}) + D(\vec{\sigma}\vec{k})(\vec{q}\vec{e}) = M' \end{aligned} \tag{3}$$

В силу поперечности γ - кванта $(\vec{e}\vec{k}) = 0$ и

$$B(\vec{\sigma}\vec{q})(\vec{e}\vec{q}) + D(\vec{\sigma}\vec{k})(\vec{q}\vec{e}) = \delta'(\vec{\sigma}\vec{\pi})(\vec{e}\vec{\pi}) + \gamma'(\vec{\sigma}\vec{\Delta})(\vec{e}\vec{\Delta}').$$

Если перейти к ортонормированным векторам $\vec{\pi}$, $\vec{\Delta}$ и $\vec{n}$ и учесть соотношение

$$(\vec{\sigma}\vec{e}) = (\vec{\sigma}\vec{n})(\vec{n}\vec{e}) + (\vec{\sigma}\vec{\Delta})(\vec{\Delta}\vec{e}) + (\vec{\sigma}\vec{\pi})(\vec{\pi}\vec{e}),$$

то окончательно

$$M = \alpha(\vec{e}\vec{n}) + \beta(\vec{\sigma}\vec{n})(\vec{e}\vec{n}) + \gamma(\vec{\sigma}\vec{\Delta})(\vec{e}\vec{\Delta}) + \delta(\vec{\sigma}\vec{\pi})(\vec{e}\vec{\pi}) \qquad (4)$$

и

$$M' = -\alpha(\vec{e}\vec{n}) + \beta(\vec{\sigma}\vec{n})(\vec{e}\vec{n}) + \gamma(\vec{\sigma}\vec{\Delta})(\vec{e}\vec{\Delta}) + \delta(\vec{\sigma}\vec{\pi})(\vec{e}\vec{\pi}) \qquad (4')$$

Для сечения рождения мезонов неполяризованными γ-квантами на неполяризованной протонной мишени (статический множитель всюду опускается) имеем

$$2 I_0(\theta) = |\alpha|^2 + |\beta|^2 + |\gamma|^2 \cos^2\frac{\theta}{2} + |\delta|^2 \sin^2\frac{\theta}{2} \qquad (5)$$

В силу соотношения между сечениями

$$I_0(\gamma_n \to \pi^- p) = I_0(\pi^- p \to \gamma n)$$

может оказаться небезнадежной попытка экспериментального исследования фоторождения путем изучения обратного процесса - радиационного захвата π^--мезона протоном. Хотя такие опыты очень трудны, в результате проведения их окажется возможным иметь сведения о фоторождении на свободном нейтроне монохроматическими квантами.

Связь между поляризацией нуклона $\langle\vec{\sigma}\rangle_f$ при фоторождении, когда γ-кванты и мишень неполяризованы и добавкой I_p в сечение фоторождения

$$I(\theta,\varphi) = I_0 + I_p = \frac{1}{4} Sp\, M^+ M + \frac{1}{4} Sp\, M^+ M \vec{\sigma}_1 \vec{N}, \quad \vec{N} \equiv \langle\vec{\sigma}\rangle_{in},$$

когда мишень поляризована, т.е. теорема Вольфенштейна вида

$$I_p = I_0 \langle \vec{\sigma} \rangle_{\ell} \vec{N}$$

следует из представления амплитуды в виде (I) и аргументов отражения времени [2]. Само выражение для поляризации нуклона может быть представлено в виде

$$2 I_0(\theta) \langle \vec{\sigma} \rangle_{\ell} = \vec{n} \{ \alpha^+ \beta + \alpha \beta^+ + \frac{i}{2} (\gamma \delta^+ - \gamma^+ \delta) \sin\theta \} \qquad (6)$$

Рассмотрим еще сечение фоторождения мезона поляризованными γ-квантами на неполяризованной мишени. Состояние поляризации части со спином I, как известно, может быть задано средними значениями операторов $T_{1,\pm1}, T_{1,0}, T_{2,\pm1}, T_{2,0}$ и $T_{2,\pm2}$, которые строятся из оператора спина [8]. Ввиду поперечности γ-квантов, в полностью поляризованном пучке γ-квантов $\langle T_{1\pm1} \rangle = \langle T_{2,\pm1} \rangle = 0$ [9], так что выражение для сечения фотообразования мезонов частично поляризованным пучком γ - квантов может быть представлено в виде

$$I_0(\theta,\varphi) = I_0(\theta) + \langle T_{2,0} \rangle_1 \frac{1}{4} Sp M T_{2,0} M^+ + \langle T_{2,2} \rangle_1 \frac{1}{4} Sp M T_{2,2} M^+ + \langle T_{2,-2} \rangle_1 \frac{1}{4} Sp M T_{2,-2} M^+ \qquad (7)$$

Прежде всего заметим, что после усреднения по спину нуклона

$$\frac{1}{4} Sp M^+ M \vec{S} = 0 \qquad (8)$$

($\vec{S}$ - спин фотона), что сразу видно, если для функций типа $\vec{f} = f\vec{e}$ и $\vec{g} = g\vec{e}$ воспользоваться формулой

$$(\vec{f} \vec{S} \vec{g}) = -i [\vec{f} \vec{g}]$$

Такой же результат получается, если вычислить среднее значение вектора спина фотона, возникающего при радиационном захвате π-мезона неполяризованными протонами. Этот результат весьма общ. По этой причине в выражении для сечения реакции, индуцированной поляризованным пучком γ - квантов, отсутствует слагаемое, пропорциональное $\cos\varphi$.

При вычислении остальных слагаемых в (7) и средних значений тензоров $T_{2,\pm 2}$, $T_{2,0}$ после радиационного захвата воспользуемся формулой (4)

$$(\hat{S}_i\hat{S}_k+\hat{S}_k\hat{S}_i)M=M\,2\,\delta_{ik}-(M_i e_k+M_k e_i) \tag{9}$$

Для отличных от нуля тензоров имеем

$$\frac{1}{4}SpM^+MT_{2,\pm 2}=\frac{\sqrt{3}}{4}\Big\{(|\alpha|^2+|\beta|^2)[n_y^2-n_x^2\mp 2in_xn_y]+|\gamma|^2(\Delta_y^2-\Delta_x^2\mp 2i\Delta_x\Delta_y)$$
$$+|\delta|^2(\pi_y^2-\pi_x^2\mp 2i\pi_x\pi_y)\Big\} \tag{10}$$

и

$$\frac{1}{4}S_pM^+MT_{2,0}=\frac{1}{\sqrt{2}}I_0(\theta)$$

$$\left[2T_{2,\pm 2}=\sqrt{3}\left\{(\hat{S}_x^2-\hat{S}_y^2)\pm i(\hat{S}_x\hat{S}_y+\hat{S}_y\hat{S}_x)\right\},\ \sqrt{2}\,T_{20}=3S_z^2-2\right.$$

Если выбрать направление импульса γ - кванта за ось z, то

$$\frac{1}{4}SpM^+MT_{2,\pm 2}=\frac{\sqrt{3}}{4}\left\{(|\alpha|^2+|\beta|^2)-|\gamma|^2\cos^2\frac{\theta}{2}-|\delta|^2\sin^2\frac{\theta}{2}\right\}\cos e^{\pm 2i\varphi} \tag{10'}$$

и окончательно сечение образования мезонов поляризованными γ - квантами принимает вид

$$I(\theta,\varphi)=I_0(\theta)\left[1+\frac{\langle T_{2,0}\rangle_i}{\sqrt{2}}\right]+\langle T_{2,2}\rangle_i\frac{\sqrt{3}}{2}\left\{|\alpha|^2+|\beta|^2-|\gamma|^2\cos^2\frac{\theta}{2}-|\delta|^2\sin^2\frac{\theta}{2}\right\}\cos 2\varphi \tag{11}$$

Обратимся теперь к поляризации γ -квантов при радиационном захвате π -мезонов неполяризованными протонами. Для неравных нулю средних значений тензоров

$$I_0\langle T_{2,m}\rangle=\frac{1}{4}SpM^+T_{2m}M$$

получаем выражения, совпадающие с (10), если при радиационном захвате за ось z выбрать направление вылетающих γ -квантов. Если представить (11) в виде

$$I(\theta,\varphi)=I_0(\theta)+\langle T_{2,0}\rangle I_{2,0}+\langle T_{2,2}\rangle I_{2,2},$$

то полученный результат можно записать в виде равенств

$$I_{2,m}=I_0(\theta)\langle T_{2,m}\rangle, \tag{12}$$

выражающих теорему Вольфенштейна для рассматриваемой реакции. Это означает, что изучение поляризации γ-квантов в реакции $\pi^- p \to \gamma n$ дает ту же информацию, что и изучение фоторождения мезонов поляризованными γ-квантами! К этому надо добавить уже упомянутый результат, относящийся к поляризации нуклона. Изучение поляризации нуклона при радиационном захвате дает те же сведения, что и исследование фотообразования на поляризованной протонной мишени, а поляризация протона при фоторождении связана с сечением радиационного захвата на поляризационных протонах.

Завершая рассмотрение поляризационных явлений в реакциях $\gamma N \rightleftarrows \pi N$ сравним выражения для корреляции поляризаций при радиационном захвате

$$I_0(\theta)\langle(\vec\sigma\vec a)(T_{ik}B_iC_k)\rangle = \frac{1}{4}S_p M^+(\vec\sigma\vec a)(T_{ik}B_iC_k)M$$

с добавкой к сечению фоторождения I_{pp}, когда и пучок γ-квантов и мишень поляризованы

$$I_{pp} = \frac{1}{4}S_p M^+ M(\vec\sigma\vec a)(T_{ik}B_iC_k).$$

Для корреляции $I_0\langle(\vec\sigma\vec a)(\hat{\vec S}\vec B)\rangle$ имеем

$$-2I_0(\theta)\langle(\vec\sigma\vec a)(\hat{\vec S}\vec B)\rangle = -i\{(\alpha^+\gamma-\alpha\gamma^+)(\vec a\vec\Delta)(\vec\pi\vec B)-(\alpha^+\delta-\alpha\delta^+)(\vec a\vec\pi)(\vec\Delta\vec B)\}+$$

$$+\{(\beta^+\gamma+\beta\gamma^+)(\vec a\vec\pi)(\vec B\vec\pi)+(\beta^+\delta+\beta\delta^+)(\vec a\vec\Delta)(\vec B\vec\Delta)+(\gamma\delta^++\gamma^+\delta)(\vec a\vec n)(\vec B\vec n)\},\tag{13}$$

откуда, в частности, видно, что

$$\langle(\vec\sigma\vec n)(\hat{\vec S}\vec\pi)\rangle = \langle(\vec\sigma\vec n)(\hat{\vec S}\vec\Delta)\rangle = \langle(\vec\sigma\vec\pi)(\hat{\vec S}\vec n)\rangle = \langle(\vec\sigma\vec\Delta)(\hat{\vec S}\vec n)\rangle = 0$$

$$2I_0(\theta)\langle(\vec\sigma\vec n)(\hat{\vec S}\vec n)\rangle = -(\gamma\delta^++\gamma^+\delta)\tag{14}$$

и т.д.

Для добавки к сечению фоторождения получаем

$$-\frac{1}{4}\hat{S}\,Sp\,M^{+}M(\vec{\sigma}\vec{a})(\vec{S}\vec{b})=\frac{i}{2}\left\{(\alpha\gamma^{+}-\alpha^{+}\gamma)(\vec{a}\vec{\Delta})(\vec{\pi}\vec{b})-(\alpha\delta^{+}-\alpha^{+}\delta)(\vec{a}\vec{\pi})(\vec{\Delta}\vec{b})\right\}+$$
$$+\frac{1}{2}\left\{(\beta\gamma^{+}+\beta^{+}\gamma)(\vec{a}\vec{\pi})(\vec{b}\vec{\pi})+(\beta\delta^{+}+\beta^{+}\delta)(\vec{a}\vec{\Delta})(\vec{b}\vec{\Delta})+(\gamma\delta^{+}+\gamma^{+}\delta)(\vec{a}\vec{\pi})(\vec{b}\vec{\pi})\right\} \qquad (15)$$

Из сравнения (I5) с (I3) видно, что, имея результаты опытов по исследованию корреляции поляризаций при радиационном захвате, т.е., зная комбинации $(\alpha\gamma^{+}-\alpha^{+}\gamma)$, $(\alpha\delta^{+}-\alpha^{+}\delta)$ и т.д., можно предсказать результаты опытов с поляризационным пучком и мишенью. Следовательно, эти опыты не являются независимыми.

Из (I3) и (I5) видно также, что соотношения типа (I2) имеют место, когда хотя бы один из векторов $\vec{a}$ или $\vec{b}$ направлены по нормали $\vec{n}$. Аналогичные заключения возникают, когда в (I3) и (I5) $\hat{\vec{S}}$ заменяется на $T_{2,m}$.

Заметим в заключение, что в выражении для поляризации нуклона отдачи при фоторождении поляризационными γ-квантами на неполяризованной нуклонной мишени (когда пучок полностью поляризован)

$$4I(\theta\varphi)\langle\vec{\sigma}\rangle_f=Sp\,M^{+}\vec{\sigma}M+\langle T_{10}\rangle_i\,Sp\,T_{10}M^{+}\vec{\sigma}M+\langle T_{22}\rangle_i\,Sp\,T_{22}M^{+}\vec{\sigma}M+$$
$$+\langle T_{2,-2}\rangle_i\,Sp\,T_{2,-2}M^{+}\vec{\sigma}M, \qquad (16)$$

первый член совпадает с (6), а второе слагаемое пропорционально

$$-i\left[(\alpha\gamma^{+}-\alpha^{+}\gamma)\Delta_z\vec{\pi}-(\alpha\delta^{+}-\alpha^{+}\delta)\pi_z\vec{\Delta}\right]+2Re(\beta\gamma^{+})\pi_z\vec{\pi}+2Re(\beta\delta^{+})\Delta_z\vec{\Delta}.$$

Из последнего выражения видно соответствие с (I3) и (I5). Подобное же соответствие имеет место и для остальных слагаемых в (I6).

3. Комптон -эффект

Амплитуду комптон-эффекта можно представить в виде (I), но для упругого рассеяния М должно быть скаляром. С помощью обычных аргументов, включающих симметрию при изменении знака времени, получаем, что наиболее общим выражением для М будет

$$M = A(\vec{e}\vec{e}') + B([\vec{e}\vec{e}']\vec{n}') + C(\vec{\sigma}\vec{n}')(\vec{e}\vec{e}') + D(\vec{\sigma}\vec{n}')(\vec{n}'[\vec{e}\vec{e}']) + F(\vec{\sigma}[\vec{e}\vec{e}']) + E\{(\vec{\pi}'\vec{e}')(\vec{\sigma}[\vec{\Delta}'\vec{e}]) + (\vec{\pi}'\vec{e})(\vec{\sigma}[\vec{\Delta}'\vec{e}'])\}, \qquad (I7)$$

где $\vec{e}$ и $\vec{e}'$ - вектора поляризаций до и после столкновения, $\vec{n}'$, $\vec{\Delta}$ и $\vec{\pi}$ построены, как и раньше, из (единичных) векторов $\vec{k}$ и $\vec{k}'$ по направлениям импульсов γ - квантов до и после рассеяния. Выражение (I7) содержит 6 слагаемых, как это и должно быть. Выражению для M можно придать другой вид

$$M = R_1(\vec{e}\vec{e}') + R_2(\vec{S}\vec{S}') + R_3(\vec{\sigma}[\vec{e}'\vec{e}]) + R_4(\vec{\sigma}[\vec{S}'\vec{S}]) + R_5\{(\vec{\sigma}\vec{k})(\vec{S}\vec{e}) - (\vec{\sigma}\vec{k}')(\vec{S}\vec{e}')\} + R_6\{(\vec{\sigma}\vec{k})(\vec{S}'\vec{e}) - (\vec{\sigma}\vec{k})(\vec{e}'\vec{S})\}, \qquad (I7')$$

если ввести вектора

$$S = [\vec{k}\vec{e}], \quad S' = [\vec{k}'\vec{e}']$$

При изменении знака времени

$$\vec{e} \rightleftarrows \vec{e}', \quad \vec{S} \rightleftarrows \vec{S}'$$

В ряде работ (I0-I2) найдено выражение для амплитуды комптон-эффекта, содержащее члены не выше линейного по частоте

$$M = \frac{e^2}{m}(\vec{e}\vec{e}') - \frac{ie}{m}\left(2\mu - \frac{e}{m}\right)k(\vec{\sigma}[\vec{e}'\vec{e}]) - 2\mu^2 i\,\frac{(\vec{\sigma}[\vec{S}\vec{S}'])}{k} - i\,\frac{e}{m}\,\frac{\mu}{k}\left[(\vec{e}\vec{k}')(\vec{\sigma}\vec{S}') - (\vec{e}'\vec{k})(\vec{\sigma}\vec{S})\right], \qquad (I8)$$

где μ - магнитный момент нуклона (k в (18) не единичный вектор).

Из (17) для сечения рассеяния неполяризованного пучка γ -квантов на неполяризованной мишени получаем

$$2I_0(\theta)=\left\{|R_1|^2+|R_2|^2+4\mathrm{Re}\left[R_3^*(R_5+R_6)+R_4^*R_5\right]\right\}(1+\cos^2\theta)+(|R_3|^2+|R_4|^2)(3-\cos^2\theta)+$$
$$+2(|R_5|^2+|R_6|^2)(3+\cos^2\theta)+4\mathrm{Re}\left\{(R_1^*R_2)+R_4^*(R_3-R_6)+(R_5^*R_6)(2+\cos^2\theta)\right\}\cos\theta \quad (19)$$

Условие унитарности S -матрицы приводит к оптической теореме[13]

$$k\sigma_t = 4\pi\, \mathrm{Im}\left[R_1(0^\circ)+R_2(0^\circ)\right], \quad (20)$$

где σ_t - полное сечение взаимодействия, включающее как упругое рассеяние, так и неупругие процессы. Из (20) для сечения упругого рассеяния вперед $I_0(0^\circ)$ вытекает неравенство[x)]

$$I_0(0^\circ) \geqslant \left(\frac{k\sigma_t}{4\pi}\right)^2, \quad (21)$$

в силу которого упругое рассеяние при больших энергиях оказывается вытянутым вперед и сосредоточенным внутри малого телесного угла

$$\Delta\omega = \pi\theta^2 \leq \left(\frac{4\pi}{k\sigma_t}\right)^2 \sigma_s \quad (22)$$

Неравенства (21) и (22) отражают основные черты упругого рассеяния при высоких энергиях без обращения к оптической модели. Выражение для поляризации нуклона отдачи, когда мишень и пучок не поляризованы

$$2I_0(\theta)\langle\vec{\sigma}\rangle_f=\vec{n}\sin\theta\, 2\mathrm{Re}\left\{(R_1^*R_4)+\left[(R_2^*R_4)-(R_1^*R_3)\right]\cos\theta-(R_2^*R_3)\cos 2\theta\right\} \quad (23)$$

совпадают с выражением, определяющим азимутальную асимметрию в сечении комптон-эффекта на поляризованном нуклоне. Отметим, что в (23) не вошли величины R_5 и R_6 .

---

x) Существование неравенства (21) для упругого рассеяния частиц показано в [14] и в менее общем случае Рарита[15], а также Карплусом и Рудерманом (см.[15]). Впервые это неравенство было опубликовано в краткой заметке Вика[16], которая осталась незамеченной.

Среднее значение спина фотона (и соответствующая добавка к сечению) когда мишень и пучок неполяризованы, обращаются в нуль, как и при фоторождении. Этот результат виден из размерных соображений. Среднее значение спина в этих условиях может быть направлено лишь по единственному псевдовектору - нормали $\vec{n}$. Так как для фотонов, распространяющихся по оси z $\langle\hat{S}_x\rangle = \langle\hat{S}_y\rangle = 0$, то остается рассмотреть только $\langle\hat{S}_z\rangle$ но $\langle\hat{S}_z\rangle \sim n_z = 0$

Для отличных от нуля средних значений $T_{2,m}$ с помощью (9) имеем

$$
\begin{aligned}
&2I_0(\theta)\langle T_{2,\pm 2}\rangle = \sqrt{3}\left\{|R_4|^2 + \mathrm{Re}\left[R_4^*(R_5 + R_6\cos\theta)\right]\right\} e^{\pm 2i\varphi} \\
&\sqrt{2}\, I_0(\theta)\langle T_{2,0}\rangle = I_0(\theta)
\end{aligned}
\tag{24}
$$

Для добавки к сечению комптон-эффекта, когда падающие γ-кванты поляризованы, получаются выражения, совпадающие с (24).

4. Заключение

Основным итогом настоящей работы является распространение следствий инвариантности при изменении знака времени на реакции с участием γ-квантов. Рассматривались примеры комптон-эффекта, фоторождения и радиационного захвата пионов. Обобщение на случай любой бинарной реакции (по две частицы в начальном и конечном состояниях) проводится аналогичным образом.

Помимо теоретического, этот результат имеет тот экспериментальный интерес, что изучение, например, поляризации нуклонов при фоторасщеплении дейтона дает ту же информацию, что и радиационный захват поляризованного нуклона, а изучение поляризации

γ - кванта при радиационном захвате нейтрона протоном эквивалентно изучению сечения фоторасщепления дейтона поляризованными γ-квантами.

Соотношения между поляризованными явлениями во взаимно обратных реакциях, так же как и соотношение между усредненными сечениями основывается на инвариантности взаимодействия при изменении знака времени. Однако, в отличие от детального равновесия для соотношений Вольфенштейна оказывается существенным, сохраняется ли пространственная четность или нет. Для иллюстрации рассмотрим упругое рассеяние нейтрино на бесспиновой частице. Если же требовать инвариантности при пространственной и временной инверсии, наиболее общим видом амплитуды рассеяния оказывается

$$M = a + b(\sigma \vec{n}) + c(\sigma \vec{\pi}) + d(\sigma \vec{\Delta}) \tag{25}$$

Последние два слагаемых, являясь псевдоскаляром при пространственных отражениях, по разному преобразуются при изменении знака времени. Если при отсутствии сохранения пространственной четности сохраняется инвариантность при изменении знака времени (комбинированная четность) последний член в (25) отсутствует. Хотя в рассматриваемом случае детальное равновесие (тривиально) остается, соотношение Вольфенштейна отсутствует. При $d = 0$ поляризация в результате рассеяния неполяризованного пучка дается выражением

$$\Gamma_0(\theta)\langle\vec{\sigma}\rangle_f = (a^+b + ab^+)\vec{n} + (ac^+ + a^+c)\vec{\pi} + i(b^+c - c^+b)\vec{\Delta}, \tag{26}$$

а добавка к сечению I_F оказывается пропорциональной

$$(a^+b^* + ab^+)\vec{n} + (ac^+ + a^+c)\vec{\pi} - i(b^+c - c^+b)\vec{\Delta} \tag{27}$$

Хотя по-прежнему поляризация и азимутальная асимметрия дают одну и ту же информацию (в (26) и (27) входят одинаковые комбинации величин), но соотношения Вольфенштейна нет.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Условия унитарности

Условия унитарности вместе с требованиями инвариантности определяют число независимых параметров, необходимое для феноменологического анализа экспериментальных данных. Рассматривая область энергий γ -квантов, близкую к 300 Мэв, когда при взаимодействии фотонов с нуклонами кроме упругого рассеяния происходит лишь фоторождение одиночных пионов, для описания комптон-эффекта, фоторождения и радиационного захвата, рассеяния и перезарядки мезонов, введем 3 х 3 S - матрицу. Для определенности рассмотрим комптон-эффект на протоне. Унитарную S -матрицу можно ввести в этом случае для описания процессов:

$$
\begin{array}{lll}
{}^+n \to {}^+n \ (S_{11}); & {}^0p \to {}^+n \ (S_{12}); & \gamma p \to {}^+n \ (S_{13}) \\
{}^+n \to {}^0p \ (S_{21}); & {}^0p \to {}^0p \ (S_{22}); & \gamma p \to {}^0p \ (S_{23}) \\
{}^+n \to \gamma p \ (S_{31}); & {}^0p \to \gamma p \ (S_{32}); & \gamma p \to \gamma p \ (S_{33})
\end{array}
\tag{A.I}
$$

(в скобках указаны элементы S -матрицы, причем $S_{ik} = S_{ki}$).

Если не учитывать вначале изотопической инвариантности, то для процессов, включающих комптон-эффект на нейтроне, требуется ввести другую унитарную матрицу, охватывающую

$$
\begin{array}{lll}
{}^-p \to {}^-p \ (S'_{11}), & {}^0n \to {}^-p \ (S'_{12}), & \gamma n \to {}^-p \ (S'_{13}) \\
{}^-p \to {}^0n \ (S'_{21}), & {}^0n \to {}^0n \ (S'_{22}), & \gamma n \to {}^0n \ (S'_{23}) \\
{}^-p \to \gamma n \ (S'_{31}), & {}^0n \to \gamma p \ (S'_{32}), & \gamma n \to \gamma n \ (S'_{33})
\end{array}
\tag{A.2}
$$

Условия унитарности позволяют выразить (отдельно для (А.I) и (А.2)) 6 независимых комплексных величин S_{ik} через 6 действительных, введя, например, три фазы рассеяния $\delta_1, \delta_2, \delta_3$ и три параметра смешивания φ, ψ, θ. При этом

$$S_{11}=e^{2i\delta_1}(\cos\varphi\cos\psi-\cos\theta\sin\varphi\sin\psi)^2+e^{2i\delta_2}(\sin\varphi\cos\psi+\cos\theta\sin\psi\cos\varphi)^2+e^{2i\delta_3}\sin^2\theta\sin^2\psi$$

$$S_{12}=e^{2i\delta_1}(\cos\varphi\cos\psi-\cos\theta\sin\varphi\sin\psi)(\sin\psi\cos\varphi+\cos\theta\sin\varphi\cos\psi)+$$

$$+e^{2i\delta_2}(\sin\varphi\cos\psi+\cos\theta\sin\psi\cos\varphi)(\sin\varphi\sin\psi-\cos\theta\cos\varphi\cos\psi)-e^{2i\delta_3}\sin^2\theta\sin\psi\cos\psi$$

$$S_{13}=e^{2i\delta_1}(\cos\varphi\cos\psi-\cos\theta\sin\varphi\sin\psi)\sin\theta\sin\varphi-e^{2i\delta_2}\sin\theta\cos\varphi(\sin\varphi\cos\psi+$$

$$+\cos\theta\sin\psi\cos\varphi)+e^{2i\delta_3}\sin\theta\cos\theta\sin\psi$$

$$S_{22}=e^{2i\delta_1}(\sin\psi\cos\varphi+\cos\theta\sin\varphi\cos\psi)^2+e^{2i\delta_2}(\sin\varphi\sin\psi-\cos\theta\cos\varphi\cos\psi)^2+$$

$$+e^{2i\delta_3}\sin^2\theta\cos^2\psi$$

$$S_{23}=e^{2i\delta_1}\sin\theta\sin\varphi(\sin\psi\cos\varphi+\cos\theta\sin\varphi\cos\psi)+e^{2i\delta_2}\sin\theta\cos\varphi\times$$

$$\times(\cos\theta\cos\varphi\cos\psi-\sin\varphi\sin\psi)-e^{2i\delta_3}\sin\theta\cos\theta\cos\psi$$

$$S_{33}=e^{2i\delta_1}\sin^2\theta\sin^2\varphi+e^{2i\delta_2}\sin^2\theta\cos^2\varphi+e^{2i\delta_3}\cos^2\theta \qquad (А.3)$$

В пренебрежении реакциями с γ-квантами, т.е. при $\delta_3=\theta=0$, отличны от нуля лишь S_{11}, S_{12} и S_{22} и из (А.3) получаются знакомые выражения для элементов 2x2 S-матрицы, причем роль коэффициента смешивания тогда играет $\psi+\varphi$. Величина θ характеризует влияние радиационных процессов.

Вместо введения (действительных) фаз рассеяния и коэффициентов смешивания, можно поступить иначе, и для определения полного набора опытов воспользоваться условиями унитарности в виде обобщения оптической теоремы[I7,I8], аналогично тому, как при наличии лишь упругого рассеяния это проведено в [I9]. Соотношения унитарности тогда позволяют уменьшить число необходимых (с точки зрения полностью феноменологического анализа) опытов до суммарного количества независимых слагаемых в амплитудах всех реакций, охватываемых унитарной S -матрицей. При учете радиационных процессов в амплитудах мезон-нуклонного рассеяния появляются изтопически неинвариантные добавки и в общем случае число слагаемых достигает 20. Если считать матричные элементы для фоторождения и комптон-эффекта пропорциональными e и e^2 соответственно и разложить (А.3) , то получим , что в процессах типа рассеяния мезонов учет радиационных процессов приводит к малым поправкам (порядка e^2). Будем поэтому считать фазы δ_1 и δ_2 совпадающими с фазами $\pi - N$ рассеяния в состояниях с изотопическими спинами T = 3/2 и T = I/2 соответственно (см.приложение в [20]). С другой стороны, влияние $\pi - N$ -рассеяния на комптон-эффект оказывается масштаба эффекта.

Ряд соображений, связанных с уменьшением числа параметров в S -матрице, приведен в [2I,22]. Поэтому здесь они не обсуждаются.

Выражение для амплитуды комптон-эффекта (I8) унитарно лишь приближенно, так как , например, правая часть (20) обращается в нуль. Однако ограничение

$$\mathrm{Im}\left[R_1(0^\circ)+R_2(0^\circ)\right] \ll \mathrm{Re}\left[R_1(0^\circ)+R_2(0^\circ)\right],$$

необходимое для справедливости (I8), выполняется с большим запасом.

Отметим в заключение, что при учете соображений, связанных с изотопической инвариантностью, в S-матрицу для комптон-эффекта на нейтроне входят те же фазы $\pi-N$-рассеяния, что определяет ряд общих черт комптон-эффекта на нейтроне и на протоне.

Литература

1. L. Wolfenstein and J. Ashkin, Phys. Rev. 85, 947 (1952). R.H. Dalitz, Proc. Phys. Soc. A 65, 175 (1952).
2. L. Wolfenstein, Ann. Rev. Nucl. Scin., 6, 43, (1956)
3. А.И.Базь, ЖЭТФ, 32, 628 (1957).
4. Л.И.Лапидус, ЖЭТФ, 33, 204 (1957).
5. А.А.Логунов, А.Н.Тавхелидзе, ЖЭТФ, 32,1393 (1957).
6. В.И.Ритус, ЖЭТФ,27, 660 (1954).
7. M.J. Moravcsik, Phys. Rev. 104, 1451 (1956).
8. См.например,
9. A. Simon, Phys. Rev. 92, 1050 (1952).
10. W. Thirring, Phil. Mag., 41,- 1193 (1950).
11. F.E. Low Phys. Rev., 96, 1428 (1954).
12. M. Gell-Mann and M.L. Geldberger, Phys. Rev., 96, 1433 (1950).
13. R.H. Capps, Phys. Rev. 106, 1031 (1957).
14. Л.И.Лапидус, ЖЭТФ, 31, 1099,1956.
15. W. Barita, Phys. Rev., 104, 221 (1956).
16. G. Wick, Phys. Rev., 75, 1459 (A), (1949).
17. R. Glauber, V. Schomaker, Phys. Rev., 89, 667, (1953).
18. Р.М.Рындин, Я.А.Смородинский, ЖЭТФ,32, 1584 (1957).
19. Л.Пузиков, Р.Рындин, Я.Смородинский,ЖЭТФ, 32, 592 (1956).
20. Л.И.Лапидус,ЖЭТФ (в печати).
21. А.М.Балдин, В.Д.Петрунькин, ЖЭТФ, 32, 1570 (1957).
22. S. Minami, Y. Yamaguchi, Prog. Theor. Phys., 17, 651 (1957).