ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р4-98-88

В.В.Любошиц, В.Л.Любошиц

ЗАМЕЧАНИЯ О T-ИНВАРИАНТНОСТИ И ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ЭФФЕКТАХ ПРИ УПРУГОМ РАССЕЯНИИ ЧАСТИЦЫ СО СПИНОМ 1/2 НА НЕПОЛЯРИЗОВАННОЙ МИШЕНИ

Направлено в журнал «Ядерная физика»

1998

1. При обсуждении следствий T-инвариантности обычно рассматривается спиновая структура амплитуды рассеяния [1—4]. Можно, однако, не останавливаться на этом этапе, а сразу проанализировать общую зависимость эффективного сечения упругого рассеяния от начальной и конечной поляризаций, следующую из принципов симметрии.

Рассмотрим процесс упругого рассеяния двух частиц:

$$a + b \to a + b.$$

Будем считать, что спин частицы a равен 1/2, а частица b может иметь произвольный спин.

Пусть $\mathbf{P}_1$ — вектор поляризации частицы a до рассеяния, а $\mathbf{P}_2$ — вектор поляризации, который выделяется детектором, анализирующим спиновое состояние частицы a после рассеяния*. Предположим далее, что частица b не поляризована, а ее конечное спиновое состояние не фиксируется. С учетом инвариантности относительно поворотов в трехмерном пространстве, при сохранении пространственной четности дифференциальное сечение рассеяния должно быть скаляром, линейным (в рамках квантово-механических представлений) по каждому из векторов $\mathbf{P}_1$ и $\mathbf{P}_2$. В с.ц.и. пары (ab) дифференциальное сечение упругого рассеяния представляется в виде

$$\sigma(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2; \mathbf{P}_1, \mathbf{P}_2) = A(k,\theta) + D(k,\theta)(\mathbf{P}_1\mathbf{P}_2) + (B(k,\theta)/k^2)(\mathbf{P}_1[\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2]) +$$

$$+ (C(k,\theta)/k^2)(\mathbf{P}_2[\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2]) + (g_1(k,\theta)/k^2)(\mathbf{P}_1\mathbf{k}_1)(\mathbf{P}_2\mathbf{k}_1) +$$

$$+ (g_2(k,\theta)/k^2)(\mathbf{P}_1\mathbf{k}_2)(\mathbf{P}_2\mathbf{k}_2) + (h_1(k,\theta)/k^2)[(\mathbf{P}_1\mathbf{k}_1)(\mathbf{P}_2\mathbf{k}_2) + (\mathbf{P}_1\mathbf{k}_2)(\mathbf{P}_2\mathbf{k}_1)] +$$

$$+ (h_2(k,\theta)/k^2)([\mathbf{P}_1\mathbf{P}_2], [\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2]). \qquad (1)$$

Здесь θ — угол рассеяния, $\mathbf{k}_1$ — импульс частицы a до рассеяния, $\mathbf{k}_2$ — импульс частицы a после рассеяния, $k = |\mathbf{k}_1| = |\mathbf{k}_2|$, $A(k,\theta)$, $D(k,\theta)$, $B(k,\theta)$, $C(k,\theta)$, $g_1(k,\theta)$, $g_2(k,\theta)$, $h_1(k,\theta)$ и $h_2(k,\theta)$ — вообще говоря, независимые

*Вероятности регистрации таким детектором состояний с проекциями спина +1/2 и −1/2 на направление $\mathbf{P}_2$ равны соответственно $(1 + |\mathbf{P}_2|)/2$ и $(1 - |\mathbf{P}_2|)/2$.

действительные функции энергии и угла θ. Заметим, что еще один скалярный член

$$(1/k^4)(\mathbf{P}_1[\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2])(\mathbf{P}_2[\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2])$$

не является независимым в силу соотношения

$$(\mathbf{P}_1\mathbf{P}_2)\sin^2\theta = (1/k^4)(\mathbf{P}_1[\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2])(\mathbf{P}_2[\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2]) +$$

$$+ (1/k^2)(\mathbf{P}_1, \mathbf{k}_1+\mathbf{k}_2)(\mathbf{P}_2, \mathbf{k}_1+\mathbf{k}_2)\sin^2(\theta/2) +$$

$$+ (1/k^2)(\mathbf{P}_1, \mathbf{k}_1-\mathbf{k}_2)(\mathbf{P}_2, \mathbf{k}_1-\mathbf{k}_2)\cos^2(\theta/2) = (1/k^4)(\mathbf{P}_1[\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2])(\mathbf{P}_2[\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2]) +$$

$$+ (1/k^2)[(\mathbf{P}_1\mathbf{k}_1)(\mathbf{P}_2\mathbf{k}_1) + (\mathbf{P}_1\mathbf{k}_2)(\mathbf{P}_2\mathbf{k}_2)] -$$

$$- (\cos\theta/k^2)[(\mathbf{P}_1\mathbf{k}_1)(\mathbf{P}_2\mathbf{k}_2) + (\mathbf{P}_1\mathbf{k}_2)(\mathbf{P}_2\mathbf{k}_1)]. \qquad (2)$$

По определению, дифференциальное сечение σ_1 процесса, обращенного во времени, дается формулой (1) с заменой

$$\mathbf{P}_1 \to -\mathbf{P}_2,\ \ \mathbf{k}_1 \to -\mathbf{k}_2,\ \ \mathbf{P}_2 \to -\mathbf{P}_1,\ \ \mathbf{k}_2 \to -\mathbf{k}_1.$$

Из условия инвариантности относительно обращения времени следует, что в случае упругого рассеяния

$$\sigma_1 = \sigma(-\mathbf{k}_2, -\mathbf{k}_1; -\mathbf{P}_2, -\mathbf{P}_1) = \sigma(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2; \mathbf{P}_1, \mathbf{P}_2). \qquad (3)$$

Это приводит к равенствам

$$B(k, \theta) = C(k, \theta),\ \ g_1(k, \theta) = g_2(k, \theta). \qquad (4)$$

Таким образом, для T-инвариантного упругого процесса получаем:

$$\sigma(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2; \mathbf{P}_1, \mathbf{P}_2) = A(k, \theta) + D(k, \theta)(\mathbf{P}_1\mathbf{P}_2) + (B(k, \theta)/k^2)(\mathbf{P}_1+\mathbf{P}_2, [\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2]) +$$

$$+ (g_1(k, \theta)/k^2)[(\mathbf{P}_1\mathbf{k}_1)(\mathbf{P}_2\mathbf{k}_1) + (\mathbf{P}_1\mathbf{k}_2)(\mathbf{P}_2\mathbf{k}_2)] +$$

$$+ (h_1(k, \theta)/k^2)[(\mathbf{P}_1\mathbf{k}_1)(\mathbf{P}_2\mathbf{k}_2) + (\mathbf{P}_1\mathbf{k}_2)(\mathbf{P}_2\mathbf{k}_1)] +$$

$$+ (h_2(k, \theta)/k^2)([\mathbf{P}_1\mathbf{P}_2], [\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2]). \qquad (5)$$

Согласно (5), дифференциальное сечение упругого рассеяния частицы со спином 1/2 на неполяризованной мишени, просуммированное по конечным поляризациям $\mathbf{P}_2 = \mathbf{l}$ и $\mathbf{P}_2 = -\mathbf{l}$ ($|\mathbf{l}| = 1$), имеет вид

$$\sigma(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2; \mathbf{P}_1) = \sigma(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2; \mathbf{P}_1, \mathbf{l}) + \sigma(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2; \mathbf{P}_1, -\mathbf{l}) =$$

$$= 2[A(k, \theta) + (B(k, \theta)/k^2)(\mathbf{P}_1[\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2])]. \tag{6}$$

Из формулы (6) непосредственно следует, что коэффициент лево-правой асимметрии при рассеянии поперечно-поляризованной частицы a на неполяризованной мишени b есть

$$\alpha(k, \theta) = \frac{B(k, \theta)}{A(k, \theta)} \sin\theta. \tag{7}$$

Рассмотрим теперь случай, когда частица a до рассеяния также не поляризована; при этом энергию и угол рассеяния будем считать прежними.

Если после рассеяния частица a регистрируется детектором, выделяющим проекцию спина (+1/2) на нормаль к плоскости рассеяния

$$\mathbf{n} = \frac{[\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2]}{|[\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2]|} \tag{8}$$

(при этом $\mathbf{P}_1 = 0$, $\mathbf{P}_2 = \mathbf{n}$), то, согласно (5), эффективное сечение равно:

$$\sigma_+ = \sigma(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2; 0, \mathbf{n}) = A(k, \theta) + B(k, \theta)\sin\theta. \tag{9}$$

Если же после рассеяния частица a регистрируется детектором, выделяющим проекцию спина (–1/2) на нормаль к плоскости рассеяния (при этом $\mathbf{P}_1 = 0$, $\mathbf{P}_2 = -\mathbf{n}$), то, согласно (5), эффективное сечение равно:

$$\sigma_- = \sigma(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2; 0, -\mathbf{n}) = A(k, \theta) - B(k, \theta)\sin\theta. \tag{10}$$

Следовательно, в результате рассеяния частица a поляризуется вдоль нормали к плоскости рассеяния:

$$\mathbf{P} = \frac{(\sigma_+ - \sigma_-)}{(\sigma_+ + \sigma_-)}\mathbf{n} = \alpha(k, \theta)\,\mathbf{n}, \tag{11}$$

где величина $\alpha(k, \theta)$ совпадает с коэффициентом лево-правой асимметрии (см. формулу (7)).

Таким образом, исходя только из T-симметрии дифференциального сечения упругого рассеяния, без традиционного анализа спиновой структуры амплитуд рассеяния, мы получили простое доказательство теоремы Вольфенштейна [3,4]: степень поляризации вдоль нормали к плоскости рассеяния, возникающей при упругом рассеянии неполяризованной частицы a на неполяризованной мишени b, совпадает с коэффициентом лево-правой асимметрии при упругом рассеянии поперечно-поляризованной частицы a на неполяризованной мишени b в той же кинематике.

2. Если пространственная четность нарушается, но T-четность по-прежнему сохраняется, то к выражению (5) добавляются псевдоскалярные члены

$$\Delta\sigma(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2; \mathbf{P}_1, \mathbf{P}_2) = \Delta\sigma(-\mathbf{k}_2, -\mathbf{k}_1; -\mathbf{P}_2, -\mathbf{P}_1) = (\beta(k, \theta)/k)(\mathbf{P}_1 + \mathbf{P}_2, \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2) +$$

$$+ (\delta(k, \theta)/k)(\mathbf{P}_1 - \mathbf{P}_2, \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) + (\gamma(k, \theta)/k)([\mathbf{P}_1\mathbf{P}_2], \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2) +$$

$$+ (\eta_1(k, \theta)/k^3)[(\mathbf{P}_1[\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2])(\mathbf{P}_2\mathbf{k}_1) + (\mathbf{P}_2[\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2])(\mathbf{P}_1\mathbf{k}_2)] +$$

$$+ (\eta_2(k, \theta)/k^3)[(\mathbf{P}_1[\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2])(\mathbf{P}_2\mathbf{k}_2) + (\mathbf{P}_2[\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2])(\mathbf{P}_1\mathbf{k}_1)]. \tag{12}$$

С учетом (12) дифференциальное сечение упругого рассеяния поляризованных частиц на неполяризованной мишени, просуммированное по конечным поляризациям, дается формулой (ср. с (6))

$$\sigma(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2; \mathbf{P}_1) = 2[A(k, \theta) + (B(k, \theta)/k^2)(\mathbf{P}_1[\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2]) + (\beta(k, \theta)/k)(\mathbf{P}_1, \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2) +$$

$$+ (\delta(k, \theta)/k)(\mathbf{P}_1, \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)]. \tag{13}$$

Отсюда легко найти выражение для коэффициента P-нечетной спиновой асимметрии при рассеянии продольно-поляризованных частиц:

$$\varepsilon(k, \theta) = \frac{\sigma(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2; \mathbf{P}_1 = \mathbf{k}_1/k) - \sigma(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2; \mathbf{P}_1 = -\mathbf{k}_1/k)}{\sigma(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2; \mathbf{P}_1 = \mathbf{k}_1/k) + \sigma(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2; \mathbf{P}_1 = -\mathbf{k}_1/k)} =$$

$$= (2/A(k, \theta))[\cos^2(\theta/2)\, \beta(k, \theta) + \sin^2(\theta/2)\, \delta(k, \theta)]. \tag{14}$$

В то же время, если частица a до рассеяния не поляризована, но фиксируется ее поляризация $\mathbf{P}_2$ после рассеяния, то в соответствии с формулами (5) и (12) имеем:

$$\sigma(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2; 0, \mathbf{P}_2) = A(k, \theta)(1 + \mathbf{P}\mathbf{P}_2), \tag{15}$$

где

$$\mathbf{P} = \frac{B(k, \theta)}{k^2 A(k, \theta)}[\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2] + \frac{\beta(k, \theta)}{k\, A(k, \theta)}(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2) - \frac{\delta(k, \theta)}{k\, A(k, \theta)}(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2). \tag{16}$$

Вектор $\mathbf{P}$ имеет смысл вектора поляризации, которую приобретает первоначально неполяризованная частица в результате упругого рассеяния на неполяризованной мишени. Степень поперечной поляризации в направлении нормали к плоскости рассеяния, как и при сохранении пространственной четности, дается формулой (11) и совпадает с коэффициентом лево-правой асимметрии. Но, кроме того, при нарушении P-инвариантности возникает также и продольная поляризация, причем степень продольной поляризации равна:

$$\xi(k, \theta) = (\mathbf{P}\mathbf{k}_1)/k = (2/A(k, \theta))[\cos^2(\theta/2)\,\beta(k, \theta) - \sin^2(\theta/2)\,\delta(k, \theta)]. \quad (17)$$

Сравнивая (14) и (17), мы видим, что, вообще говоря,

$$\varepsilon(k, \theta) \neq \xi(k, \theta).$$

Таким образом, для продольной асимметрии и продольной поляризации не существует универсального соотношения типа теоремы Вольфенштейна. Только при рассеянии «вперед» всегда имеет место равенство

$$\varepsilon(k, 0) = \xi(k, 0) = \frac{2\beta(k, 0)}{A(k, 0)}. \quad (18)$$

Для рассеяния «назад» ($\theta = \pi$) параметры ε и ξ при сохранении T-инвариантности равны по абсолютной величине, но противоположны по знаку:

$$\varepsilon(k, \pi) = -\,\xi(k, \pi) = \frac{2\delta(k, \pi)}{A(k, \pi)}. \quad (19)$$

Заметим, что член

$$(\gamma(k, \theta)/k)([\mathbf{P}_1\mathbf{P}_2], \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2)$$

в формуле (12) описывает поворот вектора поляризации частицы вокруг направления $\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2$ в плоскости рассеяния. Такой поворот является T-четным, но P-нечетным эффектом и, как легко видеть, исчезает при рассеянии «назад». Как было впервые указано в работе Лобова [5], при упругом рассеянии «назад» частицы со спином 1/2 на любой неполяризованной мишени поворот спина вокруг направления импульса возможен только при нарушении T-инвариантности.

3. Рассмотрим теперь упругое рассеяние частиц со спином 1/2 на бесспиновой мишени (в частности, нейтронов на бесспиновых ядрах [5]). В этом случае T-инвариантная амплитуда с учетом несохранения пространственной четности имеет простую структуру:

$$f(k, \theta) = a(k, \theta) + (b(k, \theta)/k^2)(\boldsymbol{\sigma}, [\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2]) + (c(k, \theta)/k)(\boldsymbol{\sigma}, \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2), \quad (20)$$

где $\boldsymbol{\sigma}$ — векторный оператор Паули (при обращении времени $\boldsymbol{\sigma} \to -\boldsymbol{\sigma}$ [1]). В соответствии с (20) коэффициенты A, B, β, δ в формулах (13)—(17) имеют вид

$$A(k, \theta) = 1/2\,(|a(k, \theta)|^2 + |b(k, \theta)|^2\sin^2\theta + 4\cos^2(\theta/2)\,|c(k, \theta)|^2), \quad (21a)$$

$$B(k,\theta) = \mathrm{Re}\,(a(k,\theta)b^*(k,\theta)), \tag{21б}$$

$$\beta(k,\theta) = \mathrm{Re}\,(a(k,\theta)c^*(k,\theta)), \tag{21в}$$

$$\delta(k,\theta) = \mathrm{Im}\,(b(k,\theta)c^*(k,\theta))(1+\cos\theta). \tag{21г}$$

Из формулы (21г) следует, что при рассеянии «назад» ($\theta = \pi$) параметр $\delta(k,\pi) = 0$. Это также непосредственно видно из формулы (20) для амплитуды рассеяния, в которой при $\mathbf{k}_1 = -\mathbf{k}_2$ остается только первый член. Таким образом, если T-четность сохраняется, то согласно соотношению (19) коэффициент спиновой асимметрии и степень продольной поляризации при рассеянии «назад» на бесспиновой мишени должны быть равны нулю (в то время как в случае неполяризованной мишени с отличным от нуля спином эти параметры, вообще говоря, не равны нулю).

Мы видим, что инвариантность относительно обращения времени приводит к полному исчезновению спиновой зависимости амплитуды и сечения рассеяния «назад» нейтронов на бесспиновых ядрах. Сказанное, конечно, относится и к случаю, когда налетающая частица является бесспиновой, а «мишень» имеет спин 1/2 (в частности, речь может идти о рассеянии π-мезонов на протонах).

Заметим, что равенство $\delta(k,\theta) = 0$ непосредственно следует также из структурных формул (5) и (12) для дифференциального сечения, если учесть, что при рассеянии «назад» на бесспиновой мишени проекция спина на направление импульса сохраняется, т.е. переворот (изменение направления) спина невозможен. Действительно, согласно (5) и (12)

$$\sigma(\mathbf{k},-\mathbf{k};\mathbf{P}_1,\mathbf{P}_2) = A(k,\pi) + D(k,\pi)(\mathbf{P}_1\mathbf{P}_2) + 2(g_1(k,\pi) - h_1(k,\pi))(\mathbf{P}_1\,\mathbf{l})(\mathbf{P}_2\,\mathbf{l}) +$$
$$+ 2\delta(k,\pi)(\mathbf{P}_1 - \mathbf{P}_2, \mathbf{l}), \tag{22}$$

где $\mathbf{l} = \mathbf{k}/k$.

Запрет на переворот спина вдоль направления импульса означает, что как при $\mathbf{P}_1 = -\mathbf{P}_2 = \mathbf{l}$, так и при $\mathbf{P}_1 = -\mathbf{P}_2 = -\mathbf{l}$ дифференциальное сечение $\sigma(\mathbf{k},-\mathbf{k};\mathbf{P}_1,\mathbf{P}_2) = 0$. Поскольку при переходе от первого случая ко второму член, пропорциональный $\delta(k,\pi)$, меняет знак, в то время как остальные члены в формуле (22) не меняются, ясно, что $\delta(k,\pi) = 0$.

4. Как видно из проведенного анализа, наблюдение спиновой зависимости дифференциального сечения рассеяния «назад» частицы со спином 1/2 на бесспиновой мишени однозначно свидетельствовало бы о нарушении T-инвариантности. Действительно, при нарушении T-инвариантности к выражению (20) для амплитуды упругого рассеяния частицы со спином 1/2 на бесспиновой мишени добавляется член

$$(d(k,\theta)/k)(\boldsymbol{\sigma}, \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2),$$

который является как T-нечетным, так и P-нечетным. С учетом этого T-неинвариантного члена амплитуда упругого рассеяния «назад» принимает вид

$$f(k,\pi) = a(k,\pi) + 2(d(k,\pi)/k)(\boldsymbol{\sigma},\mathbf{k}). \tag{23}$$

На основе (23) находим T-неинвариантные поляризационные параметры: коэффициент спиновой асимметрии $\varepsilon(k,\pi)$ при упругом рассеянии продольно-поляризованной частицы «назад» на бесспиновой мишени и степень продольной поляризации $\xi(k,\pi)$ после упругого рассеяния неполяризованной частицы «назад» на той же мишени. С учетом малости отношения $|d/a|$ имеем:

$$\varepsilon(k,\pi) = \xi(k,\pi) = 4\,\mathrm{Re}\left(\frac{d(k,\pi)}{a(k,\pi)}\right). \tag{24}$$

Подчеркнем еще раз, что при сохранении T-четности параметры ξ и ε в рассматриваемом случае рассеяния «назад» на бесспиновой мишени равны нулю; в случае же упругого рассеяния «назад» на неполяризованной мишени с *отличным от нуля спином они равны по модулю, но противоположны по знаку* (см. соотношение (19)).

При малых отклонениях $\Delta\theta$ от угла $\theta = \pi$ вклад в параметры ε и ξ дают также и T-четные члены. Согласно соотношениям (14), (17) и (21), в первом неисчезающем приближении по малым параметрам $|c/a|(\Delta\theta)^2 \sim \sim |c/b|(\Delta\theta)^2 \ll 1$:

$$\varepsilon(k,\pi-\Delta\theta) - \varepsilon(k,\pi) = \left[\mathrm{Re}\left(\frac{c(k,\pi)}{a(k,\pi)}\right) + \mathrm{Im}\left(\frac{b(k,\pi)c^*(k,\pi)}{|a(k,\pi)|^2}\right)\right](\Delta\theta)^2, \tag{25}$$

$$\xi(k,\pi-\Delta\theta) - \xi(k,\pi) = \left[\mathrm{Re}\left(\frac{c(k,\pi)}{a(k,\pi)}\right) - \mathrm{Im}\left(\frac{b(k,\pi)c^*(k,\pi)}{|a(k,\pi)|^2}\right)\right](\Delta\theta)^2. \tag{26}$$

Если считать, что $|b| \le |a|$, то при условии

$$|\Delta\theta| \ll 2\left|\frac{d(k,\pi)}{c(k,\pi)}\right|^{1/2}\left(\frac{\cos(\arg d - \arg a)}{\cos(\arg c - \arg a)}\right)^{1/2} \tag{27}$$

T-инвариантные поправки к выражению (24) должны быть относительно малы. В соответствии с современными представлениями нарушение T-инвариантности происходит на уровне $10^{-4} \div 10^{-3}$ от обычного несохранения пространственной четности (т.е. $|d/c| \sim 10^{-4} \div 10^{-3}$, см. [5—7]). Это означает, что, фиксируя угол рассеяния «назад» с точностью до 1°, можно, в принципе, наблюдать T-неинвариантную спиновую асимметрию при упругом рассеянии «назад». Следует иметь в виду, что при небольшой поперечной поляризации дифференциальное сечение упругого рассеяния на угол $(\pi - \Delta\theta)$ содержит также P-четный и T-четный член, соответствующий лево-правой асимметрии. Однако если эффективность регистрации не зависит от плоскости рассеяния, а сама плоскость рассеяния не фиксируется, то после усреднения по азимутальному углу зависимость от поперечной поляризации полностью исчезает. Заметим также, что в реалистических моделях нарушения T-инвариантности за счет смешивания S- и P-волнового резонансов [5,7] фазы амплитуд c и d отличаются на $\pi/2$, так что в формулу (27) входит $(\mathrm{tg}\,(\arg c - \arg a))^{1/2}$. В области P-волнового резонанса $\arg c \approx \pi/2$, $\arg a << 1$ и ограничение на степень отклонения угла $\Delta\theta$ от 180° становится еще более слабым.

Однако параметры $\varepsilon(k, \pi)$ и $\xi(k, \pi)$ для упругого рассеяния «назад» на бесспиновой мишени, по-видимому, не превышают $10^{-8} \div 10^{-7}$, хотя с учетом известных механизмов резонансного и динамического усиления [5—7] обычная T-четная спиновая асимметрия в полных сечениях взаимодействия продольно-поляризованных нейтронов с ядрами (и в эффективных сечениях реакций (n, γ) на ядрах) может достигать 10% [8]. Дело в том, что в случае упругого рассеяния возникает дополнительный фактор подавления всех эффектов несохранения пространственной четности

$$Q = \frac{\mathrm{Im}\,(a(k, 0))}{|a(k, \theta)|}, \tag{28}$$

связанный с малостью нейтронных ширин и большим вкладом потенциального S-волнового рассеяния. При энергиях нейтронов порядка 1 эВ

$$|a(k, \theta)| \sim 10^{-12}\ \text{см}, \quad \mathrm{Im}\,(a(k, 0)) \sim 10^{-15}\ \text{см},$$

так что

$$Q \sim 10^{-3} << 1.$$

Мы не будем проводить здесь детальных модельных вычислений*. Заметим только, что интересующая нас P- и T-нечетная асимметрия (см. формулу (24)) имеет величину порядка

$$|\varepsilon(k, \pi)| \sim |\eta| QR, \tag{29}$$

где $R \sim |d/c|$ — параметр нарушения T-инвариантности, η — коэффициент продольной спиновой асимметрии в полном сечении взаимодействия нейтро-

*В рамках модели смешивания S-волнового и P-волнового резонансов (см. [5,7]) расчеты продольной T-неинвариантной асимметрии при рассеянии нейтронов «назад» на бесспиновом ядре тория были выполнены ранее А.Л.Барабановым и В.Р.Скоем [9]. Их результаты согласуются с нашими оценками.

нов с бесспиновыми ядрами, который, в соответствии с оптической теоремой и формулой (20), определяется как

$$\eta = 2\,\frac{\operatorname{Im} c(k,0)}{\operatorname{Im} a(k,0)}\,. \tag{30}$$

Таким образом, если считать, что $R \sim 10^{-4} \div 10^{-3}$, то параметр

$$\varepsilon(k,\pi) \sim \eta(10^{-7} \div 10^{-6}),$$

где $\eta \sim 10^{-1}$, так что рассматриваемый T-неинвариантный эффект вряд ли может быть обнаружен экспериментально в ближайшее время.

Авторы благодарны В.Е.Бунакову, Г.А.Лобову, Л.Б.Пикельнеру, Ю.Н.Покотиловскому и В.Р.Скою за обсуждение проблемы нарушения T-инвариантности.

Данная работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (В.Л.Л., грант № 97-02-16699).

ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. — Квантовая механика. М.: Наука, 1989, §140.
2. Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. — Квантовая электродинамика. М.: Наука, 1980, § 69.
3. Wolfenstein L. — Phys. Rev., 1949, v.75, p.1664.
4. Wolfenstein L., Ashkin J. — Phys. Rev., 1952, v.85, p.947.
5. Лобов Г.А. — Ядерная физика, 1984, т.40, с.899.
6. Бунаков В.Е., Гудков В.П. — Письма в ЖЭТФ, 1982, т.36, с.268.
7. Bunakov V.E. — Particles & Nuclei (ЭЧАЯ), 1995, v.26, p.285.
8. Alfimenkov V.P. et al. — Nucl. Phys., 1983, v.A398, p.93.
9. Барабанов А.Л., Ской В.Р. — Частное сообщение, 1997.

Рукопись поступила в издательский отдел
9 апреля 1998 года.

Любошиц В.В., Любошиц В.Л. Р4-98-88
Замечания о T-инвариантности и поляризационных эффектах
при упругом рассеянии частицы со спином 1/2 на неполяризованной мишени

В рамках T-инвариантности выполнен анализ общей зависимости эффективного сечення упругого рассеяния частицы со спином 1/2 иа неполяризованной мишени от начальной и конечной поляризаций частицы. Исходя только из T-симметрии дифференциального сечения рассеяния, без традиционного анализа спииовой структуры амплитуд рассеяния, дано простое доказательство теоремы Вольфенштейна, согласно которой степень поперечной поляризации, возникающей при упругом рассеянии неполяризованной частицы на неполяризованной мишени, совпадает с коэффициентом лево-правой асимметрии при упругом рассеянии той же, но поперечно-поляризованной частицы на той же мишени. В то же время установлено, что в случае нарушения P-четности (при сохранении T-инвариантности) аналогичного универсального соотношения для степени продольной поляризации и коэффициента P-нечетной спиновой асимметрии при рассеянии продольно-поляризованных частиц не существует. Показано, далее, что при T-инвариантности амплитуда и сечение рассеяния нейтронов «назад» на бесспиновых ядрах не зависят от спина и наблюдение подобной зависимости однозначно свидетельствовало бы о нарушении T-ииварнантности. Однако, согласно проведенным оценкам, T-неинвариантная спиновая асимметрия при рассеянии «назад» весьма мала (порядка 10^{-8}—10^{-7}).

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики им. И.М.Франка ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1998

Lyuboshitz V.V., Lyuboshitz V.L. P4-98-88
Notes on T-Invariance and Polarization Effects
in the Elastic Scattering of a Particle with Spin 1/2 on the Unpolarized Target

In the frames of T-invariance, the analysis of the general dependence of the elastic scattering effective cross-section of a particle with spin 1/2 on the unpolarized target with arbitrary spin upon the initial and final polarizations of the particle has been performed. On the base of the T-symmetry of the differential scattering cross-section only, without traditional consideration of the spin structure of scattering amplitudes, a simple proof of the Wolfenstein theorem is obtained (this theorem states that the degree of transverse polarization, arising in the elastic scattering of an unpolarized particle on the unpolarized target, is equal to the coefficient of left-right asymmetry in the elastic scattering of the same but transversally polarized particle on the same target). Meantime, it is ascertained that in the case of P-parity violation (conserving T-invariance) there exists no analogous universal relation between the degree of longitudinal polarization and the coefficient of P-odd spin asymmetry in the scattering of longitudinally polarized particles. It is shown, further, that under T-invariance the amplitude and cross-section of «backward» scattering of neutrons on zero-spin nuclei do not depend on spin, and the observation of such a dependence would testify unambiguously to the T-invariance violation. However, according to the fulfilled estimates, the T-noninvariant spin asymmetry in the «backward» scattering is very small (about 10^{-8}—10^{-7}).

The investigation has been performed at the Frank Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1998

Редактор Е.В.Калинникова. Макет Н.А.Киселевой

Подписано в печать 12.05.98
Формат 60 × 90/16. Офсетная печать. Уч.-изд. листов 0,75
Тираж 370. Заказ 50634. Цена 90 к.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Дубна Московской области