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

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

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

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

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

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)

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

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

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

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 $10^{-4}\div10^{-3}$ от обычного несохранения пространственной четности (т.е. $|d/c|\sim10^{-4}\div10^{-3}$, 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 $\arg c\approx\pi/2$, $\arg a\ll 1$ 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 $10^{-8}\div10^{-7}$, 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

$$|a(k,\theta)|\sim10^{-12}\ \text{см},\quad \mathrm{Im}\,(a(k,0))\sim10^{-15}\ \text{см},$$

так что

$$Q\sim10^{-3}\ll 1.$$

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. Ланаду 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.