

МЕХАНИЗМЫ УСИЛЕНИЯ P -И T -ИНВARIANTНЫХ ЭФФЕКТОВ В ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ С НЕЙТРОНАМИ

В.Е.Бунаков, В.П.Гудков

Показана возможность усиления эффектов T - и P -инвариантности в рассеянии медленных нейтронов на сложных ядрах.

В последнее время появились две работы^{1,2}, в которых рассматривается возможность наблюдения эффектов совместного нарушения пространственной четности и временной инвариантности при прохождении поляризованного пучка нейтронов через поляризованную мишень. Эти эффекты соответствуют T - и P -инвариантной комбинации спина ядра \mathbf{I} , спина нейтрона $\vec{\sigma}$ и волнового вектора нейтрона \mathbf{k} : $\vec{\sigma}[\mathbf{k} \times \mathbf{I}]$.

Первый эффект заключается в возникновении прецессии спина нейтрона вокруг оси $[\mathbf{k} \times \mathbf{I}]$. При поляризации мишени перпендикулярно к \mathbf{p} составляющая спина нейтрона в плоскости (\mathbf{k}, \mathbf{I}) будет поворачиваться на угол χ , зависящий от длины образца z , причем

$$\frac{d\chi}{dz} = \frac{4\pi N}{k} \operatorname{Re}(f_{\uparrow} - f_{\downarrow}), \quad (1)$$

где N – плотность ядер в мишени, а f_{\uparrow} и f_{\downarrow} – амплитуды рассеяния под нулевым углом нейтронов с поляризацией по и против оси $[\mathbf{k} \times \mathbf{I}]$.

Второй эффект заключается в том, что полные сечения для нейтронов, поляризованных по и против $[\mathbf{k} \times \mathbf{I}]$, различаются на величину

$$\Delta_T = \frac{4\pi}{k} \operatorname{Im}(f_{\uparrow} - f_{\downarrow}). \quad (2)$$

Мы покажем, что для этих величин характерно как динамическое, так и резонансное усиление, аналогичные усилениям эффектов несохранения пространственной четности^{3,4}.

Используя микроскопическую теорию ядерных реакций⁵ и подход к исследованию нарушения P -четности в ядерных реакциях⁴, для медленных нейтронов в первом порядке по слабому взаимодействию W , пренебрегая тривиальным спиновым множителем, получим:

$$\frac{d\chi}{dz} = \frac{4\pi N}{k^2} \frac{w(\Gamma_s^n \Gamma_p^n)^{1/2} [(E - E_s)(E - E_p) - \Gamma_s \Gamma_p / 4]}{[(E - E_s)^2 + \Gamma_s^2 / 4][(E - E_p)^2 + \Gamma_p^2 / 4]},$$

$$\Delta_T = - \frac{2\pi}{k^2} \frac{w(\Gamma_s^n \Gamma_p^n)^{1/2} [(E - E_p)\Gamma_s + (E - E_s)\Gamma_p]}{[(E - E_s)^2 + \Gamma_s^2 / 4][(E - E_p)^2 + \Gamma_p^2 / 4]}, \quad (3)$$

где s и p – индексы компаунд-резонансов, $E_{s,p}$ – энергия резонансов, Γ и Γ^n – полная и нейтронная ширины резонансов, w – матричный элемент слабого потенциала, нарушающего P - и T -инвариантность. В нашем выборе фаз волновых функций $w = -\operatorname{Im} \langle \psi_s | W | \psi_p \rangle$, где $\psi_{s,p}$ – волновые функции компаунд-ядра.

В выражениях (3) для упрощения анализа, учтен только вклад двух соседних резонансов с одинаковым спином и разной четности. Видно, что величины $d\chi/dz$ и Δ_T можно связать с P -инвариантными, но T -инвариантными величинами $d\Phi/dx$ (Φ – угол вращения плоскости, поляризации нейтрона) и $\Delta_{tot} = \sigma_- - \sigma_+$ (разность полных сечений для нейтронов с разной спиральностью)⁴

$$\frac{d\chi}{dz} = \frac{d\Phi}{dz} \frac{w}{v}, \quad \Delta_T = \Delta_{tot} \frac{w}{v}, \quad (4)$$

где $v = -\text{Re} \langle \psi_s | W | \psi_p \rangle$ — P -неинвариантный, но и T -инвариантный матричный элемент.

Часто принято рассматривать величину $d\Phi/dz$ на длине свободного пробега нейтронов $l(\Phi)$

и $P = \Delta_{tot} / 2\sigma_{tot}$. По аналогии с этим можно ввести величины

$$\chi = \frac{d\chi}{dz} l = \Phi \frac{w}{v}, \quad \eta_T = \frac{\Delta_T}{2\sigma_{tot}} = P \frac{w}{v}, \quad (5)$$

где η_T — относительная разность сечений для нейтронов с поляризацией по и против $[k \times I]$.

Таким образом, из (3) и (4) видно, что для P - и T -неинвариантного взаимодействия w , также, как и для v ⁴, в реакциях, идущих через компаунд-ядро, существует два фактора усиления эффектов. Во-первых, динамическое усиления w/D — за счет близости s - и p -уровней компаунд-ядра ($D = |E_p - E_s|$). Во-вторых, резонансное усиление (D/Γ) для $d\chi/dz$ и $(D/\Gamma)^2$ для Δ_T , обусловленное спецификой ядерных реакций. Величина χ и η_T (в отличие от величин $d\chi/dz$ и Δ_T) будут „чувствовать” резонансное усиление только в окрестности p -резонанса. Аналогичное свойство для величин Φ и P , в отличие от $d\Phi/dz$ и Δ_{tot} , отмечалось в работах⁴.

Величины Φ и P измерялись в экспериментах и оценивались теоретически (напр., см.⁴ и ссылки в них). Для того, чтобы оценить ожидаемые значения величин $d\chi/dz$ и Δ_T (или χ и η_T), необходимо оценить величину $\delta = w/v$. Поскольку мы ничего не знаем о нуклон-нуклонном T -неинвариантном взаимодействии, для оценки величины δ мы введем следующую гипотезу: отношение ядерных матричных элементов взаимодействий w и v равно отношению констант этих взаимодействий на нуклонном уровне:

$$\delta = \frac{w}{v} = \frac{G_T}{G_F}, \quad (6)$$

где G_F — константа T -инвариантного и P -неинвариантного взаимодействия, G_T — константа P - и T -неинвариантного взаимодействия. Согласно теориям о спонтанном нарушении CP -инвариантности в слабых взаимодействиях⁶, удовлетворительно описывающим экспериментальные данные по распадам K -мезонов

$$\delta \sim \frac{m_q m_p}{m_H^2},$$

где m_q — масса кварка, m_p — масса нуклона, а m_H — масса хиггсовского бозона, ответственного за CP -неинвариантное взаимодействие с кварками. (Получение более строгой оценки требует добавочного рассмотрения, которое будет предпринято в дальнейшем). Подставляя разумные значения m_q и m_H получим $\delta \sim 10^{-2} \div 10^{-3}$.

Теперь, используя нашу гипотезу и значения δ , оценим, например, величину η_T и χ для p -резонанса 0.75 эВ ¹³⁹La где наблюдалось⁷ большое экспериментальное значение $P(\text{La}) \sim 10^{-1}$. Тогда из (66)

$$\eta_T(\text{La}) \sim 10^{-3} \div 10^{-4},$$

$$\chi(\text{La}) \sim 10^{-3} \div 10^{-4} \text{ рад}.$$

Обнаружение этих эффектов будет однозначно указывать на существование „миллислабого” взаимодействия, нарушающего T -инвариантность.

Следует отметить, что резонансное поведение $d\chi/dz$ и Δ_T позволяет отделить эффект от возможного фона, связанного, например, с наличием внутренних полей в мишени.

Авторы признательны А.А.Ансельму, А.Н.Москалеву и Р.М.Рындину за обсуждение рассмотренных здесь вопросов.

Литература

1. *Kabir P.K.*, Phys. Rev., 1982, **D25**, 2013.
2. *Stodolsky L.* Nucl. Phys., 1982, **B197**, 213.
3. *Blin-Stoyle R.J.* Phys. Rev., 1960, **120**, 181; *Шапиро И.С.* УФН, 1968, **95**, 647; *Лобов Г.А.* Известия АН СССР, сер. физ., 1970, **34**, 1141; *Сушков О.П., Фламбаум В.В.* Письма в ЖЭТФ, 1980, **32**, 377.
4. *Bunakov V.E., Gudkov V.P.* Z. Phys., 1981, **A303**, 285; *Бунаков В.Е., Гудков В.П.* Препринт ЛИЯФ-763, 1982, Ленинград.
5. *Mahaux C., Weidenmuller H.A.* Shell-model approach to nuclear reactions, 1969, Amsterdam – London.
6. *Weinberg S.* Phys. Rev. Lett., 1976, **37**, 657; *Ансельм А.А.* Физика высоких энергий (Материалы XIII Зимней школы ЛИЯФ), стр. 42, 1978, Ленинград.
7. *Алфименков В.П., Борзаков С.Б., Во Ван Тхуан, Мареев Ю.В., Пикельнер Л.Б., Хрыкин А.С., Шаранов Э.И.* Письма в ЖЭТФ, 1982, **35**, 42.

Институт ядерной физики им. Б.П.Константинова
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
8 августа 1982 г.