

Резонансная фаза и знаки P -нечетных и P -четных эффектов, наблюдаемые в реакциях с нейтронами

Л. М. Смотрицкий¹⁾

Петербургский институт ядерной физики РАН, 188350 Гатчина, Ленинградская обл., Россия

Поступила в редакцию 7 марта 2002 г.

После переработки 9 апреля 2002 г.

Показано, что введение резонансной фазы для двух квазистационарных состояний с одинаковым спином и противоположной четностью позволяет согласовать с теорией экспериментально наблюдаемую знаковую зависимость как P -нечетных, так и P -четных эффектов в реакциях с нейтронами. Совместное описание таких эффектов позволяет определить из эксперимента неизвестные (свободные) параметры теории.

PACS: 11.30.–j

В работе [1] было показано, что введение резонансной фазы для двух квазистационарных состояний (s - и p -резонансов) с одинаковым спином и противоположной четностью позволяет согласовать с теорией экспериментально наблюдаемую знаковую зависимость P -нечетных эффектов (эффектов, нарушающих пространственную четность) в реакциях с нейтронами. Там же было отмечено, что учет резонансной фазы позволяет согласовать имеющееся расхождение в совместном описании и P -четных эффектов (сохраняющих пространственную четность) в p -резонансах ядер ^{113}Cd и ^{117}Sn [2–5].

Напомним, что P -нечетные эффекты (корреляции) возникают за счет смешивания слабым взаимодействием s - и p -резонансов – ядерных уровней в непрерывном спектре (компаунд-резонансов), расположенных вблизи энергии связи нейтрона с ядром. P -четные же эффекты возникают за счет перекрытия волновых функций тех же самых s - и p -резонансов (P -четное смешивание). Совместное исследование и описание как P -нечетных, так и P -четных корреляций [6], как будет показано ниже, позволяют определить либо уточнить ряд неизвестных (свободных) параметров теории.

Угловые и поляризационные корреляции при взаимодействии нейтронов с ядрами рассмотрены в работе [7]. Из всех возможных 17 корреляций ниже мы рассмотрим четыре, для которых имеются экспериментальные данные. Угловое распределение вылетающих γ -квантов в реакции (n, γ) на ядрах можно записать в следующем виде:

$$W(\theta, \varphi) \sim 1 + A_\gamma \sigma_n \cdot \mathbf{k}_\gamma + P_{tot} \sigma_n \cdot \mathbf{k}_n + FB \mathbf{k}_n \cdot \mathbf{k}_\gamma + LR \sigma_n \cdot [\mathbf{k}_n \times \mathbf{k}_\gamma]. \quad (1)$$

Здесь σ_n и \mathbf{k}_n – спин и импульс нейтрона; \mathbf{k}_γ – импульс вылетающего γ -кванта. Коэффициенты A_γ и P_{tot} обусловлены слабым взаимодействием и описывают, соответственно, P -нечетную угловую асимметрию γ -квантов и эффект в полном сечении при прохождении продольно поляризованных нейтронов с противоположной спиральностью через образец. Коэффициенты FB и LR обусловлены P -четным смешиванием и описывают вперед-назад (Forward-Backward) и лево-правую (Left-Right) асимметрии γ -квантов, соответственно.

Коэффициенты корреляций в (1) можно выразить через три основные амплитуды реакции [7]. Амплитуда f_1 описывает захват нейтрона в s -компаунд-состояние ядра A и его распад на ядро $A+1$ с вылетом γ -кванта, например, мультипольностью $M1$. Амплитуда f_2 описывает захват нейтрона в p -состояние с вылетом γ -кванта мультипольностью $E1$. Амплитуда f_3 описывает захват нейтрона в s -состояние, заселение за счет слабого взаимодействия p -состояния и его распад с вылетом γ -кванта мультипольностью $E1$. Тогда для коэффициентов корреляций в (1) можно получить следующие выражения²⁾:

$$A_\gamma \sim 2\text{Re}(f_1 \cdot f_3^*), \quad (2)$$

$$P_{tot} \sim -2x\text{Re}(f_2 \cdot f_3^*), \quad (3)$$

$$FB \sim 2(-x + y/\sqrt{2})\text{Re}(f_1 \cdot f_2^*), \quad (4)$$

²⁾ Амплитуда f_4 не учитывалась ввиду ее малости по сравнению с f_3 .

¹⁾ e-mail: smotrits@mail.pnpi.spb.ru

$$LR \sim 2(x + y/\sqrt{2^3})\text{Im}(f_1 \cdot f_2^*). \quad (5)$$

Здесь x и y – параметры смеси каналов; $x = \sqrt{\Gamma_{p1/2}^n/\Gamma_p^n}$, $y = \sqrt{\Gamma_{p3/2}^n/\Gamma_p^n}$ и $x^2 + y^2 = 1$, где $\Gamma_{p1/2}^n$ и $\Gamma_{p3/2}^n$ – парциальные нейтронные ширины p -резонанса по каналу полного момента нейтрона $j = 1/2$ и $j = 3/2$, соответственно; Γ_p^n – полная нейтронная ширина p -резонанса.

Как отмечалось в [1], для описания знаковой зависимости корреляций в согласии с экспериментом в формулах (2)–(5) следует учесть резонансную фазу.

Согласно [8, 9], резонансная фаза ϕ_{res} возникает при диагонализации функции Грина компаунд-состояния ядра. Введем ϕ_{res} в общем виде как $\phi_{\text{res}} = \arg(b/a)$. Параметры b и a мы определим ниже. Тогда

$$\phi_{\text{res}} = \text{atan}[\text{Im}(b/a)/\text{Re}(b/a)]. \quad (6)$$

Здесь резонансная фаза определена в области $-\pi/2 \leq \phi_{\text{res}} \leq +\pi/2$. Однако можно ввести резонансную фазу ϕ'_{res} с областью определения $0 \leq \phi'_{\text{res}} \leq \pi$:

$$\phi'_{\text{res}} = \text{acot}[\text{Re}(b/a)/\text{Im}(b/a)]. \quad (7)$$

Подставляя значения параметров $b = E - E_s + i\Gamma_s/2$ и $a = E - E_p + i\Gamma_p/2$ из [8] в (7), получим следующее выражение для резонансной фазы через параметры s - и p -резонансов:

$$\phi'_{\text{res}}(E) = \text{acot} \frac{(E - E_s)(E - E_p) + \Gamma_s\Gamma_p/4}{(E - E_p)\Gamma_s/2 - (E - E_s)\Gamma_p/2}. \quad (8)$$

Здесь $E_{s,p}$ и $\Gamma_{s,p}$ – энергии и полные ширины s - и p -резонансов, соответственно.

Учтем резонансную фазу для каждой из корреляций (2)–(5), введя суммарную фазу ϕ_Σ . Рассмотрим корреляцию A_γ . Амплитуда f_3 содержит фазу свободного движения p -волны, равную $-\pi/2$ ($e^{-i\pi/2} = -i$) относительно s -волны, которая компенсируется чисто мнимым матричным элементом слабого взаимодействия. То же самое относится и к амплитуде f_3^* , входящей в (2). Поэтому для A_γ имеем $\phi_\Sigma = \phi'_{\text{res}}$.

Формула (3) для корреляции P_{tot} содержит дополнительную по сравнению с (2) p -волну, связанную с f_2 . Поэтому здесь, наряду с учетом фазы свободного движения p -волны, необходимо учесть разность фаз захвата в p - и s -резонансы. Согласно [8], эта разность равна $\phi_p - \phi_s = m\pi$. Выберем $m = 1$. Тогда для корреляции P_{tot} суммарная фаза будет $\phi_\Sigma = \phi'_{\text{res}} - \pi/2 + \pi$.

В формулы (4), (5) входит комплексно сопряженная амплитуда f_2^* . Потому для корреляции FB суммарная фаза будет равна $\phi_\Sigma = \phi'_{\text{res}} + \pi/2 - \pi$, а для LR будет $\phi_\Sigma = \phi_{\text{res}} + \pi/2 - \pi$.

Выражения для суммарной фазы можно упростить, введя для каждой из корреляций фазовую зависимость. Учитывая, что первые три зависят от Re , а последняя от Im части произведения амплитуд, получим:

$$A_\gamma \phi = \cos \phi'_{\text{res}}, \quad P_{\text{tot}} \phi = -\sin \phi'_{\text{res}}, \quad (9)$$

$$FB \phi = \sin \phi'_{\text{res}}, \quad LR \phi = -\cos \phi_{\text{res}}. \quad (10)$$

Фактически в формулах (9), (10) мы ввели один дополнительный параметр (резонансная фаза), учет которого, как будет показано ниже, позволяет описать знаки корреляций (2)–(5) в согласии с экспериментом. Проблема же корректного введения и учета резонансной фазы в формулы (2)–(5) остается и требует своего решения.

Перейдем теперь к экспериментальным результатам. В работах [2–5] исследовались P -четные корреляции FB и LR в p -резонансах ядер ^{113}Cd [2, 3] и ^{117}Sn [3–5]. Основной целью исследований было определение из эксперимента параметров смеси каналов x и y , входящих в формулы (4), (5).

Рассмотрим более подробно реакцию $^{113}\text{Cd}(n, \gamma)^{114}\text{Cd}$. Спин и четность основного состояния ядра ^{113}Cd равны $J^\pi = 1/2^+$. При захвате нейтронов возбуждаются s -резонанс с энергией $E_s = 0.18$ эВ, $J^\pi = 1^+$, и p -резонанс с энергией $E_p = 7$ эВ, $J^\pi = 1^-$. В эксперименте регистрируется асимметрия в угловом распределении γ -квантов распада резонансов на основное состояние ядра ^{114}Cd с $J^\pi = 0^+$ мультипольностью $M1$ и $E1$, соответственно. Используя формулу (4), в работе [2] из измерений корреляции FB было получено два набора параметров x и y :

$$x = 0.975, \quad y = 0.222, \quad (11)$$

$$x = 0.100, \quad y = -0.995. \quad (12)$$

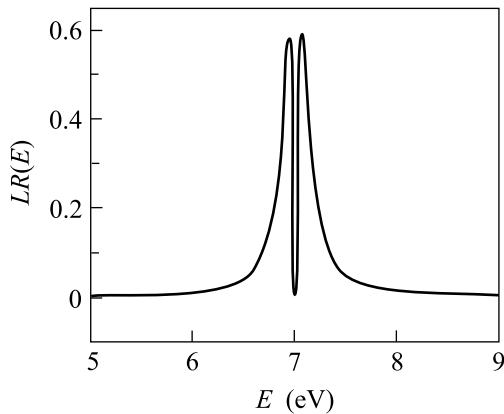
Оба набора использовались для описания измерений корреляции LR и не обеспечивали согласие с экспериментом. Набор (11) правильно описывал знак LR (положительный), но давал большую величину эффекта; набор (12) правильно описывал величину, но давал другой знак. Выберем набор (12). Тогда для коэффициентов смеси каналов получим значения $FB_{ch} = -x + y/\sqrt{2} = -0.8$ и $LR_{ch} = x + y/2\sqrt{2} = -0.25$. С учетом фазовой зависимости (10) знак корреляции FB будет определяться следующим произведением:

$$FB = FB_e \cdot FB_{ch} \cdot FB_\phi. \quad (13)$$

Здесь FB_e – энергетическая зависимость корреляции, в явном виде представленная в работе [10]. Будем следить за знаками сомножителей в формуле (13) при энергии нейтронов вблизи слева от p -резонанса с $E_p = 7$ эВ. Тогда знак FB будет определяться следующей последовательностью $(-)(-)(+) = (+)$. Для LR такой последовательностью будет $(+)(-)(-) = (+)$. Оба знака согласуются с экспериментом [2, 3].

Добавление резонансной фазы мало меняет энергетическую зависимость корреляций (2)-(4) вблизи резонанса, однако приводит к более быстрому падению эффекта вне резонансов. Тем не менее, ее введение является принципиально важным, так как устраняет расходимости при учете вкладов от далеких s -резонансов³⁾.

Для корреляции (5) учет резонансной фазы приводит к существенному изменению энергетической зависимости, вызывая удвоение пика лево-правой асимметрии в резонансе. На рисунке приведена энер-



Энергетическая зависимость корреляции LR для реакции $^{113}\text{Cd}(n, \gamma)$ вблизи p -резонанса с энергией $E_p = 7$ эВ. В расчете, проведенном по формуле (14), использованы следующие параметры резонансов: $E_s = 0.18$ эВ, $\Gamma_s = 0.11$ эВ, $g\Gamma_s^n = 3.1 \cdot 10^{-3}$ эВ, $\Gamma_s^{\gamma 1} = 2.8 \cdot 10^{-4}$ эВ; $E_p = 7$ эВ, $\Gamma_p = 0.18$ эВ, $g\Gamma_p^n = 3.1 \cdot 10^{-7}$ эВ, $\Gamma_p^{\gamma 1} = 4.5 \cdot 10^{-3}$ эВ

гетическая зависимость корреляции LR для реакции $^{113}\text{Cd}(n, \gamma)$. Расчет проводился по формуле

$$LR(E) = \frac{10^{-2}[(E - E_s)\Gamma_p - (E - E_p)\Gamma_s] \cos \phi_{\text{res}}}{(E - E_p)^2 + \Gamma_p^2/4}. \quad (14)$$

Такое удвоение пика LR не противоречит имеющимся экспериментальным данным [2, 3] и может быть

³⁾ Автор выражает благодарность проф. Фламбауму (V. V. Flambaum), отметившему важность проблемы расходимости при объяснении знаковой зависимости P_{tot} в ^{232}Th [11] на совещании в ЕСТ* (Trento, June 5-16, 2000).

обнаружено в эксперименте. Величина корреляции LR вблизи p -резонанса близка к единице. Однако ее измерение представляет серьезную экспериментальную проблему. Необходимо обеспечить хорошее энергетическое разрешение как по энергии нейтронов в методике по времени пролета, так и при регистрации прямого γ -перехода на основное состояние ядра. Этим требованиям удовлетворяет импульсный источник поляризованных нейтронов и экспериментальная установка в LANSCE. Наблюдение удвоения пика LR будет прямым доказательством правильности излагаемого здесь подхода.

Перейдем теперь к реакции $^{117}\text{Sn}(n, \gamma)^{118}\text{Sn}$. Спиновая структура ее аналогична предыдущей. Корреляции возникают здесь за счет смешивания p -резонанса с энергией $E_p = 1.3$ эВ с отрицательным s -резонансом с энергией $E_s = -29.2$ эВ. В этом случае два набора параметров x и y получены из измерений LR [3–5]:

$$x = 0.53 \pm 0.04, \quad y = -0.81 \pm 0.03, \quad (15)$$

$$x = 0.01 \pm 0.01, \quad y = 1.00 \pm 0.02. \quad (16)$$

Оба набора использовались для описания измерений корреляции FB . Набор (15) правильно описывал знак корреляции, но давал несколько большее значение эффекта, особенно вблизи p -резонанса. Набор (16) правильно описывал величину FB , но давал другой знак. Выберем набор (16). Для коэффициентов смеси каналов в случае ^{117}Sn получим значения $FB_{ch} = 0.7$ и $LR_{ch} = 0.36$. Тогда знак FB , согласно формуле (13), будет определяться следующей последовательностью: $(-)(+)(+) = (-)$. Для LR такая последовательность будет $(+)(+)(-) = (-)$. Отрицательные знаки FB и LR не согласуются с экспериментом [4, 5]. Расхождение с экспериментом связано с тем, что в реакции $^{117}\text{Sn}(n, \gamma)$ в смешивании участвует отрицательный s -резонанс.

Проблема описания знаков P -нечетных эффектов для случая отрицательного s -резонанса хорошо известна [11]. Наглядно это можно проследить на примере корреляции P_{tot} . Учет резонансной фазы (9) приводит к следующему простому правилу знаков, которое согласуется с экспериментом. Для ядер, у которых s -резонанс расположен справа (слева) от p -резонанса, в котором исследуется P_{tot} , знак эффекта будет положительным (отрицательным). Однако для отрицательного s -резонанса, хотя он и расположен слева, знак эффекта снова положительный (см. рисунок в [11]). Другими словами, по знаку эффекта отрицательный s -резонанс ведет себя как положительный

s -резонанс, расположенный справа от p -резонанса на расстоянии $E_p + |E_s|$. Такую модель отрицательного s -резонанса можно использовать для описания эксперимента.

Однако с физической точки зрения будет более правильным приписать отрицательному s -резонансу фазу захвата, отличную от обычного s -резонанса. Положим для отрицательного s -резонанса $\phi_p - \phi_s = 0$. Тогда в этом случае в последних трех фазовых зависимостях в (9), (10) необходимо изменить все знаки на противоположные.

Вернемся теперь к реакции $^{117}\text{Sn}(n, \gamma)$. Учет здесь отрицательного s -резонанса приведет к тому, что знаки корреляций FB и LR теперь будут совпадать с экспериментом.

До сих пор мы достаточно подробно рассматривали зависимость знаков корреляций от свойств и характеристик конкретного ядра, таких как положение, спин, четность резонансов, резонансная фаза и т.д. Однако корреляции (2)–(5) зависят и от амплитуд захвата нейтронов в s - и p -резонансы и амплитуд их распада в конечное состояние. Используя обозначения работы [7], их можно записать в следующем виде:

$$A_{\gamma w} = \frac{\langle p|H_w|s \rangle \langle f, \gamma|H_{em}|p \rangle}{\langle f, \gamma|H_{em}|s \rangle}, \quad (17)$$

$$P_{totw} = \frac{\langle p|H_w|s \rangle \langle s|H_s|n \rangle}{\langle p|H_s|n \rangle}, \quad (18)$$

$$P_{even} = \frac{\langle f, \gamma|H_{em}|p \rangle \langle p|H_s|n \rangle}{\langle f, \gamma|H_{em}|s \rangle \langle s|H_s|n \rangle}. \quad (19)$$

Напомним, что в выражениях (18), (19) мы учли явно разность фаз захвата нейтронов в s - и p -резонансы, включив ее в суммарную фазу. С учетом этого, из эксперимента следует, что знак выражений (17) и (18) – отрицательный и не зависит от конкретного ядра⁴). Этот факт подтвержден для широкого круга ядер, например, рассмотренных в [11]. Знак же выражения (19) для P -четных корреляций – положительный и не противоречит обсуждавшимся выше экспериментальным данным по ядрам ^{113}Cd и ^{117}Sn .

Полная скоррелированность знаков амплитуд в (17)–(19) является удивительным экспериментальным фактом, требующим теоретического объяснения в рамках теории ядра.

⁴Отрицательным знак выражений (17), (18) будет, если определить матричный элемент слабого взаимодействия как $W_{sp} \equiv \langle p^-|H_w|s^+ \rangle$, где \pm – четности резонансов.

Приведем здесь соображения (не доказательства), проясняющие как-то ситуацию. Обратим внимание на определенную симметрию выражений (17)–(19): волновые функции состояний $|s \rangle$, $|p \rangle$, $|f, \gamma \rangle$, а также операторы сильного H_s и электромагнитного H_{em} взаимодействий всегда входят дважды. “Неспаренным” является только оператор слабого взаимодействия H_w . Его вкладу, по-видимому, и следует приписать знак минус в выражениях (17), (18).

Напомним, что точно такой же знак (минус) наблюдался для корреляции P_{tot} в полулептонных слабых процессах – взаимодействии продольно поляризованных электронов с дейтерием [12]. Такие процессы прямо рассчитываются в рамках партонной модели, чего нельзя сказать о нелептонных слабых процессах без изменения странности, обсуждаемых выше. В этом случае переход от кваркового уровня описания слабого взаимодействия на нуклонный, а затем и на ядерный, представляет серьезную теоретическую проблему [13], которая в настоящее время не может быть решена достаточно корректно. Результаты, представленные выше, частично решают эту проблему.

В заключение автор выражает признательность В. М. Лобашеву, В. А. Назаренко и А. Н. Пирожкову за интерес и поддержку работ в этом направлении.

Работа выполнена при поддержке Государственной программы “Фундаментальная ядерная физика” (грант # 134-08).

1. Л. М. Смотрицкий, Письма в ЖЭТФ **74**, 53 (2001).
2. В. П. Алфименков, С. Б. Борзаков, Ю. Д. Мареев и др., ЯФ **52**, 927 (1990).
3. В. П. Ской, Э. И. Шарапов, Физика элементарных частиц и атомного ядра (ФЭЧАЯ) **22**, 1400 (1991).
4. В. П. Алфименков, С. Б. Борзаков, Во Ван Тхуан и др., Письма в ЖЭТФ **39**, 346 (1984).
5. Д. И. Ляпин, И. М. Саламатин, А. П. Сиротин и др., Препринт ОИЯИ РЗ-90-125, Дубна, 1990.
6. Л. М. Смотрицкий, Препринт ПИЯФ-2466, Гатчина, 2002.
7. V. V. Flambaum and O. P. Sushkov, Nucl. Phys. **A435**, 352 (1985).
8. О. П. Сушков, В. В. Фламбаум, УФН **136**, 3 (1982).
9. V. V. Flambaum and O. P. Sushkov, Nucl. Phys. **A412**, 13 (1984).
10. V. E. Bunakov and V. P. Gudkov, Nucl. Phys. **A401**, 93 (1983).
11. Л. М. Смотрицкий, ЯФ **64**, 1501 (2001).
12. C. Y. Prescott, W. B. Atwood, R. L. A. Cottrell et al., Phys. Lett. **77B**, 347 (1978).
13. G. A. Lobov, Nucl. Phys. **A577**, 449 (1994).