ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И АТОМНОГО ЯДРА
2023. Т. 54, вып. 3. С. 621–627

ОБ ИСТИННЫХ И КАЖУЩИХСЯ УСИЛЕНИЯХ ЭФФЕКТОВ НАРУШЕНИЯ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ СИММЕТРИЙ

В. Е. Бунаков *

Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова
Национального исследовательского центра «Курчатовский институт»,
Гатчина, Россия

Показано, что отнюдь не всякое усиление эффектов нарушения фундаментальных симметрий позволяет увеличить точность их измерения. В качестве критерия точности измерения эффекта предлагается использовать не его величину, а величину относительной ошибки его измерения.

It is shown that any enhancement of the fundamental symmetry breaking effects by no means allows one to increase their measurements' accuracy. The statistical error of effect's measurement is suggested to be used as a criterion of its accuracy rather than the value of the effect itself.

PACS: 24.80.+y

Наиболее распространенным способом поиска эффектов нарушения P-четности долгое время являлись эксперименты с гамма-переходами между связанными возбужденными состояниями ядер. Наличие слабого взаимодействия V_W приводит к тому, что волновая функция ψ_i такого состояния содержит помимо волновой функции определенной четности ψ_1 малую примесь волновой функции состояния ψ_2 с противоположной четностью:

$$\psi_i = \psi_1 + c\psi_2. \tag{1}$$

Коэффициент примеси в первом порядке теории возмущения определяется как

$$c = \frac{\langle\psi_1|V_W|\psi_2\rangle}{|E_1 - E_2|} \equiv \frac{v_P}{D}. \tag{2}$$

Здесь v_P — матричный элемент слабого взаимодействия, нарушающего P-четность, а D — разность энергий между смешивающимися ядерными уровнями разной четности. Величину v_P можно приближенно связать с матричным элементом сильного взаимодействия v с помощью величины $F \approx 10^{-7}$, определяющей отношение констант слабого и сильного взаимодействий:

$$v_P \approx Fv. \tag{3}$$

* E-mail: vadim.bunakov@mail.ru

Впервые систематическое исследование возможных усилений эффектов несохранения четности в радиационных переходах между сложными состояниями возбужденных ядер было проведено И. С. Шапиро [1] (аналогичные указания на усиления содержатся и в монографии [2]). Согласно работе [1] эти эффекты определяются отношением вероятности P-запрещенного перехода, связанного с «примесной» компонентой ψ_2, к полной вероятности перехода из состояния ψ_i:

$$R = \frac{c(A_a \cdot A_f)}{(A_a + cA_f)^2} \approx \frac{cA_f}{A_a} \equiv \frac{n}{d}. \tag{4}$$

Здесь A_f и A_a — амплитуды переходов из состояний ψ_2 и ψ_1 соответственно. В работе [1] определены 3 вида усиления: кинематическое, структурное и динамическое. Кинематическое и структурное усиления появляются, когда амплитуда «разрешенного» перехода A_a оказывается почему-либо подавленной по сравнению с A_f. Следует отметить, что оба эти усиления возникают за счет уменьшения знаменателя d в выражении (4). Лишь динамическое усиление связано с увеличением коэффициента смешивания c в числителе этого выражения. Оно возникает для переходов между сложными состояниями ядра, поскольку среднее расстояние D между уровнями намного меньше в этом случае, чем в случае простых одночастичных состояний.

Обычно считается, что максимальная величина эффекта (4) позволяет измерить его с максимальной точностью, т. е. что всякое усиление приводит к увеличению точности измерения. Покажем, что это убеждение ошибочно.

Действительно, точность измерения эффекта определяется его относительной статистической ошибкой $\delta_R = \sigma_R/R$. Рассмотрим величину эффекта (4) как отношение числителя n и знаменателя d, распределенных по нормальному закону вокруг своих средних значений $\overline{n}$ и $\overline{d}$ со среднеквадратичными отклонениями σ. Тогда относительная ошибка в измерении эффекта будет

$$\delta_R \equiv \frac{\sigma_R}{R} = \sqrt{\frac{\sigma^2}{\overline{n}^2} + \frac{\sigma^2}{\overline{d}^2}}\,. \tag{5}$$

Видно, что динамическое усиление числителя n действительно приводит к уменьшению относительной ошибки эффекта, т. е. к увеличению точности его измерения. Однако любые усиления, связанные с уменьшением знаменателя d, могут лишь увеличить относительную ошибку эффекта. Практически во всех реальных случаях даже уменьшенный за счет структурных подавлений знаменатель будет все же намного больше числителя, содержащего константу $F \approx 10^{-7}$. Поэтому относительная ошибка эффекта попросту равняется относительной ошибке числителя:

$$\delta_R \simeq \frac{\sigma}{\overline{n}} \equiv \delta_n. \tag{6}$$

Это выражение показывает, что точность измерения эффекта нарушения, стоящая в числителе, практически не зависит от выбора нормирующего множителя, стоящего в знаменателе. Этот факт особенно важно учитывать в случае измерений эффектов, возникающих при пропускании резонансных поляризованных нейтронов через мишень, более подробно рассмотренном ниже. Именно в таких экспериментах очень часто предлагалось нормировать величину наблюдаемых эффектов нарушения на как можно меньший знаменатель (см. примеры в работах [3, 4]).

Итак, если мы хотим выбрать среди возможных способов измерения эффекта несохранения четности в радиационных переходах такой, который позволит нам (при прочих равных условиях) измерить этот эффект с максимальной точностью, то имеет смысл сравнивать между собой не величины измеряемых эффектов, а относительные ошибки их измерения. При этом, разумеется, наибольшую точность измерения мы получим в случае наименьшей относительной ошибки.

Преимуществом использования критерия относительной ошибки является и то, что он показывает правильную зависимость точности измерения от различных экспериментальных параметров (интенсивности потока измеряемых частиц, времени измерения, необходимого для достижения заданной точности, геометрии эксперимента и т. д.). Для примера рассмотрим эксперименты по измерению P-нечетной корреляции $(\mathbf{s}_n \cdot \mathbf{k}_n)$ между вектором поляризации $\mathbf{s}_n$ и импульсом нейтронов $\mathbf{k}_n$ при пропускании поляризованных нейтронов через неполяризованную мишень. Экспериментально измеряемый эффект определяется отношением

$$P = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}. \tag{7}$$

Здесь $N_\pm$ — число нейтронов с начальной спиральностью $\pm$, прошедших через мишень за все время измерения.

Проанализируем зависимость этого эффекта от толщины мишени x. Значения $N_\pm(x)$ — числа нейтронов с данной спиральностью, прошедших через мишень толщиной x, — определяются соотношением

$$N_\pm(x) = N_0 \exp\left(-x\rho\sigma_{\mathrm{tot}}^{\pm}\right), \tag{8}$$

где N_0 — число нейтронов, упавших на мишень в течение всего времени измерения; ρ — плотность мишени (число ядер, приходящихся на единичный объем); $\sigma_{\mathrm{tot}}^{\pm}$ — полное сечение взаимодействия нейтронов данной спиральности с ядрами мишени. Представим полное сечение в виде

$$\sigma_{\mathrm{tot}}^{\pm} = \sigma_{\mathrm{tot}}^{0} \mp \frac{\Delta_{\mathrm{tot}}^{P}}{2}, \tag{9}$$

где $\sigma_{\mathrm{tot}}^{0}$ — полное сечение взаимодействия неполяризованных нейтронов с ядрами, а

$$\Delta_{\mathrm{tot}}^{P} = \sigma_{\mathrm{tot}}^{+} - \sigma_{\mathrm{tot}}^{-} \tag{10}$$

есть разность полных сечений для нейтронов с разными спиральностями, пропорциональная мнимой части амплитуды рассеяния нейтронов, связанной со слабыми взаимодействиями. Величина эффекта (7) как функция толщины мишени будет

$$P(x) \approx x\rho\Delta_{\mathrm{tot}}^{P}/2. \tag{11}$$

Как видно, эффект оказывается пропорциональным толщине мишени. Это, однако, не значит, что максимальная точность измерения эффекта (а следовательно, и P-нечетной амплитуды) будет достигаться при использовании мишени с максимальной толщиной. Действительно, соотношение (8) показывает, что с ростом толщины мишени число прошедших через нее нейтронов будет экспоненциально убывать. А это приведет к экспоненциальному росту относительной статистической ошибки при измерении числа прошедших нейтронов:

$$\delta_{N_{\pm}} = \frac{1}{\sqrt{N_{\pm}(x)}} = \frac{1}{\sqrt{N_0}} \exp\left(x\rho\sigma_{\mathrm{tot}}^{\pm}/2\right). \tag{12}$$

Поэтому ясно, что при выборе оптимальной толщины мишени приходится учитывать обе взаимопротиворечащие тенденции соотношений (11) и (12).

Экспериментаторы обычно выбирают толщину порядка длины свободного пробега нейтрона в мишени, но объяснить свой выбор не берутся. Проще всего это сделать, оценивая именно относительную ошибку изменения эффекта (7):

$$\delta_P(x) \approx \frac{\exp\left(x\rho\sigma_{\mathrm{tot}}^{0}/2\right)}{\sqrt{2N_0}} \frac{1}{x\rho\Delta_{\mathrm{tot}}^{P}/2}. \tag{13}$$

Видно, что минимальная величина этой ошибки (т. е. максимальная точность) достигается при выборе толщины мишени, равной удвоенной длине свободного пробега нейтрона $l_{\mathrm{m.f}}$:

$$x = \frac{2}{\sigma_{\mathrm{tot}}\rho} \equiv 2l_{\mathrm{m.f}}. \tag{14}$$

Подставляя это значение в выражение (11), находим

$$P \approx \frac{\Delta_{\mathrm{tot}}^{P}}{\sigma_{\mathrm{tot}}^{0}}. \tag{15}$$

Примерно эту величину и получают в эксперименте, выбирая толщину мишени порядка длины свободного пробега нейтрона в ней. Относительная ошибка эффекта при таком выборе толщины будет

$$\delta_P(\min) = \frac{e}{\sqrt{2N_0}} \frac{\sigma_{\mathrm{tot}}^{0}}{\Delta_{\mathrm{tot}}^{P}}. \tag{16}$$

Эта формула позволяет также оценить при заданном потоке нейтронов от экспериментального источника, какое время экспозиции потребуется для измерения искомой величины Δ^P_{tot} с нужной точностью.

В случае экспериментов по пропусканию вопросы усиления эффектов нарушения симметрии существенно усложняются по сравнению с рассмотренными выше радиационными переходами между связанными состояниями, поскольку и числитель, и знаменатель выражения вида (15) по-разному зависят от энергии нейтронов. В первом упрощенном подходе [5] s- и p-резонансы компаунд-ядер рассматривались просто как аналоги s- и p-связанных состояний ψ_2 и ψ_1 уравнения (1), которые распадаются с испусканием нейтронов, а не гамма-квантов. Тогда в полной аналогии с выражением (4) получаем для p-резонанса $A_a = \sqrt{\Gamma^p_n}$, $A_f = \sqrt{\Gamma^s_n}$, где Γ^p_n и Γ^s_n — нейтронные ширины p- и s-резонансов, а наблюдаемый эффект будет иметь следующий вид:

$$\widetilde{P} \approx c\frac{\sqrt{\Gamma^s_n}}{\sqrt{\Gamma^p_n}}. \tag{17}$$

Для низкоэнергетических нейтронов $\Gamma^p_n \approx (kR)^2\Gamma^s_n$, где R — радиус ядра. Поэтому для p-резонанса компаунд-ядра помимо динамического усиления коэффициента примеси c возникает еще и усиление порядка $1/(kR) \approx 10^3$, которое авторы работы [5] назвали кинематическим.

В таком подкупающем своей простотой подходе полностью игнорируется тот факт, что всякое состояние сплошного спектра с заданной величиной волнового вектора $\mathbf{k}$ является суперпозицией состояний разной четности без всякого P-нарушающего взаимодействия. Поэтому к волновой функции p-резонанса компаунд-ядра даже в отсутствие P-нарушения всегда будет примешиваться волновая функция s-резонанса с коэффициентом, близким к единице. Полученная таким путем формула (17) приводит к нелепому заключению о том, что чем незаметнее p-резонанс в сечении нейтрон-ядерного взаимодействия (т. е. чем меньше величина Γ^n_p), тем больше будет наблюдаемый эффект нарушения четности, способный на порядки превышать, казалось бы, естественный предел в 100 %. Все это означает, что простейший способ учета P-нарушающего взаимодействия с помощью формул (1)–(4) нельзя использовать для описания упругого рассеяния нейтронов при их пропускании через мишень. Вместо этого для расчета величины $\Delta^P_{\mathrm{tot}}(E)$ в выражении (15) приходится учитывать, как влияет P-нарушающее взаимодействие на амплитуду и сечение упругого рассеяния поляризованных нейтронов с учетом образования и распада резонансов компаунд-ядра. Именно такой учет и был проделан в работах [6–8] с использованием формализма единой теории ядерных реакций [9]. Наибольший интерес представляет энергетическая окрестность p-волнового резонанса. В этой области [7, 8]

$$\Delta_{\mathrm{tot}}^{P}(E) \approx \frac{4\pi}{k^2}\frac{v_p}{D}\frac{\sqrt{\Gamma_s^n\Gamma_p^n}\ \Gamma_p}{(E-E_p)^2+\Gamma_p^2/4}. \tag{18}$$

Здесь E_p и Γ_p — энергия и полная ширина p-резонанса. В выражении (18) присутствуют все факторы усиления эффекта $P(E)$, приводящие к уменьшению относительной ошибки (13). Во-первых, как и в случае связанных состояний, отношение v_p/D испытывает динамическое усиление. Во-вторых, при переходе от нерезонансной области энергий $|E-E_p| \approx |E-E_s| \approx D/2$ к точке p-резонанса происходит резонансное усиление величины (18) примерно в $(D/\Gamma)^2$ раз. Физическая причина этого усиления состоит в том, что при резонансной энергии нейтрон проводит в области P-нарушающего слабого поля ядра гораздо больше времени ($\tau_{\mathrm{res}} \approx \hbar/\Gamma_p$), чем при нерезонансной энергии, когда нейтрон пролетает через ядро без резонансных задержек. Полное сечение $\sigma_{\mathrm{tot}}^{0}(E)$ является суммой вкладов от s- и p-резонансов, а также от потенциального рассеяния (в пренебрежении интерференцией):

$$\sigma_{\mathrm{tot}}^{0}(E) \approx \frac{\pi}{k^2}\left[\frac{\Gamma_n^s\Gamma_s}{(E-E_s)^2+\Gamma_s^2/4} + 4(kR)^2\frac{\Gamma_n^p\Gamma_p}{(E-E_p)^2+\Gamma_p^2/4}\right]. \tag{19}$$

При этом даже в окрестности p-резонанса основной вклад в эту величину вносят потенциальное рассеяние и «крылья» s-резонанса с плавной энергетической зависимостью. Следовательно, относительная ошибка (16) измерения эффекта будет минимальна в максимуме p-резонанса, а резонансное усиление действительно позволяет измерять эффект с большей точностью.

Итак, мы видим, что к большинству «классических рецептов» усиления эффектов P-нарушения, основанных на уменьшении нормирующего множителя d в соотношении (4), следует относиться с осторожностью. Следует учитывать, что такие усиления ни в коей мере не позволяют увеличить точность измерения эффекта нарушения, определяющего величину числителя выражения (4). Еще сложнее ситуация с измерением эффектов в ядерных реакциях при пропускании пучка поляризованных нейтронов через мишень. В этом случае формулы (1)–(4), выведенные для гамма-переходов между связанными состояниями ядер, невозможно применять, поскольку волновые функции сплошного спектра являются смесью состояний разной четности без всякого слабого взаимодействия. Попытки использования этих формул приводят к нефизическим результатам. Поэтому вместо обычно используемых оценок (4) эффектов нарушения фундаментальной симметрии предлагается использовать оценки их относительных ошибок, так как только таким путем можно понять, какие усиления действительно позволят улучшить точность измерения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Шапиро И. С.* // УФН. 1968. Т. 95. С. 647;
   Shapiro I. S. // Sov. Phys. Usp. 1968. V. 95. P. 582.
2. *Blin-Stoyle R.* Fundamental Interactions and the Nucleus. Amsterdam: North-Holland, 1973.
3. *Бунаков В. Е., Новиков И. С., Ской В. Р.* // ЯФ. 1999. Т. 62. С. 855;
   Bunakov V. E., Novikov I. S., Skoy V. R. // Phys. At. Nucl. 1999. V. 62. P. 796.
4. *Бунаков В. Е.* // ЯФ. 2014. Т. 77. С. 89;
   Bunakov V. E. // Phys. At. Nucl. 2014. V. 77. P. 85.
5. *Сушков О. П., Фламбаум В. В.* // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 32. С. 377;
   Sushkov O. P., Flambaum V. V. // JETP Lett. 1980. V. 32. P. 360.
6. *Bunakov V. E., Gudkov V. P.* // Z. Phys. A. 1981. V. 303, No. 4. P. 285–291.
7. *Bunakov V. E., Gudkov V. P.* // Nucl. Phys. A. 1983. V. 401. P. 93.
8. *Bunakov V. E., Pikelner L. B.* // Prog. Part. Nucl. Phys. 1997. V. 39. P. 337.
9. *Mahaux C., Weidenmueller H.* Shell-Model Approach to Nuclear Reactions. Amsterdam: North-Holland, 1969.