

# Нарушение CP инвариантности в трансмиссии нейтронов

Преамбула. Существует устойчивое представление, что нарушение CP имеет место только в распадах K0 и B0 мезонов. Но, это утверждение ошибочно.

Почему?

Чтобы ответить на этот вопрос, обратимся к CPT- теореме. Теорема утверждает, что эти три дискретные симметрии сохраняются в любом физическом процессе. Нарушение только одной из операции симметрии невозможно, так как это противоречит теореме. Так что или все три симметрии сохраняются или нарушение симметрий возможно только парами. Для T-инвариантного процесса сохраняется симметрия CP-, а это возможно только в двух случаях. Или C- и P- сохраняются в отдельности или нарушается каждая из них. Например, в бета распаде нарушены P и C, но сохраняется симметрия при обращении времени T. Если обратимся к процессам, в которых нет античастиц, то возможно или сохранение каждой из симметрий P, T в отдельности или их нарушение, C=1 в этих случаях.

T- неинвариантный процесс сопровождается нарушением пространственной четности и наоборот. Нарушение P и T эквивалентно несохранению CP- четности. Так что, если обнаружено несохранение четности в электромагнитных переходах в ядрах, в рассеянии на ядрах, при делении ядер и т. д., то все такие процессы следует квалифицировать как процессы с нарушением CP.

Переходы антикварков в кварки возможны только при нарушенной симметрии при обращении времени. Предполагается, что барионная асимметрия возможно связана с этим процессом, когда  $10^{-10}$  часть антикварков перешли в кварки и родилась наша Вселенная, но ясности в этом вопросе пока нет.

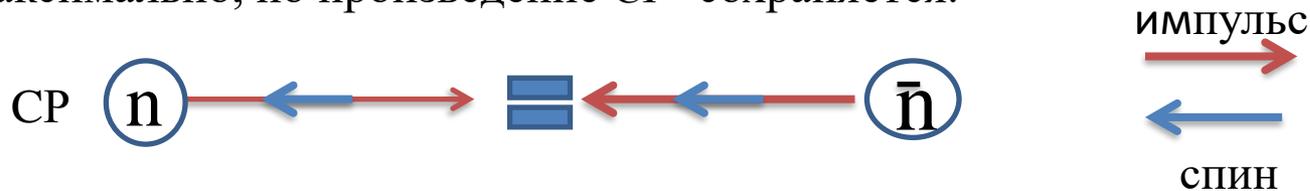
Определим условия, при которых возможен T- неинвариантный процесс, то есть, такой процесс, при котором система в той или иной степени необратима. Ответ дает уравнение Шредингера. Запишем решение этого уравнения в операторной форме (представление Гейзенберга):  $\psi_f = U\psi_0$ , где оператор эволюции  $U = \exp(-iHt/\hbar)$ . Умножим конечную волновую функцию на эрмитово сопряженный оператор эволюции  $U^\dagger\psi_f = U^\dagger U\psi_0$ .

Отсюда следует, что процесс полностью обратим, если оператор эволюции унитарен. Для неунитарного оператора эволюции процесс необратим и имеет место T- неинвариантность. Иными словами нарушение симметрии при обращении времени возможно только для неэрмитового гамильтониана. В этом случае также ( по определению) не сохраняется P- четность.

Прежде чем рассматривать симметрии спин зависящего взаимодействия нейтронов в веществе мишени обсудим свойства дискретных преобразований в рамках CPT теоремы Людерса- Паули.

C-зарядовое сопряжение, P-инверсия системы координат и T обращение времени. Последние две операции действуют на динамические переменные спин и импульс.

В настоящее время для слабого взаимодействия принята теоретическая модель Глэшоу-Вайнберга-Салама. В этой теории C и P нарушены максимально, но произведение CP сохраняется.



В слабом взаимодействии участвуют левополяризованные частицы или правополяризованные античастицы. При сохранении CP сохраняется и симметрия при обращении времени T. При этой операции изменяются знаки у спина и импульса, так что спиральность остается прежней,



Но при изменении спиральности процесс T-неинвариантен или, что тоже самое, нарушается CP-симметрия.

В 1964 году было обнаружено несохранение CP в распадах K<sup>0</sup> мезонов, а затем и в B<sup>0</sup> – мезонах.

Как уже говорилось, к несохранению CP приводит не сохранение пространственной четности и неинвариантность при обращении времени, так что инвариантна симметрия PT.



Поскольку в рассеянии нейтронов античастицы не участвуют, изменение спиральности при рассеянии нейтронов является указанием на нарушение CP – четности.

Слабое спин-зависящее взаимодействие нейтронов определяется следующим образом:

$$W = -g_w (\vec{\sigma} \vec{p} / p)$$

Операторная часть этого выражения представляет собой псевдоскаляр, то есть, величина, которая не сохраняет пространственную четность.

В малонуклонных системах это взаимодействию на 7 порядков меньше сильного, но в средних и тяжелых ядрах имеется динамическое усиление на 6 порядков в области p-волнового резонанса.

Это усиление объясняется тем, что в компаунд состояниях, где плотность уровней высока, слабое взаимодействие перемешивает состояния с противоположной четностью, такие как s- и p- уровни. Возникает состояние с неопределенной четностью, распад которого и приводит к эффекту нарушения пространственной четности.

В 80-х годах было обнаружено рассеяние нейтронов на p-резонансах.

Асимметрия в трансмиссии нейтронов с левой и правой поляризациями составляет в разных изотопах от 3 до 10%.

По аналогии с CP нарушением в  $K^0$  и  $B^0$  мезонах, где эффект составляет величину 0.3 и 0.8%, соответственно, от основной моды распада (CP ненарушенной) предполагалось, что в трансмиссии нейтронов CP нарушение может быть в пределах  $10^{-3} - 10^{-4}$ , что вполне доступно для эксперимента. Много работ было посвящено исследованию корреляции  $D(s_z [\vec{J}_y \times \vec{p}_x])$  при прохождении нейтронов поляризованных по и против направления z через поляризованную мишень. В операторной части эта корреляция P- нечетна и T-не инвариантна.

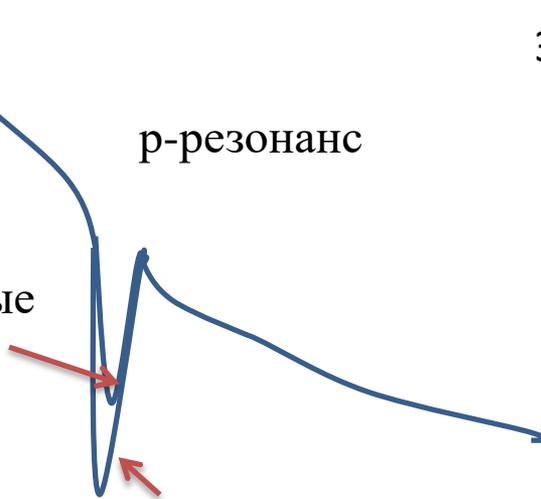
До эксперимента дело не дошло, так как в 1994 появилась работа Ламорро и Голуба, в которой показано, что благодаря многому фоновым явлениям измерить  $ImD$  мало вероятно.

Вернемся к p- резонансам. Зависимость скорости счета нейтронов от энергии представлена на следующем рисунке, где на фоне потенциального рассеяния наблюдается резонансное поглощение.

Эффект от 3 до 10%

p-резонанс

Правополяризованные  
нейтроны



Левополяризованные нейтроны

$$[x, p] = -i\hbar$$

$$[s_i, s_j] = \delta_{ij} + \varepsilon_{ijk} s_k$$

На данный момент этот эффект интерпретируется как нарушение четности при трансмиссии нейтронов. Однако это не совсем так, для СРТ нужно еще что либо. Нужно правильно применить операцию обращения времени, которая антиунитарна. При замене  $t \rightarrow -t$  изменяются соотношения, содержащие спин и импульс, такие как перестановочное выражение для координаты и импульса, коммутационное соотношение для компонентов спина и знак в экспоненте оператора эволюции  $U = \exp(-iHt/\hbar)$

Чтобы законы природы не зависели от направления времени, в квантовой теории поля оператор обращения времени определяется как антиунитарный оператор

$$T = U_t K$$

$$U_t(s_x, s_y, s_z) \rightarrow -s_x, s_y, -s_z$$

При таком определении оператор обращения времени меняет знак у мнимой единицы.

Тогда, если  $T(\sigma) \rightarrow -\sigma$ , то  $T(i\sigma) \rightarrow i\sigma$  и  $T(\psi(t)) \rightarrow \psi^*(-t)$ . Применим это правило к слабому взаимодействию, содержащему спиральность нейтрона  $T(g_w(\vec{\sigma}\vec{p})) \rightarrow g_w^*(\vec{\sigma}\vec{p})$ .

Этот результат означает, что при обращении времени вещественная и мнимая части потенциала со спиральностью отличаются симметриями. Вещественная часть остается P – нечетной (и C-нарушенной), а мнимая часть, ответственная за спин зависимое поглощение нейтронов, P – нечетна и меняет знак при обращении времени, то есть, левополяризованные частицы переходят в правополяризованные, что явно нарушает CP – четность. Таким образом для измерения эффекта нарушения CP достаточно измерения поляризации с неполяризованным начальным пучком, проходящем через неполяризованную мишень. Левополяризованные нейтроны поглощаются сильнее, чем правополяризованные и после прохождения мишени пучок приобретает правую поляризацию. Формально этот процесс можно рассматривать как переход одной спиральности в другую и эффект, изображенный на рисунке в предыдущем слайде – это эффект нарушения CP- четности.

Для скорости счета можно написать  $N_{+-} = N_0 \pm \delta$ , где  $N_0$  пропорционально сечению рассеяния на вещественной части слабого потенциала, а  $\delta$

пропорциональна  $\text{Im } g_w$

Асимметрия, то есть, мера нарушения CP равна

$$A = \frac{\delta}{N_0}$$

Спиновую волновую функцию представим в виде столбца,  $\psi_0 = \begin{pmatrix} a_+ \psi_+ \\ a_- \psi_- \end{pmatrix}$ ,

Тогда, согласно [Квантовая механика, Ландау и Лившич], можно определить начальную матрицу плотности

$$\rho_0 = \psi_0 \psi_0^\dagger = \begin{pmatrix} |a_+|^2 & a_+ a_-^* \\ a_- a_+^* & |a_-|^2 \end{pmatrix} = \frac{1}{2} (I + (\vec{\sigma} \vec{\eta})),$$

в которой  $I$  – единичная

матрица,  $\vec{\eta}$  – вектор поляризации и след матрицы равен единице.

Если в качестве оси квантования выбрать ось  $z$ , то матрица плотности

становится диагональной с вектором поляризации  $\eta_z = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}$ , где  $N_-$

число нейтронов с соответствующей проекцией спина.

Далее будем считать, что для нейтронов на входе в мишень этот вектор равен нулю, в этом случае  $\rho_0 = I / 2$ .

Определим теперь выходную матрицу плотности  $\rho_f = U \rho_0 U^\dagger$ .

Рассмотрим прохождение нейтронов, поместив для большей информативности мишень в поперечное магнитное поле. Гамильтониан в этом случае можно представить в виде:

$$\Gamma = -\frac{1}{2} g_{str} - \frac{1}{2} (g_n \vec{H}_y + g_w \vec{p}_x / p) = -\frac{1}{2} g_{str} - \frac{1}{2} f$$

где первый член представляет спин независимое сильное взаимодействие.

В матрицу плотности первый член дает вклад в виде множителя

$$e^{it(g_{str} - g_{str}^*)/2\hbar} = e^{-t \text{Im} g_{str}/2\hbar},$$
 ослабляющего поток нейтронов. При

нахождении асимметрии в счете нейтронов, то есть отношения разности числа нейтронов к их сумме, этот множитель сокращается.

Поэтому далее спин независимое сильное взаимодействие в гамильтониане не учитывается.

Оператор эволюции будет равен следующему выражению:

$$U = e^{it(\vec{\sigma} \vec{f})/2\hbar},$$
 где  $\vec{f}$  - поле, представленное скобкой в выражении

Разделим и умножим показатель экспоненты на  $\sqrt{ff}$ , это позволяет

ввести комплексную частоту  $\omega = \frac{1}{\hbar} \sqrt{ff}$  и единичный комплексный

вектор  $\vec{k} = \vec{f} / \sqrt{(ff)}$ ,  $(\vec{k}\vec{k}) = 1$ . После таких изменений для оператора

эволюции будем иметь:

$$U = e^{i\omega t(\vec{\sigma}\vec{k})/2} = \cos(\omega t / 2) + i(\vec{\sigma}\vec{k})\sin(\omega t / 2),$$

В таком виде оператор эволюции представляет собой матрицу вращения на комплексный угол  $\omega t / 2$  вокруг единичного комплексного вектора  $\vec{k}$ .

В инфинитезимальном случае эта матрица имеет следующий вид:

$$U = 1 + \frac{i}{2\hbar}(\sigma f) \quad \text{и} \quad U^\dagger = 1 - \frac{i}{2\hbar}(\sigma f^*).$$

Теперь можно вычислить

конечную матрицу плотности  $\rho_f = U(I / 2)U^\dagger$ .

$$\rho_f = \frac{1}{2} \left\{ \left[ 1 + \frac{t^2}{4\hbar^2} ((g_n H)^2 + |g_w|^2) \right] + \frac{t \operatorname{Im} g_w}{\hbar} (\vec{\sigma}_x \vec{v}_x / v) + \frac{t^2}{2\hbar^2} g_n \operatorname{Im} g_w (\sigma_z [\vec{H}_y \times \vec{v}_x / v]) \right\}$$

Как видно, второй и третий члены  $\rho_f$  - нечетны и изменяют знак при обращении времени.

$$[\vec{H}_y \times \vec{v}_x / v] = \frac{c}{v} [\vec{H}_y \times \vec{v}_x / c] = -\frac{c}{v} E_z, \text{ поскольку частица, движущая}$$

в магнитном поле со скоростью  $v/c$ , в своей собственной системе координат испытывает действие электрического поля. После такой замены и подстановки  $g$ -фактора нейтрона интерференционный член в выражении становится равным:

$$Int = \frac{1.91t^2}{2\hbar} \frac{eh}{2mv} \text{Im } g_w (\sigma_z E_z).$$

Здесь в ядерном магнетоне комптоновская длина волны нейтрона заменилась на волну де Бройля.

Скорость счета нейтронов. Для перехода к числу частиц конечную матрицу плотности следует умножить на матрицу плотности анализатора и взять след от произведения.

Сделаем это для интерференционного члена. Матрица плотности анализатора в направлении оси  $z$  равна  $\rho_{az} = \frac{1}{2} (1 + (\sigma_z \eta_{az}))$

Возьмем след от произведения  $\rho_{az} \rho_f$  и получим

$$N_+ = \frac{N_0}{2} + \frac{1.91t^2}{2h^2} \frac{e\hbar}{2mv} \text{Im } g_w (p_{az} E_z)$$

$$\frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} = \frac{1,91t^2}{N_0\hbar^2} \frac{e\hbar}{2m\nu} \text{Im } g_w(p_{az} E_z).$$

Это эффект нарушения  $CP$  и источником его является слабое взаимодействие

$$\text{Вернемся к корреляции } D(\sigma_z [\vec{J}_y \times \vec{p}_x / p]) \quad \frac{c}{v} E_z$$

В псевдоэлектрическом поле спин прецессирует благодаря электрическому дипольному моменту. Напряженность этого поля много меньше напряженности лабораторных электрических полей при измерении ЭДМ и поэтому корреляция бессодержательна.

Если константа взаимодействия  $D$  содержит мнимую часть, то выражение нарушает только  $P$  – четность и эффект  $CP$  – нарушения отсутствует.

Если попытаться измерить мнимую часть  $D$ , то эта корреляция нарушает только  $P$ - четность и эффект несохранения  $CP$  отсутствует, так что теряется смысл введения этой корреляции.

Если выключить магнитное поле, то в матрице плотности остается второй член и выражение для асимметрии примет следующий вид:

$$A = \frac{t \text{Im } g_w(p_{ax} v_x / \nu)}{\hbar(1 + |g_w|^2)}$$

В заключение укажем на аналогию  $T$ -неинвариантности в трансмиссии нейтронов с  $CP$ -нарушающей фазой в матрице Кабаяши-Маскау. Как известно, эта матрица представляет собой произведение трех поворотов кварков на разные углы:  $M = M_{tb}(\alpha)M_{db}(\beta)M_{ds}(\gamma)$ , где символы указывают на смешиваемые кварки. В средней матрице вращения единица заменяется фазой  $1 \rightarrow e^{i\delta}$ , так что смешанный матрицей Кабибо  $s'$ -кварк заменяется на  $s' \rightarrow e^{i\delta}s'$ . В результате в каждом из конечных кварков появляется мнимая часть, так что взаимодействие, представляющее собой произведение ток на ток, также имеет мнимую часть. Эта мнимая часть при обращении времени изменяет знак и нарушает  $T$ -инвариантность. Лагранжиан при этом становится неэрмитовым, так же как и гамильтониан в трансмиссии нейтронов.

Рассмотрим аналогию несохранения CP в трансмиссии нейтронов с CP нарушением в K- мезонах.

$$\begin{array}{ccc}
 \text{p} & \frac{\langle s | \text{Re } g_w + i \text{Im } g_w | p \rangle}{E_p - E_s} & \frac{\langle K_2 | \text{Re } g_k + i \text{Im } g_k | K_1 \rangle}{m_2 - m_1} \\
 \text{s} & & \\
 & & K_2 = K_0 + \bar{K}_0 \\
 & & K_1 = K_0 - \bar{K}_0
 \end{array}$$

Величина  $\text{Re } g_w$  определяет регулярную часть взаимодействия с C- и P- несохранением.  $\text{Im } g_w$  ответственна за P- и T- нарушенные симметрии.

$\text{Re } g_k$  соответствует регулярный распад с несохранением C- и P, а  $\text{Im } g_k$  ответственна на P- T- нарушенные симметрии.

В мишени из лантана-139 асимметрия составляет около 9%.

В K-мезонах 3 события на тысячу, в B-мезонах 8 случаев на тысячу

Спасибо за внимание.

### Литература.

1. O. P. Sushkov and V. V. Flambaum, JETP Lett. 32, 352 (1980); V. E. Bunakov and V. P. Gudkov, Nucl. Phys. A401, 93 (1983).
2. V. E. Bunakov and V. P. Gudkov, JETP Lett. 36, 329 (1982); Nucl. Phys. A401, 93 (1983).
3. В. П. Алфименков, УФН, Т144, вып.3, 361 (1984).
4. М. Е. Пескин, Д. В. Шредер, “Введение в квантовую теорию поля”, Научно-издательский центр “Регулярная и хаотическая динамика”, 2001.
5. S. K. Lamoreaux and R. Golub, Phys. Rev. D50, N9, 5632 (1994); V. Gudkov and Hirochiko M. Shimizu, arXiv: 1710.02193v1 [nucl-th]; В. Е. Бунаков, И. С. Новиков, Материалы XXXIV зимней школы, ПИЯФ РАН, С-Петербург, 2000; V. R. Skoy, Takashi Ino, Y. Masuda, S. Muto, G. Kim, J. Res. Inst. Stand.