Нарушение симметрии при рассеянии нейтронов и группа Лоренца

Прежде чем приступить к докладу рассмотрим представление о симметриях при рассеянии нейтронов, существующих на сегодняшний день. В этом вопросе имеется ряд заблуждений, имеющих серьезные последствия. Гамильтониан спин зависящих взаимодействий нейтронов с веществом мишени имеет следующий вид:

$$H = a + g_w(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{p} / p) + g_{str}(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{I} / I) + d(\boldsymbol{\sigma}[\mathbf{I}\times\mathbf{p}]) \qquad (1)$$

Заблуждение1. Симметрии гамильтониана определяются только операторными выражениями. Это означает, что симметрии реальных и мнимых частей взаимодействий совпадают.

Заблуждение 2. Поскольку последний член Т-неинвариантен, то мерой нарушения симметрии при обращения времени является измерение величины *Imd*. Мнимую часть измерить легче, чем реальную.

Заблуждение 3. Для вычисления поляризаций и выделения Т-неинвариантного эффекта многими авторами используется формализм, развитый Ламорро и Голубом в 1994 г..

Заблуждение 4. Отзывы в ОФВЭ и УС ОТФ на данную работу.

Мы развеем эти заблуждения и покажем, что Т-неинвариантность имеет место в рассеянии как при слабом так и при сильном взаимодействии.

Первые три заблуждения возникли из за того, что в анализе симметрий не используется антиунитарное свойство операции обращения времени, а именно: тот факт, что при этой операции мнимая единица изменяет знак. Это делает симметрии реальных и мнимых частей взаимодействия разными. *

Если теорема CPT справедлива, то дискретные симметрии могут быть нарушены только парами. Для гамильтониана (1) все возможные случаи нарушенных симметрий представлены в ниже следующей таблице.

	C	**P**	**T**	**CP**	**Взаимодействия**
1	+	-	-	-	$i\,\mathrm{Im}\,g_w(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{p}),\quad \mathrm{Re}\,d(\boldsymbol{\sigma}[\mathbf{I}\times\mathbf{p}])$
2	-	+	-	-	$i\,\mathrm{Im}\,g_{str}(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{I})$
3	-	-	+	+	$\mathrm{Re}\,g_w(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{p})\quad i\,\mathrm{Im}\,d(\boldsymbol{\sigma}[\mathbf{I}\times\mathbf{p}])$
4	+	+	+	+	$\mathrm{Re}\,g_{str}(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{I})$

Если бы свойства операции обращения времени были также хорошо известны общественности, как, например, теорема Пифагора, то проявление Т-неинвариантности в слабом и сильном взаимодействиях было бы очевидным, тривиальным фактом.

Слабое спин-зависимое взаимодействие и группа Лоренца

Слабое взаимодействие нейтронов определяется следующим образом:

$$W = -g_W(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{p} / p) / 2 . \qquad (2)$$

Операторная часть выражения (2) является псевдоскаляром, то есть, величиной, которая не сохраняет пространственную четность

Подставим (2) в выражение для оператора эволюции $U = e^{-iWt/\hbar}$ и введем следующую параметризацию:

$$\vartheta = t\,\mathrm{Re}\,g_W / \hbar \text{ и } \varphi = -t\,\mathrm{Im}\,g_W / \hbar . \qquad (3)$$

Выбор знака минус перед Img_w сопряжен с тем фактом, что в слабом взаимодействии участвуют лево поляризованные частицы. С другой стороны при таком выборе столбец биспинора, как это будет видно далее, имеет традиционный вид с правым спинором в верхней позиции столбца.

С параметризацией (3) оператор эволюции будет иметь следующий вид:

$$U = e^{i(\vartheta - i\varphi)(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{n})/2} . \qquad (4)$$

При φ=0 матрица (4) представляет собой унитарную группу *SU(2)* поворота спиноров на угол $\vartheta/2$ вокруг направления импульса нейтрона, определяемого единичным вектором $\boldsymbol{n}$. Эта группа имеет соответствие ортогональной группе O(3) поворотов в трехмерном пространстве на угол ϑ. Эти группы гомоморфны

$$SO(3) = \exp(i\vartheta(\mathbf{Jn})) \rightarrow SU(2) = \exp(i\vartheta / 2(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{n}))$$

В общем виде оператор (4) совпадает с матрицей преобразования спиноров по группе $SL(2,C)$. Имеется соответствие этой группы с группой Лоренца SO(1,3), где цифры 1,3 указывают на сигнатуру пространства Минковского. Группа SL(2,C) гомоморфна группе SO(1,3). Сведения об этих группа можно найти, например, в [5].

Известно, что собственные преобразования Лоренца не образуют группу, потому что генераторы бустов K_i (i=$x.y.z$) в трех направлениях не имеют замкнутой алгебры. Замкнутая алгебра возникает при объединении преобразований Лоренца с трехмерными вращениями. Три генератора вращений, которыми являются компоненты углового момента J_i , и три генератора бустов Ki, где i=x,y,z, рождают шести параметрическую группу. При переходе к новым генераторам $M_i = 1/2(J_i + iK_i)$ и $N_i = 1/2(J_i - iK_i)$

возникают два неприводимых представления группы Лоренца, характеризуемых генераторами M_i и N_i , соответственно. Коммутаторы для каждого из генераторов подобны коммутаторам углового момента: $[M_x, M_y] = iM_z$ плюс циклические перестановки и такое же правило для коммутаторов с генераторами N_i.

При переходе к спинорам возможны два случая. $M_i = J_i = \sigma_i / 2$, $K_i = -i\sigma_i / 2$ и N_i =0. Это представление обозначается как (1/2,0) и описывает правые спиноры, поскольку спин в этом случае параллелен направлению буста (или импульсу частицы).

Во втором случае (это представление (0,1/2)) направление спина противоположно импульсу. При этом $M_i = 0$, $N_i = J_i = \sigma_i / 2$ и $K_i = i\sigma_i / 2$, то есть, подгруппа с генераторами N_i в этом случае описывает левые спиноры

Представления (1/2 0) и (0 1/2) неприводимы.

Матрица SL(2,C) преобразования спиноров по группе Лоренца имеет следующий вид:

$$\begin{pmatrix} \psi_r \\ \psi_l \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{i(\vartheta - i\varphi)(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{n})/2} & \\ & e^{i(\vartheta + i\varphi)(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{n})/2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_{0r} \\ \psi_{0l} \end{pmatrix}. \qquad (5)$$

Начальные спиноры не различимы для покоящихся частиц или для частиц неполяризованного пучка. Полагая их равными, найдем соотношение для конечных спиноров и представим это соотношение в матричном виде:

$$0 = \begin{pmatrix} -1 & e^{\varphi(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{n})} \\ e^{-\varphi(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{n})} & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_r \\ \psi_l \end{pmatrix}.$$

Разворачивая экспоненты, будем иметь окончательное выражение:

$$0 = \begin{pmatrix} -1 & (ch\varphi + (\boldsymbol{\sigma}\mathbf{n})sh\varphi) \\ (ch\varphi - (\boldsymbol{\sigma}\mathbf{n})sh\varphi) & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_r \\ \psi_l \end{pmatrix}. \qquad (6)$$

Из соотношения (6) следует, что первое уравнение описывает рассеяние нейтронов слабым взаимодействием, поскольку левые спиноры переходят в правые. Второе уравнение описывает зарядово сопряженный процесс, то есть рассеяние античастиц.

Как это следует из равенства (6), при инверсии системы координат $\mathbf{n} \to -\mathbf{n}$ и спиноры меняются местами. То же самое происходит и при обращении времени, потому что изменяется знак гиперболического синуса из-за изменения знака угла φ при этой операции

Отметим универсальность соотношения (6). Слабое взаимодействие в (6) представлено параметризацией угла φ согласно (3). Но, возможна и другая параметризация, например, релятивистская, при которой $th\varphi = \beta = v / c$, где c – скорость света, а v –скорость буста. Тогда $ch\varphi = \gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2} = E / m$ и $sh\varphi = \gamma\beta = p / m$, где E, m и p есть энергия, масса и импульс частицы, соответственно. Далее, используя равенство $\mathbf{n}p = \mathbf{p}$, вместо (6) получим уравнение Дирака, записанное для биспиноров:

$$0 = \begin{pmatrix} -m & E + (\boldsymbol{\sigma}\mathbf{p}) \\ E - (\boldsymbol{\sigma}\mathbf{p}) & -m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_r \\ \psi_l \end{pmatrix}.$$

Это является отражением известного факта, что преобразование спиноров по группе Лоренца приводит к уравнению Дирака.

При переходе к гамма матрицам и четырех спинорам это уравнение приобретает традиционный однострочный вид.

Скорость счета нейтронов и асимметрия рассеяния.

Для выделения эффектов нарушенных симметрий будем использовать формализм спиновой матрицы плотности, описанный в [6].

Обратимся к системе уравнений (5) и вычислим матрицу плотности, исходя из первого уравнения для волновой функции:

$$\rho_f = \psi_r \psi_r^{\dagger} = e^{i(\vartheta - i\varphi)(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{n})/2} \rho_0 e^{-i(\vartheta + i\varphi)(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{n})/2} \qquad (7)$$

Если поляризация начального пучка равна нулю, то выражение (7) становится равным:

$$\rho_f = 1/2 e^{\varphi(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{n})} = (ch\varphi + (\boldsymbol{\sigma}\mathbf{n}) sh\varphi)/2 \qquad (8)$$

На выходе из мишени пучок приобретает поляризацию $\mathbf{p}_f = \mathbf{n} sh\varphi$ и новую нормировку интенсивности, равную $ch\varphi$.

Для того, чтобы перейти к числу отсчетов, пучок должен пройти через анализатор, матрица плотности которого определяется его эффективностью $\rho_a = 1/2(1 + (\boldsymbol{\sigma}\mathbf{p}_a))$, тогда для скорости счета будем иметь

$$N_{\pm} = Tr(\rho_f \rho_{a\pm}), \qquad (9)$$

где знаки $\pm$ указывают на эффективность измерения поляризации по и против импульса. Вычислив отношение разности числа отсчетов нейтронов с противоположными поляризациями к их сумме, получим величину асимметрии

$$A = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} = (\mathbf{p}_a \mathbf{n}) th\varphi = -(\mathbf{p}_a \mathbf{n}) th(t \operatorname{Im} g_W / \hbar), \qquad (10)$$

Полученное выражение p-нечетно и T-неинвариантно в полном соответствии с ранее приведенной таблицей, хотя при выводе (10) не использовалось антиунитарное свойство операции обращения времени. Этот же результат следует и из оптической теоремы, так как сечение зависит от спиральности.

Рассмотрим прецессию спина в псевдомагнитном поле слабого взаимодействия, направленном вдоль оси x. Спин прецессирует в плоскости yz.

$$\rho_f = \psi_r \psi_r^{\dagger} = e^{i(\vartheta - i\varphi)(\boldsymbol{\sigma}_x \mathbf{n}_{px})/2} \rho_{0y} e^{-i(\vartheta + i\varphi)(\boldsymbol{\sigma}_x \mathbf{n}_{px})/2}$$

$$\rho_{0y} = (1 + (\boldsymbol{\sigma}_y \mathbf{p}_{0y}))/2 \qquad \rho_{az} = (1 + (\boldsymbol{\sigma}_z \mathbf{p}_{az}))/2$$

$$R = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} = -\frac{([\mathbf{n_{px}} \times \mathbf{n_y}] * \mathbf{n}_{a\mathbf{z}}) p_y p_{az} \sin\vartheta}{ch\varphi}$$

В этом выражении скалярное произведение представляет собой псевдоскаляр, зависящий от времени. поэтому это выражение *P*-нечетно и в силу *CPT*-теоремы нарушает зарядовую четность. *CP* в этом случае сохраняется.

При уменьшении энергии *p* -волнового резонанса и увеличении длины мишени эффект нарушения *CP* в соответствии с (10) растет, а амплитуда прецессии спина падает, но угол поворота растет

Описанный аппарат применим для определения свойств симметрии сильного взаимодействия. Для этого введем новую параметризацию:

$$\vartheta = t\,\mathrm{Re}\,g_{str} / \hbar, \ \varphi = t\,\mathrm{Im}\,g_{str} / \hbar$$

и единичный псевдовектор $\mathbf{n}_I = \mathbf{I} / I$ в направлении углового момента ядра. Тогда унитарной группе SU(2) будет соответствовать группа вращения в трехмерном пространстве O(3), описывающая прецессию спина в псевдомагнитном поле, направленном по угловому моменту ядра. В поляризованных мишенях такие поля могут быть значительными [7]. Все дискретные симметрии при этом сохраняются.

$$A = (\mathbf{p}_a \mathbf{n}_I) th\varphi = -(\mathbf{p}_a \mathbf{n}_I) th(t\,\mathrm{Im}\,g_{str} / \hbar)$$

Это выражение не сохраняет *CP*-четность, так как изменяет знак при обращении времени. В соответствии с теоремой *CPT* при этом должна нарушаться также и зарядовая четность.

В поле сильного взаимодействия спин прецессирует ,как в магнитном поле.

Обсуждение.

Слабое взаимодействие для мало нуклонных систем на 7 порядков меньше сильного, поэтому наблюдать его чрезвычайно сложно. Но, как было предсказано в работах [8-11] эффект нарушения пространственной четности усилен в миллион раз в нейтронных реакциях, имеющих место вблизи p-волнового резонанса.

Эксперименты, выполненные в ОИЯИ [12-14] (Алфименков) подтвердили это предсказание и положили начало интенсивному исследованию нейтронного рассеяние через компаунд состояния вблизи p–волнового резонанса

Эксперименты проводились в ПИЯФ (Гатчина), ОИЯИ (Дубна), LANL (Los Alamos). KEK (Tsukuba). Детальная информация имеется в обзорах [15-16].

Как отмечается в обзоре [21] (Фламбаум), эффект нарушения четности был измерен на 150 резонансах

Тот факт, что измеренное около 40 лет назад нарушение Т-инвариантности при рассеянии нейтронов не озвучено до сих пор, следует отнести к неправильной интерпретации операции обращения времени.

В заключение заметим, что как в трансмиссии нейтронов, а также в распадах К0 и В0 мезонов эффекты Т-неинвариантности объясняются использованием неэрмитовых гамильтонианов. Укажем на близкую аналогию в объяснении Т-неинвариантного рассеяния нейтронов с распадами К – мезонов. В книге Л. Окуня [25] отмечается, что в первом порядке теории возмущения с эффективным четырехфермионным локальным взаимодействием эффект нарушения СР усилен примерно на шесть порядков благодаря малой разности масс К1 и К2 мезонов. Взаимодействие, нарушающее СР-четность, перемешивает эти состояния, так что матричный элемент смешивания оказывается равным недиагональной мнимой массе, которая определяет мнимую константу взаимодействия и, соответственно, нарушение Т – инвариантности. На кварковом уровне мнимая часть взаимодействия возникает в произведении ток на ток при введении мнимой фазы в матрицу смешивания кварков.

Рассмотрим еще одно обстоятельство Компаунд состояние ядра может распадаться путем гамма перехода в основное состояние дочернего ядра. Это n-γ реакция.
В конце 80-х в Японии сделана работа, где показано, что в гамма переходе нарушается p-четность.
В соответствии с развитым в докладе подходом весьма вероятно, что электромагнитный переход в этом случае нарушает симметрию при обращении времени.
В этом вопросе еще следует разобраться. Но, если это так, то круг замкнулся. Т-неинвариантность будет присуща слабому, сильному и электромагнитному взаимодействиям.