О возможности проверки Т-инвариантности в полном сечении нейтрон – ядерного взаимодействия с использованием теоремы «Поляризация - Асимметрия»

В.Р. Ской

1. ТЕОРЕМА ПОЛЯРИЗАЦИЯ – АСИММЕТРИЯ (П-А)

Если имеет место Т-инвариантность, то для неполяризованного падающего пучка частиц со спином ½, поляризация $\boldsymbol{P}$ рассеянных частиц равна асимметрии $\boldsymbol{A}$ при рассеянии полностью поляризованного пучка.

П-А теорема для трансмиссии нейтронов с нарушением Р-четности

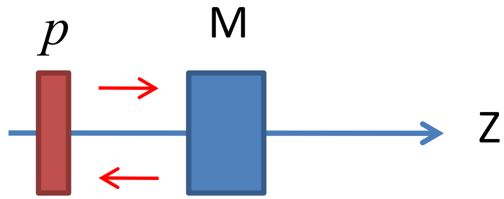
Гамильтониан взаимодействия нейтрона, движущегося вдоль оси Z с ядром мишени:

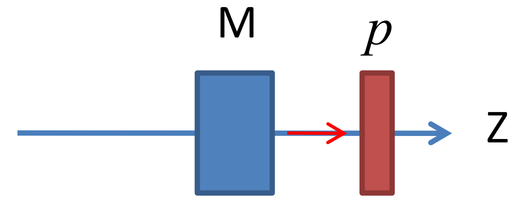
$$H = \frac{2\pi\hbar}{m} n_t \left(a s_0 + b \sigma_z \right) = \frac{2\pi\hbar^2}{m} n_t a s_0 + b' \sigma_z$$

a - амплитуда сильного, b - слабого Р - нечетного взаимодействия, n_t – плотность ядер мишени, s_0 – единичная матрица, σ_z – матрица Паули

Эволюция спиновой матрицы плотности нейтронного пучка при прохождении мишени толщиной d за время t определяется оператором:

$$U = e^{-iHt} = \eta(a) \cdot \left[\cos(b't) s_0 + i \sin(b't) \sigma_z \right]$$

<table>
<tr>
<td>

Мишень после спинового фильтра</td>
<td>

Мишень перед спиновым фильтром</td>
</tr>
<tr>
<td colspan="2">Матрица плотности нейтронного пучка на входе мишени</td>
</tr>
<tr>
<td>$$\rho_{p\pm} = \frac{1}{2}\left(s_0 \pm p\sigma_z\right)$$</td>
<td>$$\rho_0 = \frac{1}{2} s_0$$</td>
</tr>
<tr>
<td>$$T_{p\pm} = Tr\left(U\rho_{p\pm}U^+\right)$$
$$A = \frac{T_{p+} - T_{p-}}{T_{p+} + T_{p-}}$$
Асимметрия трансмиссий для поляризованного пучка</td>
<td>$$\rho_0' = U\rho_0 U^+$$
$$P = \frac{Tr\left(\rho_0' \cdot p\sigma_z\right)}{Tr\left(\rho_0'\right)}$$
Поляризация, возникшая в неполяризованном пучке</td>
</tr>
</table>

Непосредственные вычисления приводят к выражениям:

$$A = P = \frac{2\,\mathrm{Im}\left[\sin(b't)^{*}\cos(b't)\right]}{\left|\sin(b't)\right|^{2} + \left|\cos(b't)\right|^{2}} = \tanh\left(2\pi\lambda\,\mathrm{Im}\,b\cdot pn_{t}d\right) = \tanh\left(\sigma_{P}\cdot pn_{t}d\right)$$

Таким образом, в трансмиссии нейтронов при наличии Р - нечетного эффекта П-А теорема выполняется.

2. НАРУШЕНИЕ Т – ИНВАРИАНТНОСТИ

При обращении времени, согласно свойству этой операции:

$$\langle f|G|i\rangle \xrightarrow{T} \langle f|G|i\rangle^{+} = \langle i|G^{*}|f\rangle$$

Представим амплитуду b в виде:

$$b = \langle f|v_{P}|i\rangle = v_{P}\varphi_{f}\varphi_{i}$$

где v_P – ***величина*** матричного элемента Р – нечетного взаимодействия, φ_i φ_f - скалярные функции состояний.

При обращении времени:

$$\langle f | v_P | i \rangle \rightarrow \langle i | v_p^* | f \rangle = v_p^* \varphi_f \varphi_i$$

Если v_P – действительная величина, то мнимая часть амплитуды b

$$\mathrm{Im}\, b = v_P \,\mathrm{Im}(\varphi_i \varphi_f)$$

одинаково входит в выражения для A и P и П-А теорема выполняется.

Пусть $v_P \rightarrow v_P + i v_T$, тогда:

$$b_+ = \langle f | v_P + i v_T | i \rangle = (v_P + i v_T) \varphi_f \varphi_i$$

$$b_+ \xrightarrow{T} b_- = \langle i | v_P - i v_T | f \rangle = (v_P - i v_T) \varphi_f \varphi_i$$

И мнимые части амплитуд для прямого и обратного процессов будут отличаться:

$$\mathrm{Im}\, b_+ = v_P \,\mathrm{Im}(\varphi_i \varphi_f) + v_T \,\mathrm{Re}(\varphi_i \varphi_f)$$

$$\mathrm{Im}\, b_- = v_P \,\mathrm{Im}(\varphi_i \varphi_f) - v_T \,\mathrm{Re}(\varphi_i \varphi_f)$$

Поскольку эксперименты по измерению A и P являются взаимно обратными во времени, то подставив в выражение для одной из этих величин (любой) $b \to b_{+}$, а для другой $b \to b_{-}$, получим:

$$P - A \sim \mathrm{Im}\left[\sin t\left(b'_{+} - b'_{-}\right)\right] \sim v_T$$

Таким образом, в рамках П-А теоремы построена модель нарушения Т - инвариантности для трансмиссии нейтронов с учетом Р - нечетного эффекта.

При этом использовались только формулировка самой П-А теоремы и общие трансформационные свойства амплитуд процессов относительно операции обращения времени.

Никаких условий относительно поляризации ядер мишени не потребовалось.

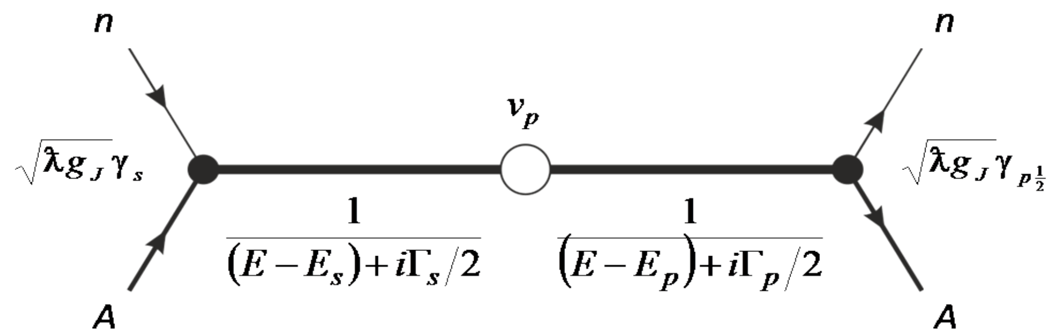
3. S - МАТРИЧНАЯ СТРУКТУРА АМПЛИТУДЫ b

Нарушение Р – четности в трансмиссии описывается элементами S – матрицы:

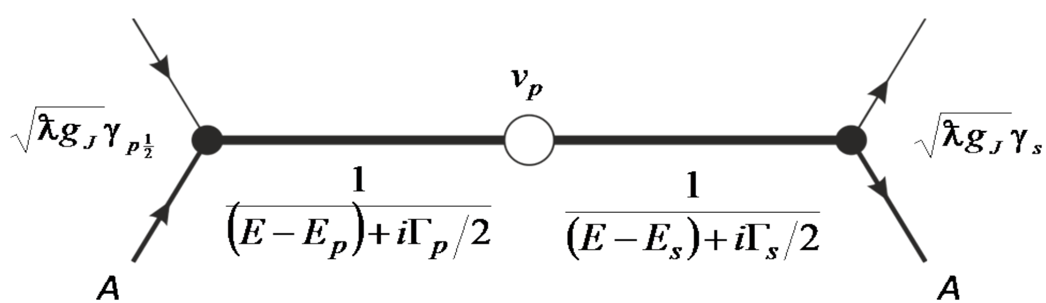
$$S(l_1, j_1, l_2, j_2)$$

где l - орбитальный и j - полный момент нейтрона в начальном и конечном состояниях. Эти матричные элементы соответствуют процессам с диаграммами:

$$S\left(0, \tfrac{1}{2}, 1, \tfrac{1}{2}\right)$$



$$S\left(1, \tfrac{1}{2}, 0, \tfrac{1}{2}\right)$$



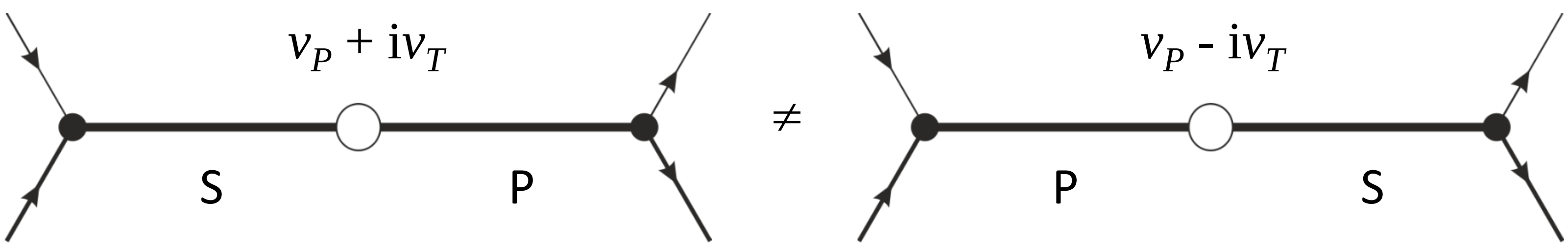
Поскольку вклад этих процессов в нарушение Р – четности равновероятен, то:

$$b_P \sim S\left(0,\tfrac{1}{2},1,\tfrac{1}{2}\right)+S\left(1,\tfrac{1}{2},0,\tfrac{1}{2}\right)\sim v_p$$

С другой стороны, эти диаграммы можно рассматривать как взаимно обращенные во времени. Значит амплитуда, связанная с нарушением Т - инвариантности должна иметь структуру:

$$b_T \sim S\left(0,\tfrac{1}{2},1,\tfrac{1}{2}\right)-S\left(1,\tfrac{1}{2},0,\tfrac{1}{2}\right)\sim v_T$$

Что означает различие вероятностей прямого и обратного во времени процессов если матричный элемент слабого взаимодействия комплексный.



4. ЯВНЫЕ ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ ЭЛЕМЕНТОВ S – МАТРИЦЫ

Последовательное перемножение величин, указанных на диаграммах приводит к выражениям для элементов S – матрицы с учетом подстановки $v_P \to v_P \pm i v_T$:

$$S\left(0,\tfrac{1}{2},1,\tfrac{1}{2}\right) = -i\frac{\lambda\!\!\!^{-}}{2} g_J \frac{\gamma_s \gamma_{p\frac{1}{2}}}{\Delta E_s \Delta E_p}\left(v_P + i v_T\right), \quad S\left(1,\tfrac{1}{2},0,\tfrac{1}{2}\right) = -i\frac{\lambda\!\!\!^{-}}{2} g_J \frac{\gamma_s \gamma_{p\frac{1}{2}}}{\Delta E_s \Delta E_p}\left(v_P - i v_T\right)$$

$$b_P = i\frac{\lambda\!\!\!^{-}}{2} g_J \left[S\left(0,\tfrac{1}{2},1,\tfrac{1}{2}\right) + S\left(1,\tfrac{1}{2},0,\tfrac{1}{2}\right)\right], \qquad b_T = \frac{\lambda\!\!\!^{-}}{2} g_J \left[S\left(0,\tfrac{1}{2},1,\tfrac{1}{2}\right) - S\left(1,\tfrac{1}{2},0,\tfrac{1}{2}\right)\right]$$

Поскольку для рассмотренных S - матричных структур было доказано существование факторов динамического и резонансного усиления эффектов нарушения Р – четности и Т - инвариантности, то эти же факторы действуют и в рассматриваемом случае проверки П-А теоремы.

5. ИЗМЕРЯЕМЫЕ ВЕЛИЧИНЫ

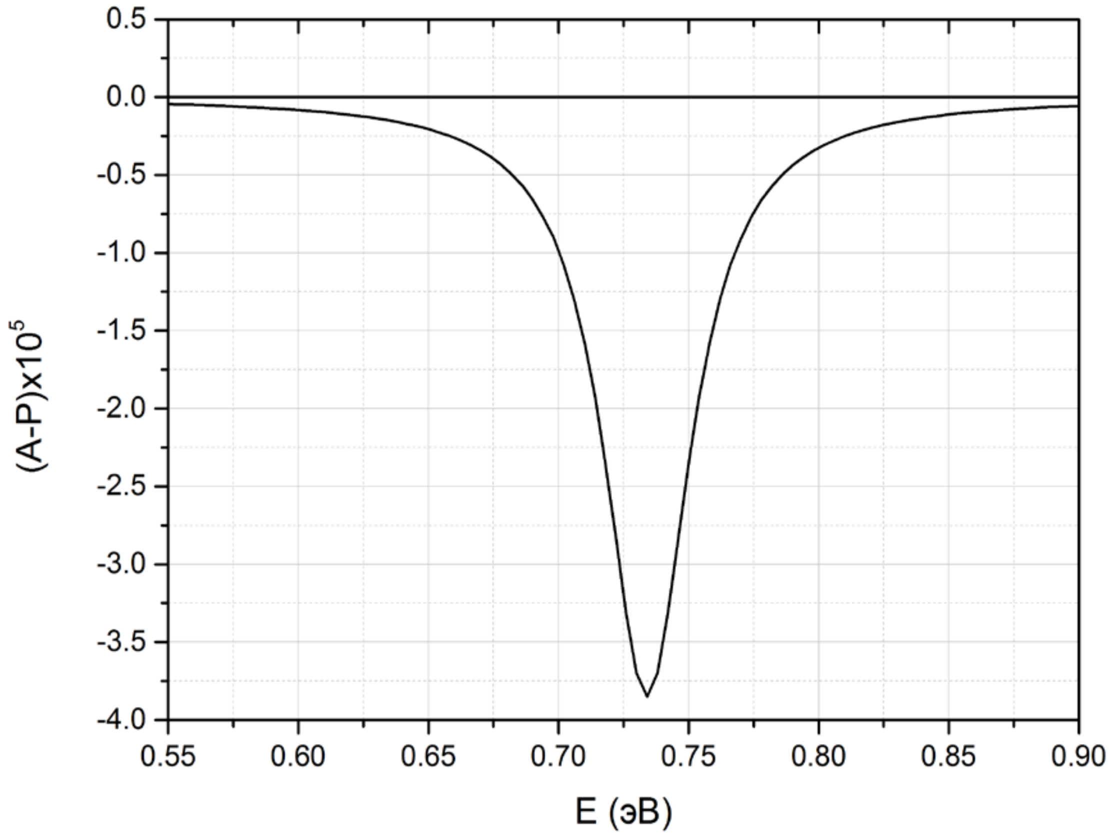
Используя выражения для амплитуд b_P и b_T с помощью оптической теоремы можно перейти к полным сечениям и построить необходимый набор величин для описания измеряемых A и P:

$$A = \tanh\left[\left(\sigma_P + \sigma_T\right) p n_t d\right]$$
$$P = \tanh\left[\left(\sigma_P - \sigma_T\right) p n_t d\right]$$

В силу малости аргумента тангенса: $A - T \approx 2\sigma_T p n_t d$

Часть полного сечения, связанная с T – неинвариантным взаимодействием:

$$\sigma_T = \frac{\pi \lambda\!\!\!^{-2} g_J \gamma_s \gamma_{p\frac{1}{2}} v_T}{\left[\left(E - E_s\right)^2 + \Gamma_s^2 / 4\right]\left[\left(E - E_p\right)^2 + \Gamma_p^2 / 4\right]} \left[\left(E_s - E\right)\Gamma_p + \left(E_p - E\right)\Gamma_s\right].$$



Расчет эффекта A - P для мишени $LaAlO_3$ толщиной 3 см, вблизи p - волнового резонанса 0.734 эВ;

v_P = 4.2×10^{-3} эВ, v_T = 10^{-3}v_P,.

Поляризация пучка 100%

Модель	v_T / v_P
Феноменологическое милисильное взаимодействие	10^{-2}
Спонтанное нарушение *CP* – симметрии (Вайнберг) (с нейтральными бозонами Хиггса)	10^{-5} – 10^{-4} 10^{-3} – 10^{-1}
Однопионный обмен	$< 10^{-3}$
θ - член (вакуумный угол) в лагранжиане КХД	$< 10^{-4}$
Модель великого объединения на основе группы SO(10)	$< 10^{-7}$
Фаза Кобаяши–Маскавы в стандартной модели	$< 10^{-8}$
Горизонтальная симметрия	$< 10^{-10}$

6. МАТРИЧНЫЙ ЭЛЕМЕНТ ЧИСТО МНИМЫЙ

В этом случае Р - нечетного эффекта нет $v_P = 0$. Возникновение поляризации в проходящем неполяризованном пучке и асимметрии в поляризованном, связано только с Т - неинвариантным взаимодействием.

$$b_T \sim S\left(l, \tfrac{1}{2}, l, \tfrac{3}{2}\right) - S\left(l, \tfrac{3}{2}, l, \tfrac{1}{2}\right)$$

где матричные элементы соответствуют переходам между состояниями с **одинаковым орбитальным моментом** l, но разным полным моментом j нейтрона.

В этом случае поляризация и асимметрия равны по величине, но имеют противоположные знаки. При этом даже нет необходимости проверять П - А теорему. Достаточно наблюдения дихроизма для поляризованных нейтронов или появления поляризации в пучке - просто по принципу исключения других причин, поскольку ядра мишени не поляризованы.

7. ПОПЕРЕЧНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ НЕЙТРОНОВ

П–А теорема формулирует минимальные условия для проверки Т – инвариантности: частицы должны быть поляризованы. Но она ничего не говорит о направлении поляризации. Это направление определяется физикой процесса.

Однако двухуровневое приближение также ничего не говорит о направлении поляризации. Поэтому возможна проверка П–А теоремы не только для продольной относительно импульса поляризации нейтронов (спиральности), но и для поперечной.

При этом Р - нечетный эффект отсутствует, но в отличии от случая $v_P = 0$, двухуровневое приближение по-прежнему соответствует смешиванию состояния с разными, а не одинаковыми четностями.

Таким образом, нарушение Т – инвариантности может наблюдаться как для продольной поляризации σ_z так и для поперечной σ_x или σ_y

$$b\sigma_z \to b_P\sigma_z + \alpha \cdot b_T\sigma_z + \beta \cdot b_T\sigma_{x,y}$$

8. СТАТИСТИЧЕСКАЯ ТОЧНОСТЬ

Абсолютная ошибка измерения поляризации и асимметрии ($N \sim N_{\pm}$):

$$P \sim A = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}$$

$$\Delta P = \Delta A = 1 / \sqrt{2N}$$

Тогда относительная ошибка эффекта ε = P - A:

$$\Delta\varepsilon / \varepsilon = \frac{1}{\varepsilon\sqrt{N}}$$

Таким образом:

$$N \geq 1/\varepsilon^2 \sim 10^{10}$$

Интенсивность падающего пучка (на всю площадь мишени):

$$I_0 \sim \frac{4N \cdot e^{n_t \sigma_0 d_t} \cdot e^{n_s \sigma_s d_s}}{\Gamma_p \cdot t_{изм}} \xrightarrow{^3He} I_0 \sim \frac{4N \cdot e \cdot (1/0.2)}{\Gamma_p \cdot t_{изм}}$$

год: 2×10^5 1/(с эВ)

месяц: 2×10^6 1/(с·эВ)

9. СИСТЕМАТИЧЕСКИЕ ОШИБКИ

Очевидными источниками систематических ошибок являются:

1. Различие условий на детекторе до и после перестановки мишени.
2. Наличие магнитного поля, которое может повернуть спин нейтрона на пути между мишенью и спиновым фильтром.
3. При использовании магнитного канала транспортировки (соленоида), на спин может оказывать влияние несоосность пучка и поля в соленоиде.

Первая проблема в принципе решается по результатам измерений вне p - резонанса, поскольку эффект там намного меньше, чем в резонансе, а влияние окружения детектора - то же самое. Можно выполнить измерение на неполяризованном пучке (спиновый фильтр присутствует, но p = 0)

Решение второй проблемы, помимо чисто технической стороны требует изучения измеряемых величин при заданных параметрах магнитного поля. Например, если поле M лежит в плоскости YZ и составляет с осью Z угол θ, то в гамильтониан помимо амплитуд a и b нужно включить еще:

$$c = \sigma_y \left(\mu_n M / \hbar\right) \sin\theta$$

Рассмотренные модели двухуровневого приближения с комплексным матричным элементом обычно применяются для описания нарушения Т - инвариантности при взаимодействии поляризованных нейтронов с поляризованными или выстроенными ядрами.

Проведенный анализ показывает, что эти же модели приводят одновременно и к нарушению П–А теоремы, проверка которой однако не требует поляризованных или выстроенных мишеней.

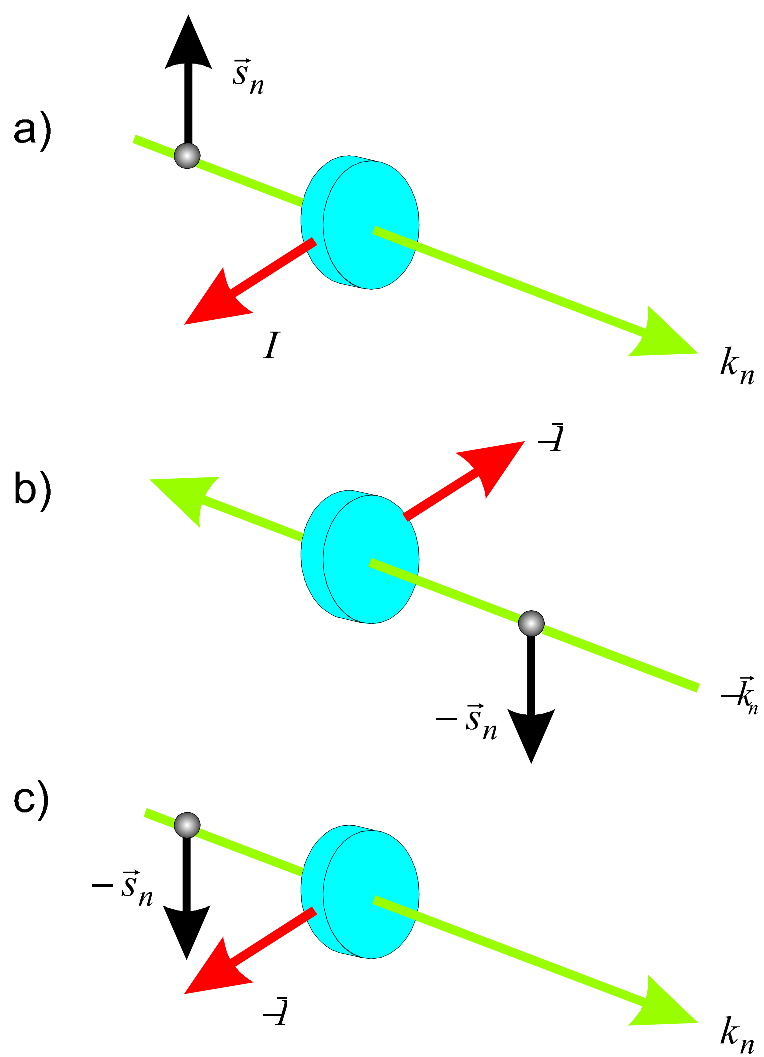
Поскольку для выполнения П–А теоремы требуется, чтобы матричный элемент взаимодействия был действительным, то **любая** модель с комплексными матричными элементами будет приводить к нарушению теоремы и, следовательно Т – инвариантности.

Интермедия

Тройная корреляция $\vec{s}\cdot\left(\vec{k}\times\vec{I}\right)$: $\sigma_T = \frac{\lambda}{2} g_J \,\mathrm{Im}\left[S\left(0,\tfrac{1}{2},1,\tfrac{1}{2}\right) - S\left(1,\tfrac{1}{2},0,\tfrac{1}{2}\right)\right]$

П-А теорема: $\sigma_T = \frac{\lambda}{2} g_J \,\mathrm{Im}\left[S\left(0,\tfrac{1}{2},1,\tfrac{1}{2}\right) - S\left(1,\tfrac{1}{2},0,\tfrac{1}{2}\right)\right]$

Общая схема проверки Т-инвариантности в трансмиссии поперечно-поляризованных нейтронов через поляризованную мишень



a) схема эксперимента, соответствующая структуре тройной корреляции

b) схема a) обращенная во времени.

c) схема b) повернутая на 180° вокруг оси *x*, совпадающей по направлению $\vec{s}$ и проходящей через центр мишени.

БУНАКОВ В.Е (1988), БАРАБАНОВ А.Л. (1992)

Амплитуда нейтронной ширины p–резонанса для
P–четного, T – неинвариантного взаимодействия:

$$\gamma_{p1}(j) \to \gamma_{p1}(j) + \frac{iw_T}{E - E_{p2} + i\Gamma_{p2}/2}\gamma_{p2}(j)$$

$$\gamma_{p2}(j) \to \gamma_{p2}(j) - \frac{iw_T}{E - E_{p1} + i\Gamma_{p1}/2}\gamma_{p1}(j)$$

$$C \cdot \vec{s} \cdot \left(\vec{k} \times \vec{I}\right)\left(\vec{k} \cdot \vec{I}\right)$$

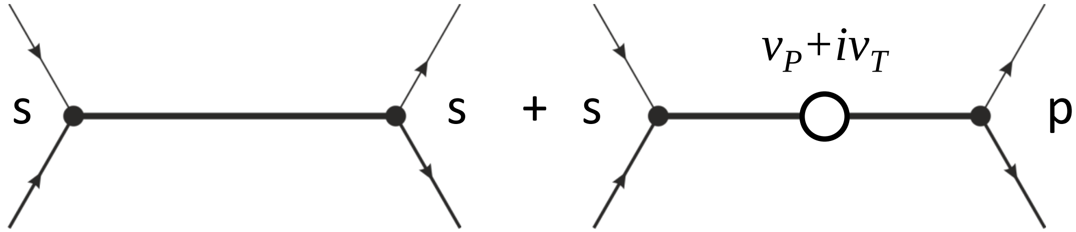
Пятерная корреляция

Любая резонансная
реакция

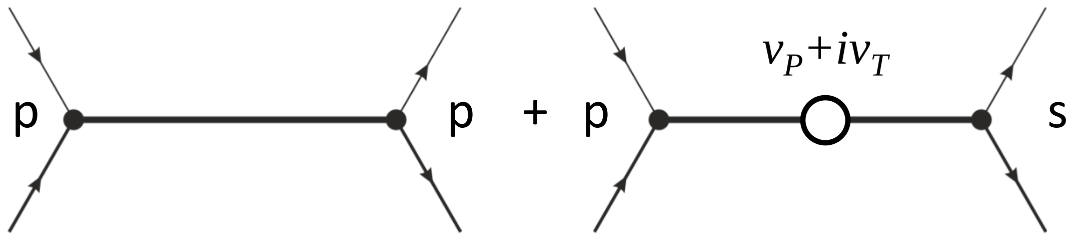
Таким образом был указан универсальный рецепт переноса эффекта нарушения T–инвариантности на любое взаимодействие нейтронов с ядрами, вне зависимости от трансформационных свойств векторов, связанных с этим взаимодействием.

Амплитуды нейтронных ширин s – и p – резонансов для P – нечетного, T – неинвариантного взаимодействия:

$$\gamma'_s = \gamma_s + \frac{v_p + i v_T}{\Delta_p}\gamma_{p\frac{1}{2}}$$



$$\gamma'_{p\frac{1}{2}} = \gamma_{p\frac{1}{2}} + \frac{v_p + i v_T}{\Delta_s}\gamma_s$$



Полные сечения прямого (+) и обратного во времени (-) процессов:

$$\sigma_+ \sim \mathrm{Im}\left(\frac{\gamma_s \gamma'_s}{\Delta_s}\right) + \mathrm{Im}\left(\frac{\gamma_{p\frac{1}{2}} \gamma'_{p\frac{1}{2}}}{\Delta_p}\right) = \Sigma_s + \Sigma_p + \sigma_P + \sigma_T$$

$$\sigma_- \sim \mathrm{Im}\left(\frac{\gamma_s \gamma'^*_s}{\Delta_s}\right) + \mathrm{Im}\left(\frac{\gamma_p \gamma'^*_p}{\Delta_p}\right) = \Sigma_s + \Sigma_p + \sigma_P - \sigma_T$$

Чтобы выделить вклад Т – неинвариантного взаимодействия σ_T в полное сечение нужно:

1. Либо придумывать векторную корреляцию и конструировать прямой и обратный процессы на основе трансформационных свойств образующих ее векторов.
2. Либо применять П-А теорему, в формулировке которой явно указываются нужные процессы.

Таким образом, векторная корреляция и П-А теорема это **альтернативные методики** для выявления Р- нечетной, Т – неинвариантной величины:

$$\sigma_{PT} \sim S\left(0,\tfrac{1}{2},1,\tfrac{1}{2}\right)-S\left(1,\tfrac{1}{2},0,\tfrac{1}{2}\right)$$

или Р- четной, Т – неинвариантной:

$$\sigma_T \sim S\left(1,\tfrac{1}{2},1,\tfrac{3}{2}\right)-S\left(1,\tfrac{3}{2},1,\tfrac{1}{2}\right)$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Показано, что в рамках П-А теоремы можно осуществить проверку Т-инвариантности при измерении полных сечений нейтрон - ядерного взаимодействия без использования поляризованных мишеней.

2. Измеряемая величина совпадает с той, которую предполагалась определить в экспериментах с поляризованной мишенью (тройная корреляция).

3. Для экспериментов необходим спиновый фильтр (поляризатор/анализатор). Преимущество имеет «всеволновой» фильтр, если нейтронный источник обеспечивает высокое энергетическое разрешение.

4. Систематические ошибки (ложные эффекты) предлагаемой методики преодолимы в значительно большей степени, чем в экспериментах с поляризованной мишенью.

5. Приведены оценки времени измерения эффекта нарушения Т – инвариантности.