

Нарушение симметрий С, Р и Т при интерференции спин-зависимых амплитуд в рассеянии нейтронов на нулевой УГОЛ.

гамильтониан	С	Р	Т	СР
$a_l(sI)$	+	+	+	+
$a_l(sl)$	+	+	+	+
$a_H(sH)$	+	+	+	+
$a_w(sp)$	-	-	+	+
$a_f(sf)$	+	-	-	-
$a_g(sg)$	-	+	-	-

$$\mathbf{H} = \frac{1}{c}[\text{Ev}] = \frac{1}{mc} \frac{d\varphi}{rdr} [\text{rp}] = \frac{1}{mcr} \frac{d\varphi}{dr} \mathbf{l} \quad a_H(sH) = a_l(sl)$$

$$\mathbf{T}(\sigma_i \sigma_j = \delta_{ij} + i \varepsilon_{ijk} \sigma_k) \Rightarrow \sigma_i \sigma_j = \delta_{ij} - i \varepsilon_{ijk} \sigma_k$$

$$(\sigma \mathbf{a})(\sigma \mathbf{b}) = (\mathbf{a} \mathbf{b}) + i(\sigma [\mathbf{a} \mathbf{b}])$$

$$H = -\frac{a}{2} - \frac{(\sigma \mathbf{b})}{2} \quad a \text{ и эффективное поле } \mathbf{b} \text{ - комплексные величины}$$

$$\psi = \psi_0 \exp(-i \frac{H}{\hbar} t) = \psi_0 U \quad U = \exp(i H t / \hbar) = \exp(-\frac{\omega_0}{2} t) \exp(-i \frac{\omega}{2} t (\sigma \mathbf{n})),$$

$$\omega_0 = \text{Im} a / \hbar \quad \omega = \sqrt{(\mathbf{b} \mathbf{b})} / \hbar \quad \mathbf{n} = \frac{\mathbf{b}}{\sqrt{(\mathbf{b} \mathbf{b})}}$$

$$\rho_i = \psi_0^\dagger \psi_0 \quad \rho_i \rightarrow \rho_f = \psi^\dagger \psi = U^\dagger \rho_i U. \quad \psi_0 = (\mathbf{a}_1 \psi_+ \quad \mathbf{a}_2 \psi_-)$$

## Матрица плотности

$$\rho_i = \psi_0^+ \psi_0 = \begin{pmatrix} |a_1|^2 & 0 \\ 0 & |a_2|^2 \end{pmatrix} = \frac{1}{2}(1 + (\sigma_z p)) \quad \rho_i = \begin{pmatrix} |a_1|^2 & 0 \\ 0 & |a_2|^2 \end{pmatrix} = \frac{1}{2}(1 + (\sigma_z p))$$

$$\rho_i = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + p_z & p_- \\ p_+ & 1 - p_z \end{pmatrix} \quad p_z = p \cos \mathcal{G} \quad p_- = p \sin \mathcal{G} \exp(-i\varphi) \quad p_+ = p \sin \mathcal{G} \exp(i\varphi)$$

$$\text{Tr} \rho_i = |a_1|^2 + |a_2|^2 = 1 \quad |a_1|^2 = \frac{N_+}{N_+ + N_-} \quad |a_2|^2 = \frac{N_-}{N_+ + N_-}$$

$p = p_p$  Эффективность поляризатора

$p = p_a$  Эффективность анализатора

$$N_p = \frac{1}{2} \text{Tr}(\rho_a U^\dagger U) \quad N_a = \frac{1}{2} \text{Tr}(U^\dagger \rho_p U) \quad \mathbf{b}' = \mathbf{n} \sin\left(\frac{\omega}{2} t\right) = \frac{\mathbf{b} \omega^*}{|\omega|^2} \sin\left(\frac{\omega}{2} t\right)$$

Скорость счета нейтронов

$$N_{p(a)} = \frac{1}{4} \exp(-\omega_0 t) [N_0 + (p_{a(p)} P_{p(a)})], \quad N_0 = |\cos(\frac{\omega}{2} t)|^2 + (\mathbf{b}'^* \mathbf{b}')$$

$$p = \pm 1 \quad P' = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} = \frac{P}{N}$$

Мишень является поляризатором

$$P_p = 2\text{Im}(\mathbf{b}'^* \cos(\frac{\omega}{2} t)) + i[\mathbf{b}'^* \mathbf{b}']$$

Мишень - анализатор

$$P_a = 2\text{Im}(\mathbf{b}'^* \cos(\frac{\omega}{2} t)) - i[\mathbf{b}'^* \mathbf{b}']$$

$$P_{p(a)i} = 2\text{Im}(\mathbf{b}_i'^* \cos(\frac{\omega}{2} t)) \mp 2\text{Im}(\mathbf{b}_j'^* \mathbf{b}_k')$$

-(+) – падающий пучок не поляризован (поляризован)

Индексы  $i, j, k$  – циклические перестановки координатных осей

$$ijk = xyz, yzx, zxy$$

## Симметрии различных типов интерференций спин зависимых взаимодействий

$$\Delta P_i = p_i 2 \text{Im}(b_j'^* b_k') \quad \text{Интерференционный вклад в поляризацию} \quad (4)$$

$$\text{Im}(b_j'^* b_k') = \frac{|\sin(\omega t \setminus 2)|^2}{|\omega|^2} (\text{Re} b_j \text{Im} b_k - \text{Im} b_j \text{Re} b_k).$$

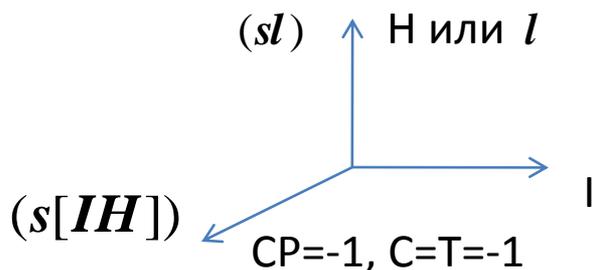
Одно или оба взаимодействия должны иметь мнимую часть.

### 1. Поляризованная парамагнитная мишень в поперечном внешнем магнитном поле или в спин-орбитальном поле

Пусть мишень поляризована в направлении  $j$ , а вдоль оси  $k$  направлено внешнее магнитное поле.

Эффективное поле является векторной суммой псевдовекторного поля сильного взаимодействия и магнитного поля. Все величины в выражении (4) представлены псевдовекторами, поэтому интерференция этого типа, действующая вдоль оси  $i$ ,  $P$ - четна, но не инвариантна при обращении времени и, следовательно,  $CP$ - нечетна.

В этом случае сохраняется симметрия  $TC$ . Фундаментальное взаимодействие с нарушенной  $CP$  и сохраняющейся  $TC$  симметриями в природе не известно, но, как мы видим, этот тип симметрии реализуется при интерференции сильного взаимодействия с магнитным полем.



$$\omega_I = \omega_n$$

## 2. Неполяризованная мишень в магнитном поле.

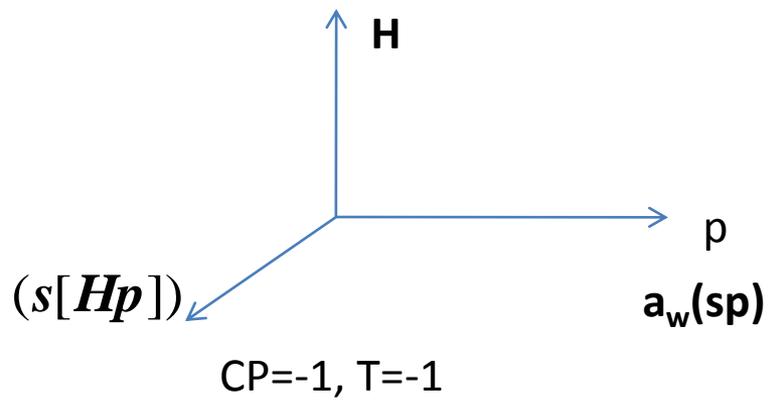
Пусть магнитное поле направлено вдоль оси  $k$ , а вдоль оси  $j$  направлен импульс нейтрона. В этом случае имеет место  $P$ - нечетная и  $T$ - не инвариантная интерференция магнитного поля с полем слабого взаимодействия.

$CP$ - нарушенная симметрия этого типа характерна для взаимодействия электрического дипольного момента (ЭДМ) нейтрона с электрическим полем  $d(\mathbf{sE})$ ,

поскольку при инверсии координат изменяется направление электрического поля, а при обращении времени изменяется знак спина нейтрона.

ЭДМ нейтрона исследуется на протяжении многих лет в различных экспериментах. Но, измерения ЭДМ в сильных электрических полях кристаллов могут маскироваться вышеуказанной интерференцией.

Причем эффект ЭДМ оказывается значительно меньше интерференционного.



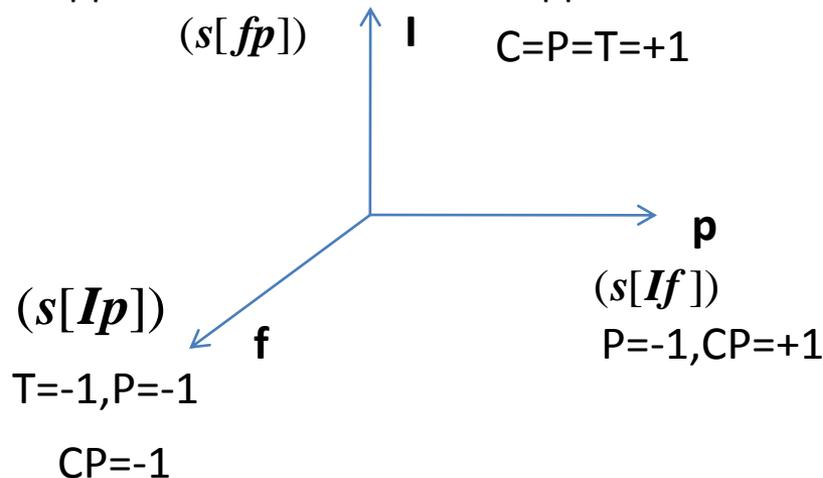
### 3. Поляризованная мишень.

При прохождении нейтронов через поляризованную мишень имеет место сильное и слабое взаимодействия. Пусть нейтроны движутся вдоль оси  $j$ , а спины ядер мишени направлены вдоль оси  $k$ . Интерференция указанных взаимодействий приводит к поляризации пучка в направлении оси  $i$ . В соответствии с выражением (4) эта поляризация  $P$ - нечетна и не инвариантна при обращении времени, то есть,  $PT$ - четна, но  $CP$ - нарушена. В этом случае интерференция имеет тот же тип симметрии, что и в предыдущем случае.

Существует надежда, что нарушение  $CP$ , которое известно в физике  $K$ - и  $B$ - мезонов, имеет универсальный характер и может проявляться в рассеянии нейтронов. Для этого должно существовать гипотетическое не зависящее от времени векторное поле  $\mathbf{f}$ , о котором упоминалось в начале статьи. Если поле  $\mathbf{f}$  направлено вдоль оси  $i$ , то поляризация, создаваемая этим полем маскируется обсуждаемым интерференционным эффектом. Поскольку знак интерференционного эффекта зависит от начальных условий, то измерения с неполяризованными и поляризованными нейтронами дают возможность устранить маскирующее действие интерференции сильного и слабого взаимодействий.

#### 4. Поляризованная мишень с гипотетическим полем $f$ .

Имеется три взаимодействия нейтронов, для которых выберем следующие направления. Поле  $f$  направлено вдоль оси  $i=x$ , поле слабого взаимодействия вдоль оси  $j=y$ , а мишень поляризована в направлении  $k=z$ . По сравнению с предыдущем случаем появляются две дополнительные интерференции с полем  $f$ .  $P$ - нечетная интерференция с полем сильного взаимодействия. Эта интерференция дополняет эффект слабого взаимодействия. И интерференция  $T$ - неинвариантного взаимодействия  $a_f(sf)$  с полем слабого взаимодействия. В соответствии с соотношением (4) эта интерференция создает дополнительный вклад в поляризацию нейтронов за счет сильного взаимодействия и в этом вкладе все симметрии сохраняются.



## Заключение

Обычно дискретные симметрии обсуждаются в физике фундаментальных взаимодействий, где наибольший интерес имеет нарушение  $CP$ . Природа этого нарушения не ясна и, соответственно, нет теории, объясняющей это явление.

Интерференция хорошо известных спин зависимых взаимодействий, а именно: сильного, слабого и взаимодействие с магнитным полем всегда приводит к определенному типу нарушенной симметрии.

Обсуждаемое в этой работе многообразие интерференций с нарушенной той или иной симметрией не имеет фундаментального значения, а только является следствием неунитарности операции обращения времени и свойств матриц Паули. Однако, описанные интерференционные явления необходимо оценивать и учитывать при экспериментальном исследовании таких слабых эффектов, как несохранение четности в ядрах и атомах, измерениях ЭДМ нейтрона и поисках  $T$ - неинвариантного взаимодействия в физике низких энергий.