

ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ НЕЙТРОННОГО КРИСТАЛЛ-ДИФРАКЦИОННОГО ЭКСПЕРИМЕНТА К ЭЛЕКТРИЧЕСКОМУ ДИПОЛЬНОМУ МОМЕНТУ НЕЙТРОНА И P-, T-НЕЧЕТНЫМ ЯДЕРНЫМ СИЛАМ

В. Г. Барышевский, С. Л. Черкас

Наличие у нейтрона электрического дипольного момента (ЭДМ) требует одновременного нарушения инвариантности относительно инверсии как времени (Т), так и пространственной координаты (Р). В моделях, объясняющих барионную асимметрию Вселенной, ЭДМ нейтрона оказывается на уровне $\sim 10^{-26} - 10^{-28} \text{ e} \cdot \text{см}$ [1], так что его обнаружение было бы прямым свидетельством в пользу объединяющих различные взаимодействия моделей, таких как суперсимметричные и модели Великого объединения.

Более того, в последнее время нарастает интерес и к исследованию Т-нечетных констант взаимодействия нейтрона с ядром. Однако в данных исследованиях существуют серьезные проблемы, связанные с методикой таких экспериментов, поэтому разработка методов, чувствительных к Т-нечетным взаимодействиям нейтрона с ядром, является важной и насущной задачей современной физики.

Поскольку в кристалл-дифракционном эксперименте [2–9] нейтроны взаимодействуют с атомами кристалла, то возможно несколько механизмов, приводящих к Р-, Т-нечетному вращению спина нейтрона в кристалле, а именно взаимодействие электрического дипольного момента нейтрона с электрическим полем кристалла и нарушающее пространственную четность и инвариантность относительно обращения времени ядерное взаимодействие нейтрона с ядрами. Ниже будут подробно рассмотрены эти два механизма нарушения Р-, Т-инвариантности в области тепловых и резонансных энергий нейтронов.

Согласно работам [6, 7], угол поворота ϕ_{PT} поляризации нейтрона в кристалле толщины L определяется спин-зависящей частью показателя преломления:

$$\phi_{PT} = 2kL |\mathbf{M}_{PT}|, \quad (1)$$

где k – волновое число нейтрона, \mathbf{M}_{PT} – абсолютное значение вектора, входящего в формулу для Р-, Т-нечетной матричной части показателя преломления нейтрона в кристалле: $n_{PT} = \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{M}_{PT}$.

При условии слабой дифракции на некоторой системе плоскостей кристалла (рис. 1), соответствующих вектору обратной решетки $\boldsymbol{\tau}$, показатель преломления может быть записан в виде

$$n_{PT} \sim \left(\frac{4\pi}{k^2 V} \right)^2 \frac{f_s f_{PT}(\boldsymbol{\tau})}{2\alpha_B} e^{-2w(\boldsymbol{\tau})} s(\boldsymbol{\tau}), \quad (2)$$

где f_s – амплитуда упругого рассеяния нейтрона на ядре (длина рассеяния), $f_{PT}(\mathbf{q})$ – Р-, Т-нечетная амплитуда упругого рассеяния;

$$\alpha_B = \frac{\tau(\tau + 2k)}{k^2}, \quad (3)$$

где V – объем единичной ячейки, $e^{-w(\tau)} = \exp(-u^2\tau^2/4)$ – фактор Дебая – Уоллера и u^2 – средний квадрат амплитуды теплового движения атомов относительно положения равновесия.

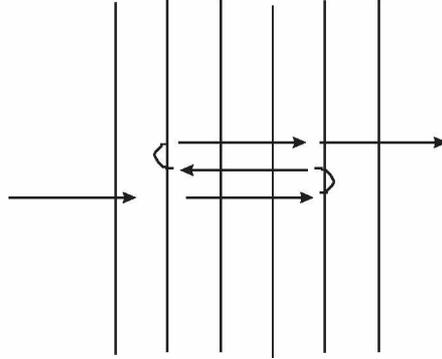


Рис. 1. Перерассеяние нейтрона кристаллическими плоскостями

Множитель $s(\tau) = \sum_{jl} \{ \exp(i\tau\mathbf{R}_j) - \exp(-i\tau\mathbf{R}_j) \}$, где суммирование проводится по атомам одной единичной ячейки кристалла, описывает степень нецентросимметричности кристалла [10], т. е. $s(\tau)$ равно нулю для кристаллов, обладающих центром симметрии, и таким образом только нецентросимметричные (пьезоэлектрические) кристаллы пригодны для эксперимента.

В геометрии обратного рассеяния только P-, T-нечетные взаимодействия приводят к вращению спина, наблюдение которого и будет свидетельствовать о нарушении указанных симметрий.

Сравним вклад различных источников P-, T-нарушения, а именно P-, T-нечетных ядерных сил и взаимодействия ЭДМ нейтрона с электрическим полем кристалла в поворот спина нейтрона, который планируется наблюдать. Рассмотрим сначала P-, T-нечетную амплитуду рассеяния нейтрона ядром (атомом) кристалла. Данная амплитуда содержит электромагнитную и ядерную части. Последняя может быть выведена в приближении однопионного обмена из лагранжиана взаимодействия нуклонного и мезонного полей. Для простоты будем рассматривать обмен только π -мезоном, изображенный на рис. 2, а. В этом случае плотность лагранжиана взаимодействия может быть записана в виде [11]

$$L = ig_\pi \bar{N} \gamma_5 (\boldsymbol{\tau} \boldsymbol{\pi}) N + \bar{g}_\pi^{(0)} \bar{N} (\boldsymbol{\tau} \boldsymbol{\pi}) N + \bar{g}_\pi^{(1)} \bar{N} \pi_0 N + \bar{g}_\pi^{(2)} \bar{N} (3\tau^z \pi_0 - \boldsymbol{\tau} \boldsymbol{\pi}) N, \quad (4)$$

где $N(x)$ – амплитуда нуклонного поля и $\pi_0(x)$, $\boldsymbol{\pi}(x)$ амплитуды полей нейтральных и заряженных π -мезонов.

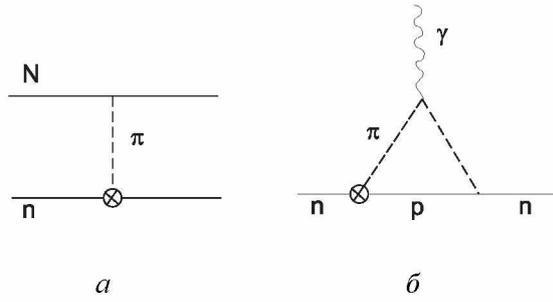


Рис. 2. Диаграмма однопионного обмена (а), вклад пионной петли в ЭДМ нейтрона (б); P-, T-нарушающая вершина отмечена крестиком

Три последних слагаемых в (4) нарушают пространственную четность и инвариантность относительно обращения времени. В рамках однопионного обмена [11] можно вывести соответствующий потенциал нуклон-нуклонного взаимодействия:

$$\begin{aligned}
 V_{PT}^{(\pi)} = & \frac{1}{2m_N m_\pi^2} (g_\pi \bar{g}_\pi^{(0)} (\boldsymbol{\tau}\boldsymbol{\tau}_1)(\boldsymbol{\sigma} - \boldsymbol{\sigma}_1) + \\
 & + g_\pi \bar{g}_\pi^{(1)} ((\tau_1^z + \tau^z)(\boldsymbol{\sigma} - \boldsymbol{\sigma}_1) + (\tau_1^z - \tau^z)(\boldsymbol{\sigma} + \boldsymbol{\sigma}_1)) + \\
 & + g_\pi \bar{g}_\pi^{(2)} (3\tau^z \tau_1^z - \boldsymbol{\tau}\boldsymbol{\tau}_1)(\boldsymbol{\sigma} - \boldsymbol{\sigma}_1)) \cdot \nabla \delta^{(3)}(\mathbf{r}), \quad (5)
 \end{aligned}$$

где вследствие малой энергии нейтронов для простоты принимается, что взаимодействие имеет нулевой радиус действия. Полученное P-, T-нечетное нуклон-нуклонное взаимодействие позволяет найти P-, T-нечетный потенциал взаимодействия нейтрона с ядром. Предположим для простоты, что ядро состоит из одинакового количества протонов и нейтронов с пространственным распределением $\rho(\mathbf{r})$, нормированным на единицу: $\int \rho(\mathbf{r}) d^3 \mathbf{r} = 1$. Усреднение нуклон-нуклонного взаимодействия приводит к нейтрон-ядерному потенциалу следующего вида:

$$V_{\text{NPT}} = -\frac{A}{m_N m_\pi^2} g_\pi \bar{g}_\pi^{(1)} \boldsymbol{\sigma} \nabla \rho(\mathbf{r}), \quad (6)$$

где A – число нуклонов в ядре, а также использовано соотношение

$$\int \rho(\mathbf{r}') \nabla \delta^{(3)}(\mathbf{r} - \mathbf{r}') d^3 \mathbf{r}' = \nabla \rho(\mathbf{r}).$$

Слагаемые из (5), которые пропорциональны $\bar{g}_\pi^{(0)}$ и $\bar{g}_\pi^{(2)}$, не дают вклада в потенциал нуклон-ядерного взаимодействия, поскольку их изоспиновая зависимость приводит к противоположному знаку для $n-n$ и $n-p$ взаимодействий, в то время как мы предполагали равное число нейтронов и протонов в ядре.

Следующий шаг состоит в расчете амплитуды упругого рассеяния нейтрона на ядре в первом порядке по переданному импульсу \mathbf{q} :

$$f_{\text{NPT}}(\mathbf{q}) = -\frac{m_N}{2\pi} \int V_{\text{NPT}}(\mathbf{r}) e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}} d^3r = iA \frac{g_\pi \bar{g}_\pi^{(1)}}{2\pi m_\pi^2} \boldsymbol{\sigma}\mathbf{q}, \quad (7)$$

где мы положили $\rho(\mathbf{r}) = A\delta^{(3)}(\mathbf{r})$ для упрощения расчета.

Как уже говорилось, другим источником нарушения P-, T-инвариантности является взаимодействие электрического дипольного момента нейтрона с электрическим полем:

$$V_{\text{EDM}} = -d_n \boldsymbol{\sigma}\mathbf{E} = d_n \boldsymbol{\sigma}\nabla \left(\frac{Ze}{r} \exp(-r/R_a) \right) = -d_n Z e \frac{(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{r})}{r} \left(\frac{1}{r^2} + \frac{1}{rR_a} \right) \exp(-r/R_a), \quad (8)$$

Вычисление амплитуды рассеяния для этого случая приводит к следующему выражению:

$$\begin{aligned} f_{\text{EDM}}(\mathbf{q}) &= \frac{m_n}{2\pi} d_n Z e \int \frac{(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{r})}{r} \left(\frac{1}{r^2} + \frac{1}{rR_a} \right) \exp(-r/R_a) e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}} d^3\mathbf{r} = \\ &= -2i m_n d_n Z e \frac{(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{q})}{q^2} \left(1 - \frac{1}{1+q^2 R_a^2} \right), \end{aligned} \quad (9)$$

где радиус экранирования считается равным радиусу атома R_a .

Следует заметить, что электрический дипольный момент нейтрона также может быть выражен через константы пион-нуклонного взаимодействия [12]:

$$d_n = \frac{e}{4\pi^2 m_n} g_\pi \bar{g}_\pi^{(0)} \ln \frac{m_n}{m_\pi}, \quad (10)$$

что даст возможность сравнивать величину амплитуд упругого рассеяния даваемых выражениями (7) и (9). Окончательный вывод состоит в том, что вклад от взаимодействия ЭДМ нейтрона с электрическим полем атома в угол вращения поляризации нейтрона в кристалле намного больше вклада, возникающего из-за P-, T-нечетных короткодействующих ядерных взаимодействий (ср. вторую и пятую колонки таблицы), если сделать достаточно естественное предположение $\bar{g}_\pi^{(0)} \approx \bar{g}_\pi^{(1)}$.

Однако можно задать вопрос, что произойдет, если наблюдение вращения спина проводить в окрестности p -резонансов составного ядра. Как известно, P-нечетные и P-, T-нечетные эффекты ядерного происхождения претерпевают существенное усиление в этом случае.

В окрестности p -резонанса в предположении, что вблизи расположен s -резонанс, амплитуда рассеяния имеет вид [13, 14]

$$f_{PT}^{\text{res}}(\mathbf{q}) = \frac{(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{q})}{k^2} \frac{\gamma_p W_{ps} \gamma_s}{(E - E_p + i\Gamma_p)(E_s - E_p)}, \quad (11)$$

где γ_p – амплитуда захвата в p -резонанс, γ_s – амплитуда захвата в s -резонанс, W_{sp} – матричный элемент P-, T-нечетного взаимодействия между s - и p -состояниями компаунд-ядра. Амплитуда захвата в p -резонанс подавлена по

сравнению с амплитудой захвата в s -резонансе: $\gamma_p = (kR)\gamma_s$, где R – радиус ядра. В соответствии с теорией реакций, идущих через составное ядро, $\Psi_p = \sum_m^N C_{pm}\psi_m$, где ψ_m – базисные волновые функции оболочечной модели и $N \sim 10^6$ число «главных» компонент в волновой функции составного ядра [13, 14]. Коэффициенты C_{pm} , так же как C_{sm} , являются случайными величинами, что приводит к следующей формуле для матричного элемента между компаунд состояниями: $W_{sp} = W/\sqrt{N}$, где W – характерная величина одночастичного Р-, Т-нечетного взаимодействия, которая, согласно (6), может быть оценена как $W = \frac{g_\pi \bar{g}_\pi^{(1)} A}{m_n m_\pi^2 R^4}$. Следует отметить, что не только одночастичное взаимодействие (6) дает вклад в матричный элемент, но также и исходное двухчастичное взаимодействие (5). Таким образом, по-видимому, вклад в матричный элемент W от слагаемых, пропорциональных $\bar{g}_\pi^{(0)}$ и $\bar{g}_\pi^{(2)}$, такого же порядка, как от $\bar{g}_\pi^{(1)}$. Принимая во внимание оценку для интервала энергий между s - и p -резонансами $E_s - E_p = \Delta E/N$, где $\Delta E = 7$ МэВ – типичная разность энергий между состояниями оболочечной модели, мы приходим к следующему виду амплитуды упругого рассеяния:

$$f_{PT}^{res}(q) = \frac{(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{q})}{k^2} \frac{1}{kR} \frac{\sqrt{N} W}{\Delta E} \frac{\gamma_p^2}{\Gamma_p} \quad (12)$$

в окрестности p -резонанса, когда $E - E_p = \Gamma_p$.

Существует еще один метод оценки Р-, Т-нечетной резонансной амплитуды – использование результатов измерений Р-нечетного вращения спина в ^{139}La [15–18]. Из результатов этих экспериментов можно оценить отношение матричного элемента Т-инвариантного Р-нечетного взаимодействия между s - и p -резонансами к разности энергий резонансов [15–18]:

$$\frac{\bar{W}_{sp}}{E_s - E_p} = \frac{1.7 \times 10^{-3}}{38} = 4.5 \times 10^{-5}. \quad (13)$$

Можно предположить, что данный матричный элемент происходит от Р-нечетного взаимодействия, которое описывается мезон-нуклонным лагранжианом, состоящим из сильного и Р-нечетного слагаемых [19]:

$$L = ig_\pi \bar{N} \gamma_5 (\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\pi}) N + h_\pi \bar{N} (\boldsymbol{\tau} \times \boldsymbol{\pi})_3 N, \quad (14)$$

из которого можно получить Р-нечетное нуклон-нуклонное взаимодействие следующего вида:

$$V(r) = i \frac{g_\pi h_\pi}{2\sqrt{2} m_n m_\pi^2} (\boldsymbol{\tau}_1 \times \boldsymbol{\tau}_2)_3 (\boldsymbol{\sigma}_1 + \boldsymbol{\sigma}_2) [(\hat{\mathbf{p}}_1 - \hat{\mathbf{p}}_2), \delta^{(3)}(\mathbf{r})]. \quad (15)$$

Далее можно предположить, что коэффициент пропорциональности, который

определяется сложной структурой компаунд состояний, между произведением констант $g_\pi h_\pi$ (Р-нечетное Т-четное взаимодействие) и матричным элементом \tilde{W}_{sp} такой же, как для констант $g_\pi \bar{g}_\pi^{(i)}$ (Р-нечетное Т-нечетное взаимодействие) и матричного элемента W_{sp} . В результате находим W_{sp} :

$$W_{sp} = \frac{g_\pi \bar{g}_\pi^{(i)}}{g_\pi h_\pi} \tilde{W}_{sp}, \quad (16)$$

где $g_\pi = 13$ и оценка для Р-нечетной константы h_π приведена в [19, 20]: $h_\pi = 1.9 \times 10^{-7}$. Значения других необходимых параметров: полная ширина p -резонанса $\Gamma_p = 0.045$ эВ, нейтронная ширина резонанса $\Gamma_p^n = 3.6 \times 10^{-8}$ эВ, нейтронная ширина s -резонанса $\Gamma_s^n = 0.1$ эВ, интервал энергии до ближайшего s -резонанса $E_s - E_p \sim 38$ эВ [19, 20].

Перейдем к оценке угла поворота спина нейтрона. Будем рассматривать наиболее выгодную геометрию отражения назад (угол Брэгга равен 180°). Для α_B (3), описывающего расстройку от выполнения точного условия Брэгга, имеем

$$\alpha_B = 4(\Delta k/k + \Delta\theta^2), \quad (17)$$

поскольку $\tau = 2k$. Параметр $\Delta\theta \sim 10^{-3}$ определяется мозаичностью кристалла и при этом должно быть $\Delta k/k = \Delta\theta^2 = 10^{-6}$. Оставшиеся параметры следующие: $L = 0.5$ м, $u = 0.1 \text{ \AA}$, $V^{1/3} = 5 \text{ \AA}$, $R_a = 2 \text{ \AA}$, $R = 1.45A^{1/3}$ фм, где $A = 139$ массовое число ядра, $Z = 57$ заряд. Фактор $s(\tau)$, описывающий нецентросимметричность кристалла, взят равным единице, поскольку в большинстве пьезоэлектрических кристаллов центральная симметрия нарушена сильно. Величина электрического дипольного момента нейтрона взята 10^{-26} е·см, соответствующее этому значению произведение констант $g_\pi \bar{g}_\pi^{(i)}$ находится из уравнения (10) в предположении, что Р-, Т-нарушающие константы $\bar{g}_\pi^{(1)}$, $\bar{g}_\pi^{(2)}$, $\bar{g}_\pi^{(3)}$ одного порядка величины. Следует заметить, что, кроме того, $\Delta\theta$ должно быть больше мозаичности кристалла (типичная величина 10^{-3} – 10^{-4}), оно также должно удовлетворять условию слабости дифракции: $\alpha_B = 4(\Delta\theta^2 + \Delta k/k) \gg \frac{4\pi}{k^2 V} f_s$.

Подводя итог, можно сделать вывод, что ЭДМ нейтрона вносит главный вклад во вращение спина нейтрона в условиях дифракции в нецентросимметричном кристалле при энергиях тепловых нейтронов около 0.003 эВ (см. таблицу). Необходимое число нейтронов для измерения угла поворота спина составляет $N_{tot} = 1/\phi_{EDM}^2 = 7 \times 10^7$ и, например, при потоке нейтронов на дне канала реактора $N_0 = 10^{15}$ нейтрон/(см²·с) и площади кристалла $S = 30 \times 30$ см² время накопления данных составит всего $T = N_{tot}/(N_0 S \frac{\Delta\theta}{\pi} 2 \frac{\Delta k}{k}) \approx 0.12$ с.

Угол вращения спина нейтрона: ϕ_{EDM} – из-за вклада ЭДМ нейтрона, ϕ_{NPT}, ϕ_{res} – из-за P-, T-нечетных ядерных сил при потенциальном и резонансном рассеянии соответственно

E, eV	$\Delta\theta$	$\Delta k/k$	$\frac{4\pi}{k^2V} f_s$	ϕ_{EDM}	ϕ_{res}	ϕ_{NPT}
0.003	10^{-3}	10^{-6}	5.6×10^{-6}	1.2×10^{-4}	–	2.8×10^{-11}
0.1	10^{-3}	10^{-6}	1.7×10^{-7}	6.9×10^{-8}	–	6.7×10^{-13}
0.73	10^{-3}	10^{-6}	2.4×10^{-8}	2.9×10^{-10}	* 8.3×10^{-9}	2.0×10^{-14}
					** 5.6×10^{-10}	
0.73	10^{-3}	10^{-8}	2.4×10^{-8}	2.9×10^{-8}	* 8.3×10^{-7}	2.0×10^{-12}
					** 5.6×10^{-8}	

Примечание. Величины, помеченные *, соответствуют оценкам по формуле (12), в то время как величины, помеченные **, соответствуют оценкам, следующим из уравнений (11), (13), (16).

В области энергий около 0.73 эВ, соответствующей p -резонансу лантана ^{139}La , главный вклад вносят P-, T-нечетные ядерные силы (см. последнюю и предпоследнюю строки таблицы случай *). Однако требуемое число нейтронов для этого случая составляет $N_{tot} = 1.5 \times 10^{12}$ и при том же потоке нейтронов и площади кристалла требуемое время $T = 30$ дней. Таким образом, эксперимент в резонансной области имеет смысл проводить только на специализированных реакторах, в которых поток нейтронов с энергией 1 эВ намного больше, чем с энергией 0.001–0.003 эВ.

Литература

1. Baker C. A. et al. // Phys. Rev. Lett. 2006. Vol. 97. P. 131801.
2. Shull C. G., Nathans R. // Phys. Rev. Lett. 1967. Vol. 19. P. 384.
3. Forte M. // J. Phys. G. 1983. Vol. 9. P. 745.
4. Forte M., Zagen C. // Nucl. Inst. Meth. A. 1989. Vol. 284. P.147.
5. Fedorov V. V., Voronin V. V., Lapin E. G. // J. Phys. G. 1992. Vol. 18. P. 1133.
6. Барышевский В. Г. // Ядерная физика. 1995. Т. 58. С. 1558.
7. Baryshevsky V. G. // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 1997. Vol. 23. P. 509.
8. Лапин Е. Г. и др. // Письма ЖЭТФ. 2001. Т. 74. С. 279.
9. Fedorov V.V. et al. // Appl. Phys. 2002. Vol. A74. P. s91.
10. Для простоты мы привели выражение для фактора $s(\tau)$ справедливое только для кристалла, состоящего из одного вида атомов. В общем случае необходимо рассматривать сумму общего вида $\sum_j f_j(\boldsymbol{\tau}) f_j(-\boldsymbol{\tau}) \exp(i\boldsymbol{\tau}(\mathbf{R}_j - \mathbf{R}_l))$ [6, 7], где \mathbf{R}_j – положение атома в ячейке кристалла и f_j – соответствующая амплитуда рассеяния.

11. *Liu C.-P., Timmermans R. G. E.* // Phys. Rev. C. 2004. Vol. 70. P. 055501.
12. *Pospelov M, Ritz A.* // Ann. Phys. (N.Y.). 2005. Vol. 318. P. 119.
13. *Vinakov V. E., Gudkov V. P.* // J. de Phys. (Paris). 1984. Vol. 45. P. C3.
14. *Сушков О. П., Фламбаум В. В.* // Письма ЖЭТФ. 1980. Т. 32. С. 377.
15. *Алфименков В. П. и др.* // Письма ЖЭТФ. 1982. Т. 35. С. 42.
16. *Весна В. А. и др.* // Изв. Акад. Наук. СССР, сер. физ. 1982. Т. 46. С. 2116.
17. *Haseyama T. et al.* // Phys. Lett. B. 2002. Vol. 534. P. 39.
18. *Серебров А. П. и др.* // Письма ЖЭТФ 1995. Т. 62. С. 529.
19. *Zhu S.-L. et al.* // Nucl. Phys. A. 2005. Vol. 748. P. 435.
20. *Shwe H., Cote R. E., Prestwich W. V.* // Phys. Rev. 1967. Vol. 159. P. 1050.

**SENSITIVITY OF THE NEUTRON CRYSTAL DIFFRACTION
EXPERIMENT TO THE NEUTRON EDM AND TO THE NUCLEAR
P-, T-VIOLATING FORCES**

V. G. Baryshevsky, S. L. Cherkas

We establish a link between an angle of the neutron polarization rotation in a crystal diffraction experiment and constants of the P-, T-violating interactions. The consideration applies to the energy range of thermal and resonance neutrons.