Письма в ЖЭТФ, том 92, вып. 5, с. 324 – 326 © 2010 г. 10 сентября

ЭДМ нейтрона в электрическом поле кристалла

В. В. Лукашевич[1], *А. В. Алдущенков*

Санкт-Петербургский институт ядерной физики, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 17 июня 2010 г.

После переработки 22 июля 2010 г.

Рассмотрено влияние слабого взаимодействия при движении нейтронов во внутрикристаллических электрических полях на измерение электрического дипольного момента (ЭДМ) нейтрона дифракционном методом. Показано, что интерференция швингеровского взаимодействия с полем слабого взаимодействия приводит к ограничениям на измеряемую величину ЭДМ нейтрона.

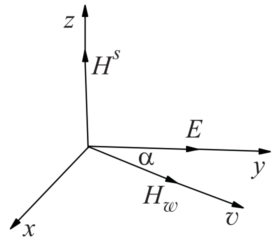
Метод измерения ЭДМ при дифракции поляризованных нейтронов был предложен в работе [1]. В работе [2] предполагаемые P- и T-нечетные взаимодействия обсуждаются в рамках динамической теории дифракции, и предложена конкретная схема измерений ЭДМ нейтрона. В настоящее время развиты экспериментальные методы выбора таких траекторий нейтронов в кристаллах кварца, при которых нейтроны находятся в сильных, порядка 10^8 В/см, электрических полях [3]. Утверждается [4], что измерение ЭДМ нейтрона в таких полях позволит достичь такой чувствительности метода, которая может сравняться или даже превзойти чувствительность измерений с УХН нейтронами.

В работе [5] описан первый тест-эксперимент по измерению ЭДМ нейтрона при дифракции Брэгга. Эксперимент проведен для нейтронов с длиной волны 5 Å в электрическом поле 10^8 В/см и угле Брэгга, равном 86°. В этой работе осуществлена попытка измерить угол поворота ЭДМ в сильном электрическом поле 10^8 В/см внутри кристалла кварца. Хотя на проявление слабого взаимодействия при дифракции нейтронов указывалось в работе [6] , вопрос о влиянии этого взаимодействия на точность измерения ЭДМ в дифракционном методе не рассматривался.

Разность энергий двух спиновых состояний нейтрона (для $d_n \simeq 10^{-26}$ э·см) в поле 10^8 В/см равна 10^{-18} эВ. В среднем считается [7], что слабое взаимодействие на 7 порядков меньше сильного. При движении нейтрона в среде масштаб сильного спинзависящего взаимодействия равен 10^{-7} эВ. Отсюда следует, что разность энергий двух спиновых состояний нейтрона в поле слабого взаимодействия составляет величину $\sim 10^{-14}$–10^{-15} эВ. Швингеровское взаимодействие в тест-эксперименте [5] равно $3.7 \cdot 10^{-13}$ эВ.

Экспериментальное измерение очень маленького эффекта можно осуществить при условии, что сопутствующие эффекты меньше измеряемого, что используемая аппаратура не вносит методических вкладов и что реально достижима необходимая статистика. С этой точки зрения, в настоящей работе дается анализ возможности измерения ЭДМ нейтрона в сильных внутрикристаллических электрических полях. Рассматривается динамика поведения спина нейтрона с учетом слабого взаимодействия. При этом конкретные оценки различных физических величин делаются со значениями параметров, используемых в работе [5]. Необходимость учета слабого взаимодействия следует из простого факта, что в энергетической шкале это взаимодействие примерно на три порядка превосходит взаимодействие ЭДМ нейтрона (для $d_n \simeq 10^{-26}$) с электрическим полем.

Рассмотрим кристалл, в котором скорость нейтронов составляет угол α с нормалью к кристаллографическим плоскостям. Иначе говоря, это – угол между направлением движения нейтронов с внутренним электрическим полем кристалла. Угол Брэгга в этом случае равен $\pi/2 - \alpha$. Выберем систему координат, которая представлена на рисунке.



Система координат и направление полей: H_w – поле слабого взаимодействия, E – электрическое поле и H^S – швингеровское поле; v – скорость нейтрона

Далее, исходя из формального равенства $\mu_n H^E = d_n E$, взамен электрического поля будем использовать эквивалентное ему магнитное поле $H^E = \frac{d_n E}{\mu_n}$.

[1] e-mail: lukasche@pnpi.spb.ru

Поле слабого взаимодействия параметризуем следующим образом: $\mathbf{H}_w = H_w \mathbf{p}/p$, где $\mathbf{p}$ – импульс нейтрона. Поле слабого взаимодействия H_w комплексно. Вещественная часть этого поля поворачивает спин нейтрона, а мнимая часть приводит к поглощению нейтронов.

Для выбранной системы координат (см. рисунок), где угол α мал, компоненты эффективного поля $H = \sqrt{H_x^2 + H_y^2 + H_z^2}$ становятся равными: $H_x = \alpha H_w$, $H_y = H_w + H^E$ и $H_z = H^S = \frac{1}{c}[\mathbf{E}\times\mathbf{v}]$ – швингеровское магнитное поле.

Поведение спина в эффективном поле описывается с помощью матрицы вращения (или оператора эволюции) [8]. Эта матрица имеет следующий вид: $U = \exp(-i\frac{\omega t}{2}(\boldsymbol{\sigma}\cdot\mathbf{n}))$. Она описывает вращение спина нейтрона с частотой ω вокруг направления эффективного поля, заданного единичным вектором $\mathbf{n}$. Время нахождения нейтрона в поле равно t, а σ – матрицы Паули. По определению единичный комплексный вектор $\mathbf{n} = \mathbf{H}/\sqrt{\mathbf{H}\cdot\mathbf{H}}$. Нейтроны перед кристаллом в таком опыте поляризованы в направлении оси x, и ожидается, что дипольный момент будет прецессировать вокруг направления электрического поля, что приведет к появлению поляризации в направлении оси z.

Матрица плотности нейтронного пучка в начальном состоянии равна $\rho_i = \frac{1}{2}[1 + (\sigma\cdot p_i)]$, где основная компонента вектора поляризации $\mathbf{p}_i$ связана с осью x, а маленькие компоненты вдоль осей z и y характеризуют точность ориентации поляризатора. Взаимодействие с внутренними полями кристалла трансформирует эту матрицу плотности, то есть происходит переход $\rho_i \to \rho_f = U^\dagger \rho_i U$. Дальше используется анализатор, ориентированный по направлению оси z для измерения поляризации в этом направлении. Его матрица плотности равна $\rho_a = \frac{1}{2}[1 + (\sigma\cdot p_a)]$, где малые компоненты вдоль осей x и y также определяют ориентацию анализатора. Величины p_i и p_a – эффективности поляризатора и анализатора, соответственно. Для медленных нейтронов значения этих величин близки к единице.

Средняя скорость счета нейтронов в такой системе описывается как след от произведения матриц: $N = n_0 \mathrm{Tr}(\rho_a \rho_f)$, где n_0 – начальный поток нейтронов. В этом выражении опущен член, соответствующий не зависящему от спина поглощению нейтронов за счет сильного взаимодействия, поскольку он выпадает из конечного результата.

Поступая стандартным образом, определим величину возникшей поляризации как $R = (N_+ - N_-)/(N_+ + N_-)$, здесь знаки $+$, $-$ указывают на противоположные направления электрического поля в двух измерениях. Выполнив вычисления и сохранив только значимые члены, получим следующий результат для поляризации:

$$R = p_i p_a \omega^E t[1 + \frac{\omega^S}{\omega^E}(\frac{1}{2}\Omega_w t + \vartheta_a \sin\varphi_a)]. \qquad (1)$$

В этом выражении компоненты эффективной частоты прецессии спина нейтрона имеют те же индексы, что и компоненты эффективного поля. Перед квадратными скобками в (1) стоит угол поворота ЭДМ нейтрона в электрическом поле, $\Omega_w = (\alpha + \vartheta_i \sin\varphi_i)\mathrm{Re}\omega_w + \frac{1}{p_a}\mathrm{Im}\omega_w$, ϑ_a – полярный и φ_a – азимутальный углы ориентации анализатора, соответственно. Эти же углы маркированы символом i для ориентации поляризатора, для которого полярный угол отсчитывается как отклонение оси поляризатора от оси x.

Из выражения (1) следует, что ЭДМ эффект экранируется вкладами от двух интерференций, а именно: интерференций швингеровского поля с вещественной частью поля слабого взаимодействия и интерференций швингеровского поля с поглощающим нейтроны полем слабого взаимодействия. Первая интерференция является вещественной и приводит к повороту спина вокруг оси y и x, соответственно, а вторая часть, являющаяся мнимой, описывает поглощение нейтронов со спинами, ориентированными вдоль оси x. Такое действие интерференций в разных направлениях возникает из коммутационных свойств матриц Паули. Подставив соответствующие выражения для частот прецессии, получим выражение для интерференционного вклада:

$$\mathrm{Inter} = \frac{\alpha\mu_n l}{c d_n}\Omega_w, \qquad (2)$$

где l – длина кристалла. Отсюда следует принципиальный вывод, что экранировка ЭДМ эффекта не зависит от величины электрического поля, длины волны нейтрона и растет линейно с увеличением длины кристалла.

Второе слагаемое в круглых скобках (1) представляет собой вклад швингеровской прецессии спина нейтрона, появляющейся при неточной ориентации анализатора.

Результат измерения может быть интерпретирован как угол поворота ЭДМ нейтрона в электрическом поле только в случае, если второе слагаемое в квадратных скобках (1) меньше единицы, по крайней мере на порядок.

Проанализируем сначала вклад интерференции (2). Измерение ЭДМ нейтрона на уровне 10^{-26} возможно с кристаллом длиной 10 см, если Inter $\simeq 0.1$.

Отсюда следует, что в энергетической шкале допустимая величина слабого взаимодействия должна быть порядка 10^{-18} эВ, что на одиннадцать порядков меньше сильного взаимодействия. Такое значение представляется маловероятным. Если для величины слабого взаимодействия принять ожидаемый масштаб в 10^{-14}–10^{-15} эВ, то интерференционный вклад многократно превышает ЭДМ эффект. Это означает, что измерить ЭДМ нейтрона на уровне 10^{-26} принципиально невозможно. Предельная величина ЭДМ нейтрона, которую можно измерить в эксперименте [5], равна 10^{-23} э·см. Для более точного количественного заключения о влиянии интерференции на результат измерения ЭДМ нейтрона необходимо знать экспериментальное значение (или ограничение) для величины слабого взаимодействия или иметь аргументированные теоретические оценки.

Вторая, не менее серьезная, проблема связана с точностью ориентации оси анализатора. Отношение частот в выражении (1) равно $3.7 \cdot 10^5$. Поэтому, чтобы швингеровская прецессия не экранировала ЭДМ эффект, угол ϑ_a должен быть порядка 10^{-7} рад. Получить такую точность в ориентации оси анализатора в реальном эксперименте скорее всего невозможно. Относительно реалистичный угол ориентации $\vartheta_a \simeq 10^{-4}$ имеет место для $d_n \simeq 10^{-23}$ э·см.

Имея в виду все вышесказанное, можно сделать следующий вывод: рассмотренный интерференционный эффект экранирует эффект ЭДМ в дифракционном методе. Ограничения на измеренную величину ЭДМ в этом методе возникают благодаря интерференции швингеровского взаимодействия с полем слабого взаимодействия. Чтобы снять такие ограничения, необходимо на три порядка величины ослабить швингеровскую прецессию спина нейтрона. Для этого необходимо на три порядка уменьшить угол α в (2), а сделать это в соответствии с теорией дифракции, вероятно, невозможно. В то же время, возникают нереалистично высокие требования к точности ориентации анализатора. Ограничение же на ЭДМ нейтрона на уровне $d_n \preceq 10^{-23}$, которое можно измерить в эксперименте [5], не конкурирует с современным значением, равным $d_n \preceq 2.9 \cdot 10^{-26}$ э·см [9].

Относительно дифракционного метода следует сказать, что необходим поиск такой его модификации, которая позволила бы исключить или скомпенсировать влияние описанного интерференционного эффекта.

1. C. G. Shull, Phys. Rev. Lett. **19**, 384 (1967).
2. M. Morte, Lettere al Cimento **34**, №10, 296 (1982).
3. V. V. Fedorov and V. V. Voronin, S.-Petersburg, INP, Oct. 2005, e-Print: hep-ex/0504042.
4. V. V. Voronin et al., JETP Letters **71**, 110 (2000).
5. V. V. Fedorov, M. Jentschel, I. A. Kuznetsov et al., Nucl. Phys. A **827**, 538c (2009).
6. V. G. Baryshevsky, arXiv:hep-ph/0701124v1, 16 Jan 2007.
7. W. M. Snow, J. Res. Natl. Stand. Technol. **110**, 189 (2005).
8. Б. Ф. Бейман, *Лекции по применению теории групп в ядерной спектроскопии*, М.: Изд-во. физ.-мат. лит., 1961; Ландау и Лившиц, *Квантовая механика*, том III, М.: Изд. физ.-мат. лит., 1963.
9. C. A. Baker, D. D. Doyle, P. Geltenbort et al., Phys. Rev. Lett. **98**, 149102 (2007).