

НОВЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ДИПОЛЬНОГО МОМЕНТА НЕЙТРОНА С ДВУХКАМЕРНЫМ ЭДМ-СПЕКТРОМЕТРОМ ПИЯФ

А. П. Серебров^{a, 1}, Э. А. Коломенский^a, А. Н. Пирожков^a,
И. А. Краснощекова^a, А. В. Васильев^a, А. О. Полюшкин^a, М. С. Ласаков^a,
А. Н. Мурашкин^a, В. А. Соловей^a, А. К. Фомин^a, И. В. Шока^a,
О. М. Жеребцов^a, П. Гельтенборт^b, С. Н. Иванов^b, О. Циммер^b,
Е. Б. Александров^c, С. П. Дмитриев^c, Н. А. Доватор^c

^a Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова, Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Гатчина, Россия

^b Институт Лауэ–Ланжевена (ILL), Гренобль, Франция

^c Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

В работе представлены результаты измерений электрического дипольного момента нейтрона (ЭДМ), выполненные на реакторе ILL (Гренобль, Франция) на экспериментальной установке ПИЯФ. Использован двухкамерный магниторезонансный спектрометр с длительным удержанием ультрахолодных нейтронов. Полученные результаты на уровне достоверности 90 % устанавливают верхний предел на величину ЭДМ нейтрона $|d_n| < 5,5 \cdot 10^{-26} e \cdot \text{см}$.

The article presents results on neutron electric dipole moment measurements (EDM), made by ILL reactor using PNPI experimental installation. Double chamber magnetic resonance spectrometer with prolonged holding of ultracold neutrons has been employed. The obtained results at 90% confidence level determine the upper limit for EDM neutron quantity equal to $|d_n| < 5.5 \cdot 10^{-26} e \cdot \text{cm}$.

PACS: 14.20. Dh

Памяти академика В. М. Лобашева (1934–2011)

ВВЕДЕНИЕ

Понятие симметрии является одним из ключевых в современной физике. Инвариантность элементарных процессов относительно преобразований симметрии подразумевает определенный характер физических законов. Одной из фундаментальных теорем квантовой теории поля является СРТ-теорема, согласно которой все физические взаимодействия инвариантны относительно комбинированного СРТ-преобразования, где С, Р и Т — дис-

¹E-mail: serebrov@pnpi.spb.ru

клетные преобразования симметрии: операция зарядового сопряжения, пространственное отражение и обращение времени соответственно. Элементарная частица может обладать электрическим дипольным моментом (ЭДМ) только в случае одновременного нарушения P- и T-симметрии.

Впервые на необходимость экспериментальной проверки существования ЭДМ у элементарных частиц указали Э. Парселл и Н. Рамзей еще в 1950 г. [1]. Уже через несколько лет появилось сообщение о первых экспериментах по поиску ЭДМ нейтрона. Интерес к проблеме значительно увеличился после открытия нарушения P-четности в слабом взаимодействии [2, 3] и особенно после экспериментального обнаружения несохранения CP-четности в распадах нейтральных K-мезонов [4]. В макромире косвенным свидетельством существования процессов, идущих с нарушением CP-четности, является наблюдаемая асимметрия материи и антиматерии в нашей Вселенной. Понимание природы нарушения фундаментальных симметрий должно пролить свет на проблему возникновения и развития Вселенной на ранних стадиях.

Стандартная модель электрослабого взаимодействия (СМ) дает оценки на величину ЭДМ нейтрона на уровне, недоступном современному эксперименту: 10^{-30} – 10^{-33} e · см. CP-нарушение (и ЭДМ нейтрона) возникает здесь только во втором порядке малости по константе слабого взаимодействия. Поэтому СМ имеет определенные трудности и в объяснении барионной асимметрии Вселенной. Таким образом, поиск ЭДМ нейтрона является поиском явлений за рамками СМ.

Калибровочные теории со спонтанно нарушенной симметрией привели к созданию моделей другого типа для описания CP-несохранения [5, 6]. Такие модели, как суперсимметрия, модели со множественными хиггсовскими частицами и лево-право-симметричные теории, включают расширения симметрии СМ и добавляют новые частицы. Величина ЭДМ в этих моделях возникает в первом порядке по слабому взаимодействию и оказывается на уровне 10^{-26} – 10^{-28} e · см. Обнаружение ЭДМ нейтрона на таком уровне либо новое ограничение на его величину важно для выбора теории, адекватно описывающей явления CP-нарушения.

Электрические дипольные моменты любых элементарных частиц являются чувствительным тестом такой новой физики, и эти исследования, в определенном смысле, являются альтернативой поиску новых частиц в физике высоких энергий на адронных коллайдерах. По-видимому, недавнее измерение ЭДМ электрона [7] ставит под сомнение минимальные суперсимметричные модели электрослабого бариогенезиса [8]. Дальнейшее развитие и увеличение чувствительности экспериментов по поиску ЭДМ элементарных частиц и особенно ЭДМ нейтрона необходимо, чтобы обнаружить и объяснить это «дополнительное» нарушение CP [9].

В качестве иллюстрации на рис. 1 в координатах масс искомых суперчастиц в суперсимметричных теоретических моделях показаны области, уже закрытые (для возможности существования суперчастиц) другими экспериментами [8].

По вертикальной оси отложены массы суперсимметричных хиггсона/хиггсина, по горизонтальной оси — массовый параметр $M_1 U(1)_Y$ гейджино (бино). Заштрихованная область соответствует значениям этих масс, которые могли бы объяснить наблюдаемую барионную асимметрию в рамках этих моделей. Темно-серая область исключена данными, полученными на LEP, светло-серая — пределом на величину ЭДМ электрона. Штриховая линия показывает область, доступную для Большого адронного коллайдера (LHC, Швейцария). Область, доступная для эксперимента по поиску ЭДМ нейтрона при

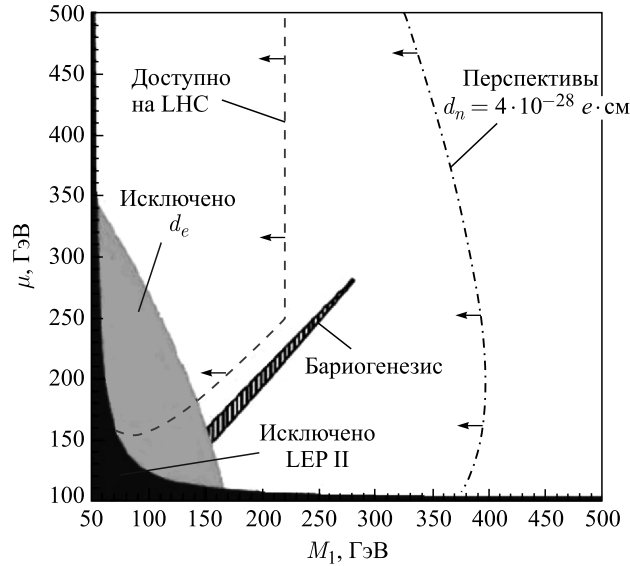


Рис. 1. Чувствительность современных экспериментов и планируемых измерений ЭДМ нейтрона к массовым параметрам суперсимметричных частиц по отношению к бариогенезису [8]

увеличении экспериментальной точности на два порядка величины, отмечена штрих-пунктирной линией. Это будет возможно с вводом в строй новых высокоинтенсивных источников ультрахолодных нейтронов (УХН).

Ранее для экспериментального поиска ЭДМ нейтрона использовались как предложенный Рамзеем метод магнитного резонанса на пучке поляризованных нейтронов [10, 11], так и метод дифракции нейтронов на кристалле [12], в котором исследовалось взаимодействие спина нейтрона с внутрискристаллическим электрическим полем. Основной трудностью в опытах на пучках тепловых и холодных нейтронов являются систематические эффекты, имитирующие искомый эффект от ЭДМ нейтрона. К ним, прежде всего, относится эффект, возникающий из-за швингеровского взаимодействия магнитного момента нейтрона, движущегося в электрическом поле. Поэтому полученная точность в ранее выполненных работах была ограничена не статистической, а систематической ошибкой, и эксперименты такого рода дали ограничение на верхний предел существования ЭДМ нейтрона на уровне $|d_n| < 3 \cdot 10^{-24} e \cdot \text{см}$ [11].

Относительно недавно в ПИЯФ для кристалл-дифракционного ЭДМ-эксперимента предложено использовать нецентросимметричный кристалл, который обеспечивает очень высокую напряженность эффективного электрического поля, действующего на нейтрон. Это обстоятельство и достаточно длительное время прохождения нейтрона через кристалл при углах Брэгга, близких к $\pi/2$, могут обеспечить высокую чувствительность такого эксперимента [13–15].

Применение УХН для исследования свойств самого нейтрона открыло принципиально новые экспериментальные возможности. На возможность хранения нейтронов в замкнутых полостях было указано Я. Б. Зельдовичем [16]. Если кинетическая энергия нейтронов меньше псевдопотенциала Ферми материалов стенок ловушки, то нейтроны, испытывая

полное внутреннее отражение от стенок, могут находиться в замкнутых сосудах в течение длительного времени. Предложение использовать УХН для эксперимента по поиску электрического дипольного момента нейтрона было сделано Ф. Л. Шапиро [17]. В ОИЯИ не только получены первые экспериментальные свидетельства существования УХН, но и показана возможность их вывода из реактора. Вскоре под руководством В. М. Лобашева работы с УХН начались и в ПИЯФ на реакторе ВВР-М, здесь были получены первые пучки поляризованных УХН и созданы интенсивные охлаждаемые источники УХН. Была показана принципиальная возможность применения УХН в эксперименте по поиску ЭДМ нейтрона.

Первые результаты экспериментов по поиску ЭДМ нейтрона методом УХН были получены в 1980 г. в ПИЯФ (Гатчина, Россия) [18, 19], а затем и в ILL (Гренобль, Франция) [20, 21]. Первое ограничение на ЭДМ нейтрона, полученное с использованием УХН, составило $|d_n| < 1,6 \cdot 10^{-24} \text{ e} \cdot \text{см}$ (90 % С.Л.). Уже в 1981 г. гатчинский результат был улучшен: $|d_n| < 6 \cdot 10^{-25} \text{ e} \cdot \text{см}$ (90 % С.Л.) [19]. В 1990-х гг. обе группы достигли ЭДМ-предела $\sim 1 \cdot 10^{-25} \text{ e} \cdot \text{см}$ (90 % С.Л.) [21–24]. На этом этапе измерения в Гатчине были остановлены из-за прекращения эксплуатации источника УХН. В Гренобле коллаборацией RAL/Sussex/ILL измерения были продолжены и, приблизительно через 10 лет, предел на ЭДМ нейтрона был понижен в три раза [25]. В этой работе получено лучшее на сегодняшний день ограничение на величину ЭДМ нейтрона $|d_n| < 2,9 \cdot 10^{-26} \text{ e} \cdot \text{см}$ (90 % С.Л.). Здесь использовалась одна камера для хранения УХН и ртутный комагнетометр для мониторинга магнитных условий (поляризованные атомы ртути находятся в одном объеме с УХН). К сожалению, ртутный магнетометр не является абсолютным комагнетометром из-за так называемого эффекта геометрической фазы [26], различного для нейтронов и атомов ртути. Это приводит к систематической ошибке при наличии градиента магнитного поля.

Результат настоящей работы несколько уступает результату, достигнутому в [25], однако он получен на методически другой экспериментальной установке. Мы используем дифференциальный магниторезонансный спектрометр с двумя камерами хранения УХН, с общим постоянным магнитным полем и противоположно направленными электрическими полями в рабочих объемах хранения нейтронов. Такая схема эксперимента обеспечивает принципиально иную возможность контроля систематических ошибок. В ходе проведения измерений на достигнутом уровне точности мы не обнаружили систематических эффектов.

Рис. 2 иллюстрирует хронологию понижения верхнего предела на величину ЭДМ нейтрона в экспериментах, выполненных в Гатчине и Гренобле.

В настоящее время использование УХН для ЭДМ-эксперимента остается наиболее перспективным направлением. Значительное увеличение экспериментальной точности достигается за счет увеличения времени взаимодействия нейтронов с установкой. Основной имитирующий ЭДМ систематический ложный эффект из-за швингеровского взаимодействия магнитного момента нейтрона с электрическим полем в этом случае значительно подавлен из-за отсутствия выделенного направления движения УХН при их хранении. Чувствительность нашей установки и итоговая точность эксперимента определялись в основном числом зарегистрированных нейтронов. При значительном увеличении интенсивности источника УХН будет улучшена и чувствительность установки, т. е. перспективы развития ЭДМ-эксперимента связаны с созданием нового поколения источников УХН.

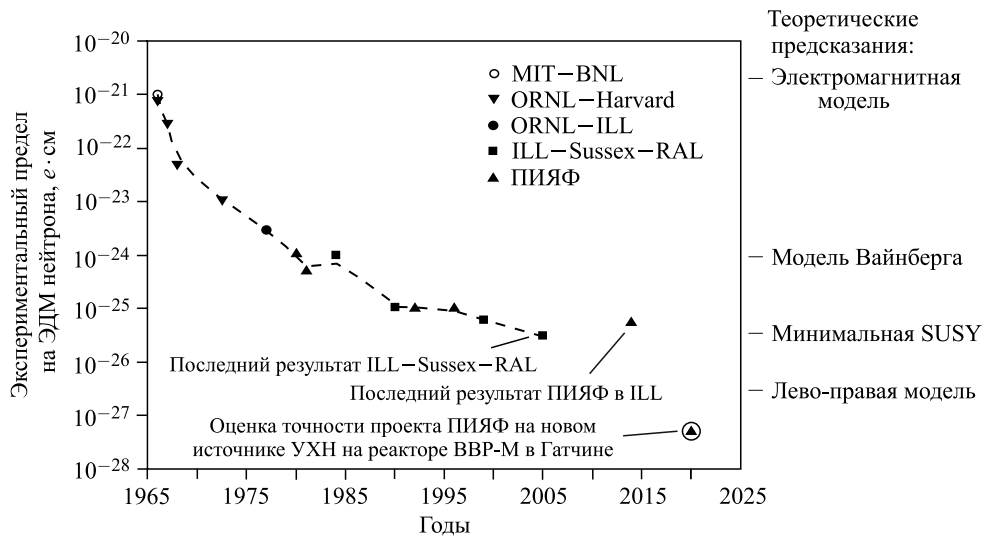


Рис. 2. История понижения экспериментального предела на ЭДМ нейтрона и перспективы увеличения точности

Задачи ЭДМ-эксперимента явились решающим стимулом для развития новой техники производства УХН — криогенных источников УХН, размещаемых в непосредственной близости или в самой активной зоне реактора [27, 28]. Однако имеющиеся в настоящее время источники УХН не позволяют надеяться на значительное улучшение уже достигнутого результата. Сейчас в нескольких зарубежных научных центрах ведется работа по созданию новых источников УХН: ILL (Франция), LANL (США), PSI (Швейцария), TUM (Германия). Планы построения высокоинтенсивных источников УХН на основе сверхтекучего гелия имеются в ПИЯФ (Гатчина, Россия) на строящемся реакторе ПИК и действующем реакторе ВВР-М [29, 30]. Расчетная плотность УХН этих источников на 2–3 порядка выше, чем у существующего источника ILL. Создание таких источников позволит получить точность измерений ЭДМ нейтрона на уровне лучше чем $10^{-27} e \cdot \text{см}$, как показано на рис. 2. На таком уровне экспериментальной точности станет возможным давать ответы о правильности предсказаний разных теорий с CP-нарушением (суперсимметричных, лево-правых и др.).

В данной работе описан двухкамерный дифференциальный магниторезонансный ЭДМ-спектрометр ПИЯФ, который был использован на пучке PF2 MAM реактора ILL, и представлены результаты последних измерений.

1. МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ

Направление спина нейтрона является единственным выделенным направлением в системе координат, связанной с нейтроном, поэтому вектор электрического дипольного момента \mathbf{d}_n , если он существует, должен быть коллинеарен спину нейтрона. Во внешнем магнитном поле \mathbf{B}_0 потенциальная энергия взаимодействия магнитного момента $\boldsymbol{\mu}$ с полем $W = -(\boldsymbol{\mu}\mathbf{B}_0)$, и энергетическое состояние нейтрона расщепляется на два уровня, которые соответствуют двум возможным проекциям спина нейтрона на направление поля.

Если в области действия магнитного поля приложено коллинеарное ему постоянное электрическое поле \mathbf{E} , а ЭДМ нейтрона отличен от нуля, то потенциальная энергия взаимодействия нейтрона будет выражаться равенством

$$W = -(\boldsymbol{\mu}\mathbf{B}_0) - (\mathbf{d}_n\mathbf{E}).$$

Из-за малости величины d_n добавка к энергии взаимодействия нейтрона очень мала, однако она должна приводить к смещению частоты магнитного резонанса в присутствии электрического поля. Если \mathbf{E} и \mathbf{B}_0 параллельны, а дипольный момент $d_n > 0$, то частота магнитного резонанса уменьшается:

$$\omega = 2\mu B_0 \hbar^{-1} - 2d_n E^+ \hbar^{-1}.$$

Реверс направления электрического поля приводит к изменению частоты прецессии спина: $\Delta\omega = 2d_n(E^+ + E^-)\hbar^{-1}$. Отсюда

$$d_n = \frac{\Delta f \hbar}{2(E^+ + E^-)},$$

где E^+ и E^- — напряженности электрического поля, когда \mathbf{E} направлено параллельно и антипараллельно относительно \mathbf{B}_0 ; $\Delta f = \Delta\omega/2\pi$ — сдвиг частоты прецессии спина нейтрона; $\hbar = 2\pi\hbar$ — постоянная Планка.

Наиболее чувствительным методом для регистрации изменения частоты прецессии спина является метод отдельных осциллирующих полей Рамзея [31]. В нашем варианте спектрометра с хранением УХН в начале и конце периода хранения нейтронов прикладываются два когерентных импульса осциллирующего магнитного поля \mathbf{B}_1 с частотой $f_0 = 2\mu B_0 \hbar^{-1}$. Первый импульс поворачивает спин поляризованных нейтронов в плоскость, перпендикулярную ведущему магнитному полю. В течение времени хранения T_s спины нейтронов прецессируют вокруг \mathbf{B}_0 когерентно, если обеспечена необходимая однородность постоянного магнитного поля. Если фаза второго радиочастотного импульса совпадает с фазой первого, то спины нейтронов повернутся еще на 90° , изменив первоначальную поляризацию на противоположную. При сдвиге фаз 180° первоначальная поляризация нейтронов восстановится. Если сдвиг фаз между осциллирующими полями равен 90 или 270° , то спины нейтронов останутся в плоскости, перпендикулярной \mathbf{B}_0 . В этом случае их средняя поляризация на направление \mathbf{B}_0 будет равна нулю, если не произошло дополнительного изменения фазы прецессии спина нейтронов (например, за счет взаимодействия дипольного момента нейтрона с электрическим полем). Интенсивность нейтронов, зарегистрированных на выходе спектрометра после анализатора поляризации, зависит от частоты осциллирующего поля.

На рис. 3 приведены резонансные кривые зависимости счета двух детекторов установки от линейной частоты осциллирующего поля, полученные при времени хранения нейтронов $T_s = 95$ с и фазовых сдвигах между двумя радиочастотными импульсами 90 и 270° . Сканирование по частоте осуществлялось с помощью специальной электронной схемы с управляемым (изменяемым) дробным коэффициентом деления. Делитель частоты вырабатывал необходимую частоту осциллирующего поля из средней частоты восьми цезиевых магнитометров, измеряющих среднее магнитное поле, действующее на нейтроны в объеме хранения УХН.

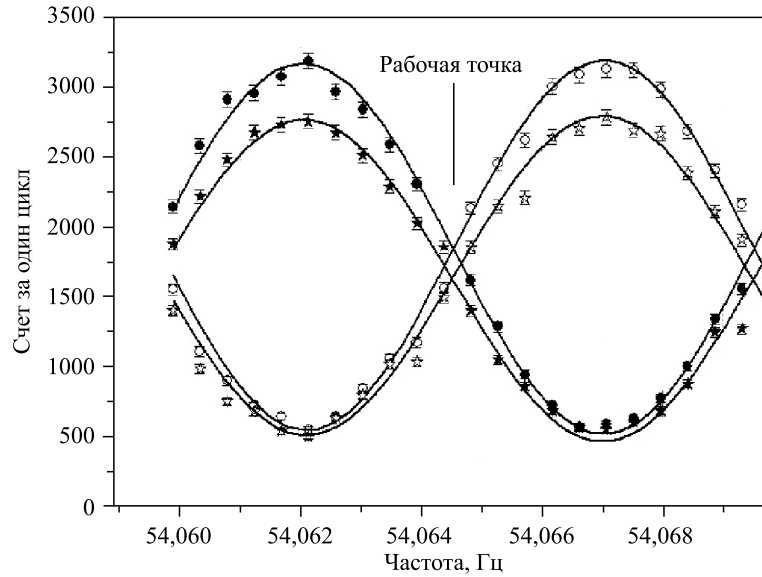


Рис. 3. Центральные части резонансных кривых, фазовый сдвиг между радиоимпульсами 90° : \circ — детектор D1; \star — D2; сдвиг 270° : \bullet — детектор D1; \blackstar — D2. Видность резонанса $\alpha \sim 0,7$ при $T_s = 95$ с

Таким образом, изменение счета детектора при изменении частоты прецессии спина нейтронов максимально в точке резонанса на пересечении кривых с фазовым сдвигом между отдельными осциллирующими полями 90 и 270° . Форма резонансной кривой в окрестности рабочей точки описывается синусоидой:

$$N(f) = \alpha N_{\text{res}} \sin(2\pi T(f - f_0)) + N_{\text{res}},$$

где $\alpha = (N_{\text{max}} - N_{\text{min}})/(N_{\text{max}} + N_{\text{min}})$ — параметр, характеризующий размах резонансной кривой; T — время хранения нейтронов; N_{res} — счет нейтронов на резонансной частоте.

Чем больше время хранения нейтронов в резонансной области, тем уже резонансная кривая и выше чувствительность установки к изменению частоты прецессии нейтронов. Разность счетов детектора после двух периодов хранения с противоположным направлением электрического поля связана со сдвигом частоты магнитного резонанса и наклоном резонансной кривой в рабочей точке следующим соотношением:

$$(N^+ - N^-) = \Delta f \left(\frac{\partial N}{\partial f} \right) = \Delta f 2\pi \alpha N_{\text{res}} T.$$

Знак производной зависит от выбора фазы между двумя радиочастотными импульсами. Таким образом, для ЭДМ нейтрона получаем выражение

$$d_n = \frac{h(N^+ - N^-)}{2(E^+ + E^-) \frac{\partial N}{\partial f}}, \quad (1)$$

где N^+ и N^- — счет детектора соответственно при параллельном и антипараллельном направлениях электрического поля относительно \mathbf{B}_0 ; $\partial N/\partial f$ — наклон резонансной кривой в рабочей точке.

Статистическая ошибка измеряемого ЭДМ выражается следующей формулой:

$$\delta d_n = \frac{h\sqrt{2N_{\text{res}}}}{2(E^+ + E^-)\frac{\partial N}{\partial f}} = \frac{h\sqrt{2N_{\text{res}}}}{2(E^+ + E^-)\alpha 2\pi T N_{\text{res}}}, \quad (2)$$

где $2N_{\text{res}} = (N^+ + N^-)$ — полный счет нейтронов на резонансной частоте, накопленный за время измерений; T — интервал времени между двумя импульсами осциллирующего поля.

Итак, чувствительность эксперимента определяется счетом нейтронов N_{res} , временем взаимодействия в установке T и величиной напряженности электрического поля E . Размах резонансной кривой (производная в точке резонанса) зависит как от начальной поляризации нейтронов, так и от условий их хранения в ловушке. Неоднородности магнитного поля в объеме хранения и столкновения со стенками ловушки приводят к частичной деполаризации нейтронов, снижая чувствительность установки.

2. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЙ ЭДМ-СПЕКТРОМЕТР ПИЯФ

Двухкамерный магниторезонансный спектрометр с реверсируемым электрическим полем для измерения ЭДМ нейтрона был описан в работе [23]. Схема спектрометра представлена на рис. 4.

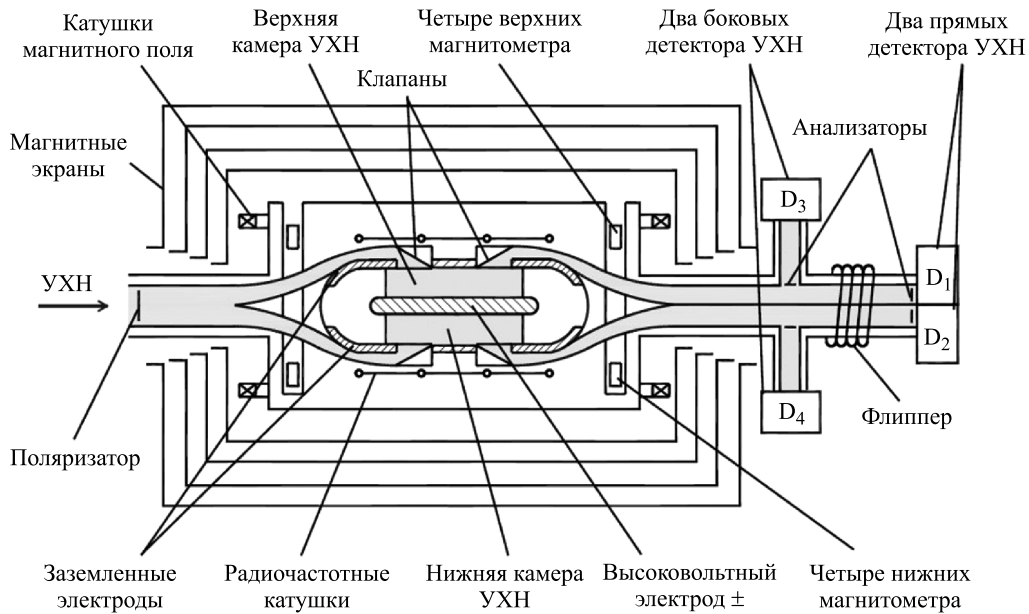


Рис. 4. Схема двухкамерного ЭДМ-спектрометра

Особенностью нашего спектрометра является наличие двух камер хранения УХН с общей системой магнитных полей и с равными по величине, но противоположно направленными электрическими полями. При изменении полярности электрического поля эффекты от ЭДМ нейтрона в разных камерах будут иметь противоположные знаки, в то время как нестабильность общих магнитных условий приводит к сдвигу резонансной частоты одного знака. Разность результатов этих измерений приводит к сложению эффектов от ЭДМ нейтрона, при этом эффекты от коррелированного изменения счета, не связанного с ЭДМ, значительно подавляются.

Другой особенностью, увеличивающей чувствительность установки, является система двойного анализа поляризации. На выходе каждой камеры хранения спектрометра имеются два детектора, каждый из которых регистрирует определенную компоненту поляризации нейтронов на направление ведущего поля. Поскольку направление ведущего поля в выходных нейтронных трубах сохраняется, для регистрации второй компоненты поляризации перед вторыми детекторами располагается спин-флиппер. Это увеличивает суммарный счет нейтронов в процессе измерения и позволяет компенсировать разброс результатов, связанный с флуктуациями интенсивности источника нейтронов. Анализ данных четырех детекторов позволяет выявлять систематические эффекты.

Рабочие поверхности кварцевых и ситалловых колец-изоляторов были напылены либо окисью бериллия, либо композицией из оксидов никеля-58 и молибдена, которая является хорошим электрическим изолятором и имеет граничную скорость для УХН $\sim 6,8$ м/с. Для фиксации колец и устранения высоковольтных пробоев на границе электрод–изолятор в электродах сделаны посадочные канавки глубиной 6,5 мм. Заземленные электроды оборудованы механизмами шторок для напуска нейтронов и их выпуска после периода хранения.

3. СТАБИЛИЗАЦИЯ МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА

Неконтролируемые изменения магнитных условий в камерах хранения УХН приводят к смещениям резонансной частоты, дополнительному разбросу результатов измерений и, как следствие, снижению чувствительности установки. Помимо пассивных способов стабилизации магнитных полей, как и в нашей предыдущей работе [23], был использован метод «динамической» стабилизации магнитного резонанса [32–34]. Однако электронная аппаратура была полностью обновлена, использована современная элементная база и более эффективные методы цифровой техники [35, 36].

Если частота осциллирующего магнитного поля \mathbf{B}_1 в каждый момент времени соответствует значению поля \mathbf{B}_0 , то это обеспечивает фазовую когерентность колебаний осциллирующего поля с прецессией магнитных моментов ансамбля нейтронов. Для получения частоты, пропорциональной среднему значению поля \mathbf{B}_0 , используется средняя частота восьми квантовых самогенерирующих магнитометров с оптической ориентацией атомов ^{133}Cs , которые окружают верхнюю и нижнюю камеры хранения нейтронов в области действия однородного магнитного поля \mathbf{B}_0 .

Поскольку гиромагнитные отношения для атомов Cs и нейтронов связаны соотношением $\gamma_{\text{Cs}} \approx 120\gamma_n$, резонансная частота осциллирующего поля \mathbf{B}_1 получается путем деления частоты прецессии атомов ^{133}Cs в поле \mathbf{B}_0 на коэффициент $k = 120$. Высокое быстродействие самогенерирующих квантовых магнитометров обеспечивает синхронность частоты и фазы радиочастотного (RF) поля \mathbf{B}_1 с изменением поля \mathbf{B}_0 .

В настоящем эксперименте для выработки сигнала RF-поля с частотой нейтронного магнитного резонанса применяется цифровой синтезатор, на который поступают сигналы от восьми цезиевых магнитометров, окружающих камеры хранения УХН. Задача цифрового синтезатора заключается в формировании частоты нейтронного магнитного резонанса (~ 54 Гц для нашего постоянного магнитного поля B_0) путем деления частоты усредненного цезиевого сигнала на коэффициент $K = 119,95959$.

Поведение магнитного поля в спектрометре зависит от внешних магнитных возмущений и внутренних магнитных шумов. Измерения проводились в ситуации спокойной магнитной обстановки. В ситуации больших магнитных возмущений, которые появлялись при работе массивного мостового крана вблизи установки, измерения останавливались. Напомним, что полуширина нейтронного резонанса при времени удержания УХН в ловушке спектрометра 100 с составляет $5 \cdot 10^{-3}$ Гц — это соответствует изменению магнитного поля 0,17 нТл. В спокойной магнитной ситуации колебания магнитного поля находятся в пределах полуширины резонанса, что является еще недостаточным для успешной работы спектрометра, поэтому применение системы динамической стабилизации резонансных условий является необходимым. Совмещение резонансов в верхней и нижней камерах достигалось током в дополнительных «градиентных» катушках спектрометра.

Для исследования системы стабилизации резонансных условий был проведен специальный эксперимент, когда в центр спектрометра вместо камер хранения УХН был установлен дополнительный цезиевый магнитометр. Он измерял значения магнитного поля в центре спектрометра, а восемь магнитометров, расположенных вокруг, давали среднее значение магнитного поля, измеренное на периферии.

Для снятия резонансных кривых и для экспериментального измерения производной в рабочей точке использовался метод отстройки от резонанса за счет изменения частоты радиоимпульсов, управляющих поляризацией нейтронов в начале и в конце периода их хранения. Сканирование по частоте осуществлялось с помощью специальной электронной схемы, с управляемым дробным коэффициентом деления, которая вырабатывала необходимую частоту осциллирующего поля из средней частоты восьми магнитометров, как это описано выше. Коэффициент деления изменялся управляющей программой в заданных пределах вблизи значения $k = 120$ с необходимым шагом и с относительной точностью не хуже 10^{-5} .

Для компенсации медленных изменений градиента магнитного поля и совмещения магнитных резонансов в верхней и нижней камерах хранения в программе измерения ЭДМ нейтрона была предусмотрена коррекция рабочей точки (коэффициента деления) в зависимости от изменений счета нейтронных детекторов и величины и знака измеряемой производной. При разбегании резонансов более чем на $1/4$ периода могла быть сделана корректировка градиента магнитного поля током специальной катушки совмещения резонансов. Применение такой методики позволило уменьшить разброс результатов измерений и снизить итоговую погрешность эксперимента практически до уровня статистического разброса.

Типичный цикл измерений был следующим: заполнение камер хранения нейтронами — 50 с, хранение УХН в резонансной области в постоянном электрическом поле определенной полярности — 70–100 с, выпускание и детектирование нейтронов с анализом поляризации — 50 с. Для обеспечения резонанса рамзеевского типа в начале и конце периода хранения прикладывались два радиоимпульса на резонансной частоте длительностью около 3 с и со сдвигом фаз между ними $\pm 90^\circ$.

Полярность высокого напряжения переключалась в интервале 50 с между циклами измерения в последовательности $+ - - +$ или $- + + -$. Длительность таких блоков из четырех циклов измерений составляла около 15 мин.

4. ИСТОЧНИКИ СЛУЧАЙНЫХ И СИСТЕМАТИЧЕСКИХ ПОГРЕШНОСТЕЙ ИЗМЕРЕНИЙ

Возмущения магнитного поля в камерах хранения УХН изменяют резонансную частоту и приводят к изменениям счета нейтронов в детекторах. Это является причиной дополнительного разброса результатов по сравнению с пуассоновской статистикой. Внешние магнитные шумы (изменения магнитных условий в экспериментальном зале) до определенной степени подавляются с помощью пассивной магнитной защиты (четырёхслойного магнитного экрана из пермаллоя) и с помощью описанного выше метода «динамической» стабилизации.

Внутренними источниками магнитного шума являются, например, паразитные токи по металлическому корпусу вакуумной камеры, внутреннему пермаллоевому экрану и другим проводящим частям установки. Для исключения возможности образования больших замкнутых токовых контуров все крупные части установки изолированы друг от друга и заземлены в одной общей точке. Другим источником помех является магнитное поле от разрядов и токов перезарядки при переключении электрического поля в контуре высоковольтной системы. Скачки магнитного поля от этих токов могут запоминаться из-за гистерезиса магнитных экранов. При увеличении чувствительности установки следует учитывать магнитный шум за счет флуктуаций тепловых токов свободных электронов в материале электродов. Поскольку электроды являются одновременно стенками камер хранения УХН, такой эффект уже может быть замечен.

Неслучайные изменения магнитных условий в резонансном объеме, коррелирующие с переключением электрического поля, приводят к систематическим ложным эффектам. Они могут исказить или имитировать искомый эффект от ЭДМ нейтрона. Корреляционный анализ данных многосчетчиковой детектирующей системы, токов утечки и показаний магнитометров в принципе позволяет «*a posteriori*» выявлять некоторые из них.

Как отмечалось выше, пропорциональный скорости нейтронов и имитирующий ЭДМ ложный эффект из-за непараллельности \mathbf{E} и \mathbf{B}_0 (эффект « $[\mathbf{v} \times \mathbf{E}]$ »), ограничивающий возможности пучковых экспериментов с тепловыми и холодными нейтронами, в варианте спектрометра с хранением УХН практически должен исчезать из-за отсутствия выделенного направления движения нейтронов в период действия электрического поля.

5. ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ УСТАНОВКИ И РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

По данным каждого из четырех детекторов D_1 – D_4 можно вычислить соответствующую величину ЭДМ нейтрона d_1, d_2, d_3, d_4 . Из этих величин можно составить четыре линейно-независимых комбинации, как указано ниже (см. (3)). Первая из них (EDM) выделяет эффект от ЭДМ нейтрона. Для полностью симметричной установки эта комбинация величин d_i полностью компенсирует изменения счета детекторов из-за общих по

объем камерам изменений магнитных условий, коррелирующих с переключением электрического поля. Вторая комбинация ($\Delta\nu$), напротив, выделяет эффект такого влияния коммутации электрического поля на общие резонансные условия. Третья (ΔN) выделяет эффект влияния электрического поля на скорость счета детекторов. Причем в каждом из упомянутых эффектов другие эффекты компенсируются. Наконец, в последней комбинации (Z) должны компенсироваться все вышеупомянутые эффекты, что является важным критерием работы компенсационной схемы:

$$\begin{aligned} \text{EDM} &= \frac{1}{4}[(d_1 + d_2) + (d_3 + d_4)], & \Delta\nu &= \frac{1}{4}[(d_1 - d_2) + (d_3 - d_4)], \\ \Delta N &= \frac{1}{4}[(d_1 - d_2) - (d_3 - d_4)], & Z &= \frac{1}{4}[(d_1 + d_2) - (d_3 + d_4)]. \end{aligned} \quad (3)$$

Такая схема измерений позволяет выявлять возможные систематические ошибки типа $\Delta\nu$ и ΔN (т.е. влияния высокого напряжения на резонанс и счет детекторов) в ходе самих измерений при наборе статистики, указывая на необходимость поиска причин подобных корреляций, если они будут наблюдаться. Более того, нужно отметить, что обнаружение таких эффектов еще не означает, что результат, относящийся к величине EDM, должен быть перечеркнут. Дело в том, что в величине EDM подобные корреляции должны компенсироваться. Другой вопрос: до какой степени это происходит? Степень компенсации таких эффектов будет отражаться в величине Z . По причинам, указанным ранее, рассчитывать на полную компенсацию не следует. Нужно принимать во внимание появление статистически значимых эффектов $\Delta\nu$ и ΔN (более трех-четырех стандартных отклонений), выяснять их причины и пытаться их устранить. Как было показано выше, степень компенсации однородных магнитных возмущений составляет приблизительно 10–15 раз.

Для работы в режиме измерения ЭДМ нейтрона сначала нужно найти рабочую точку, где частота свободной прецессии нейтронов и RF-поля точно равны. Это определяется в измерениях с различными временами хранения нейтронов (различные интервалы T_s между RF-импульсами), от которых истинная рабочая точка не зависит. Изменение фазы второго RF-импульса меняет знак производной резонансной кривой. Самая высокая чувствительность к ЭДМ нейтрона достигается в точке пересечения центральных резонансных кривых с фазовыми сдвигами $\Delta\varphi = 90$ и 270° , как показано на рис. 3. Значение производных определялось для каждой резонансной кривой в ходе самих измерений при больших временах хранения (70–100 с) изменением частоты на $\Delta f = \pm 5 \cdot 10^{-4}$ Гц вокруг рабочей точки. Экспериментальное нахождение величины и знака производных позволяет контролировать дрейфы рабочей точки в ходе измерений. В случае смещения резонанса производилась автоматическая подстройка частоты, что обеспечивало дополнительную стабилизацию резонансных условий.

Следует отметить: если есть влияние переключений электрического поля на детектирующую нейтроны аппаратуру (эффект ΔN — наводки, набросы и т. п.), то это не должно зависеть от фазы резонансной кривой. Поэтому для правильного выявления такого влияния величины ΔN в уравнениях (3) для $\Delta\varphi = 90^\circ$ и $\Delta\varphi = 270^\circ$ должны вычитаться, а не складываться, поскольку они получены для резонансных кривых с производными противоположного знака.

Измерения проводились на пучке УХН позиции PF2/MAM реактора ILL (Гренобль, Франция). Предшествующие эксперименты показали, что этот порт турбины УХН обес-

печивает на входе в экспериментальную установку плотность УХН приблизительно $7,5$ нейтронов/см³ [37]. Измерения величины EDM проводились с электрическим полем ± 18 кВ/см и временем хранения УХН 100 с в каждом цикле непрерывно в течение 15 ч в соответствии с равенствами (1) и (3) и описанной в разд. 3 временной диаграммой. Показаны отдельно результаты для величин $\text{EDM}_{\text{top}} = (d_1 + d_3)/2$ и $\text{EDM}_{\text{bott}} = (d_2 + d_4)/2$, вычисленных отдельно для верхней и нижней камер хранения УХН соответственно. Итоговые результаты этой серии: $\text{EDM}_{\text{top}} = (2,59 \pm 3,90) \cdot 10^{-25} e \cdot \text{см}$, $\text{EDM}_{\text{bott}} = -(3,98 \pm 4,22) \cdot 10^{-25} e \cdot \text{см}$; суммарный результат: $\text{EDM} = -(0,70 \pm 2,17) \cdot 10^{-25} e \cdot \text{см}$. Полученная за серию итоговая погрешность измерения величины ЭДМ позволяет нам оценить чувствительность экспериментальной установки в этих условиях проведения эксперимента как $\delta d_n = 1,7 \cdot 10^{-25} e \cdot \text{см/сут}$.

Измерения проводились подобными сериями в течение трех реакторных циклов по 50 сут каждый. Длительность серии непрерывных измерений зависела от магнитной обстановки в экспериментальном зале. При больших магнитных флуктуациях измерения приходилось останавливать, и затем требовалась новая настройка аппаратуры и совмещение магнитных резонансов верхней и нижней камер хранения УХН, что приводит к значительным потерям времени. Другой важной причиной потерь времени являлось ожидание пучка при работе нескольких потребителей УХН на других позициях турбины УХН. В августе 2013 г. реактор был закрыт на длительную плановую профилактику и модернизацию, и наши измерения были остановлены. Результаты для EDM, $\Delta\nu$, ΔN и Z в единицах $10^{-26} e \cdot \text{см}$ приведены в таблице вместе с результатами, полученными ранее на этом же ЭДМ-спектрометре в ПИЯФ [23]. Отличие от нуля величин EDM и Z не превышает одного стандартного отклонения во всех измерениях. Величины $\Delta\nu$ и ΔN , с другой стороны, отклоняются от нуля на 2 и 3,5 ошибки соответственно, последняя — с разными знаками в этих двух измерениях. В последнем столбце таблицы приведены суммарные результаты, полученные на этом спектрометре в ПИЯФ и ILL. Эти данные были предварительно опубликованы в [38].

Результаты измерений в единицах $10^{-26} e \cdot \text{см}$

Параметр	ПИЯФ [23]	ILL [38]	Сумма
EDM	$0,7 \pm 4,0$	$0,36 \pm 4,68$	$0,56 \pm 3,04$
$\Delta\nu$	$-22,8 \pm 9,2$	$-10,04 \pm 5,98$	$-13,8 \pm 5,01$
ΔN	$-14,5 \pm 4,4$	$18,62 \pm 5,15$	$-0,53 \pm 3,35$
Z	$-0,8 \pm 4,0$	$3,68 \pm 4,72$	$1,05 \pm 3,05$

Поскольку решающий критерий компенсации ложных эффектов $Z = 0$ выполнен, мы принимаем возможные систематические эффекты $\Delta\nu$ и ΔN как скомпенсированные в величине EDM. Как отмечалось выше, наша схема спектрометра хорошо компенсирует однородные изменения магнитного поля, тогда как неоднородные изменения поля, вызванные, например, токами утечки, не могут быть полностью скомпенсированы. Поэтому анализу экспериментальных данных в зависимости от токов утечки уделено особое внимание. В ходе набора данных в разное время токи утечки были различными и обычно составляли величину от нескольких десятков до нескольких сотен наноампер, но никогда не превышали 2000 нА.

Для проверки возможного влияния токов утечки на результат измерения EDM и величин $\Delta\nu$, ΔN , Z блоки измерений были сгруппированы по признаку средней величины токов утечки, измеренных за время хранения нейтронов. Токвые интервалы групп были выбраны следующим образом: 0–50 нА; 50–100 нА; 100–150 нА; 150–300 нА; 300–500 нА; 500–1000 нА и 1000–2000 нА. Результаты представлены на рис. 5. Ни на одном из приведенных графиков зависимость от тока утечки не наблюдается. χ^2 характеризует разброс результатов для гипотезы нулевого среднего.

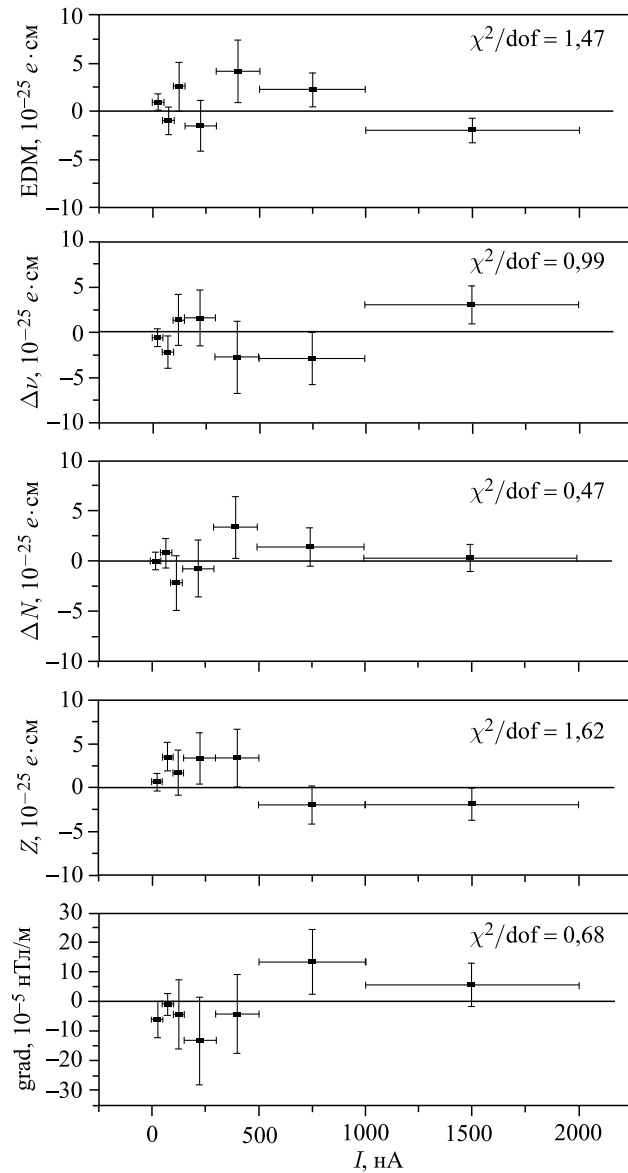


Рис. 5. Результаты измерений величин EDM, $\Delta\nu$, ΔN и Z для различных интервалов тока утечки

Поскольку неодинаковые изменения магнитных полей в верхней и нижней камерах хранения нейтронов полностью не компенсируются дифференциальным спектрометром, на нижнем графике рис. 5 представлена зависимость от токов утечки значений градиентов магнитного поля в спектрометре, измеренных в те же интервалы времени. Градиент магнитного поля вычислялся как разница усредненных за время хранения нейтронов средних значений верхних и нижних магнитометров. Такая обработка данных, накопленных за все время измерения EDM, выявляет, что различие показаний магнитометров в верхней и нижней плоскостях, коррелирующих с переключением электрического поля, не превышает 1 фТл. Этот предел может быть преобразован в ограничение на соответствующий ложный эффект $\text{EDM} < 2 \cdot 10^{-27} \text{ e} \cdot \text{см}$, т. е. такое возможное влияние на фактор десять ниже существующей точности измерений. Следует пояснить, что данное ограничение является очень важным и достаточно жестким, оно указывает на отсутствие коррелированного градиента во всем объеме спектрометра при переключении полярности электрического поля. Однако локальные градиенты магнитного поля, связанные с токами утечки, могут быть больше. Их трудно контролировать по отдельным магнетометрам из-за общего уровня магнитных шумов.

Распределения взвешенных нормализованных величин EDM, $\Delta\nu$, ΔN и Z представлены на рис. 6 (нормализованная величина есть $Y_i = (y_i - \langle y \rangle) / \sigma$, где y_i — измеренное значение соответствующей величины; $\langle y \rangle$ — среднее значение; σ — стандартное отклонение).

Ширина распределений величин EDM и Z соответствует ширине нормального распределения, определенного статистическим разбросом данных. Распределения величин $\Delta\nu$ и ΔN несколько уширены, поскольку в этих комбинациях влияние нестабильностей магнитного поля и интенсивности нейтронов (соответственно) не компенсируются.

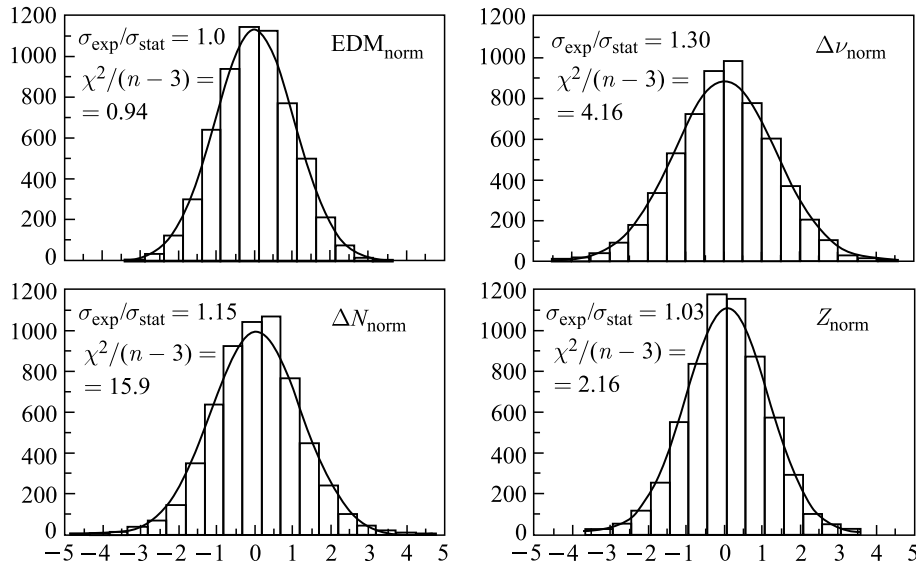


Рис. 6. Распределение взвешенных значений величин, определенных равенствами (3). Для каждой величины указано отношение ширины распределения к его статистической ширине, а также χ^2 при подгонке нормальным распределением

В наших измерениях в ИЛЛ получена точность $4,7 \cdot 10^{-26} e \cdot \text{см}$. С учетом более ранних измерений с этим же спектрометром на реакторе ВВР-М [23] точность измерений составляет величину $3,0 \cdot 10^{-26} e \cdot \text{см}$. Мы интерпретируем эту величину как предел на электрический дипольный момент нейтрона $|d_n| < 5,5 \cdot 10^{-26} e \cdot \text{см}$ на 90 %-м уровне достоверности. Этот результат несколько уступает ограничению $2,9 \cdot 10^{-26} e \cdot \text{см}$ [25], но он получен в независимом эксперименте на другой установке, имеющей принципиально иные возможности контроля систематических эффектов. Последнее обстоятельство является очень важным для данной фундаментальной проблемы.

При работе в ИЛЛ чувствительность установки может быть увеличена за счет возрастания интенсивности нейтронов на входе в спектрометр в 3–4 раза благодаря переносу спектрометра на другой, более интенсивный пучок УХН. Кроме того, мы планируем увеличить пропускную способность спектрометра благодаря новой схеме ловушек. При этом возможно получение точности измерений величины EDM лучше $10^{-26} e \cdot \text{см}$. Значительное продвижение в точности измерений d_n будет возможно на новых высокоинтенсивных источниках УХН, один из которых создается в ИЛЛ [39], а другой планируется построить на новом реакторе ПИК с предшествующим созданием опытного образца источника на реакторе ВВР-М в ПИЯФ [30].

Создание таких источников УХН открывает большие возможности для увеличения чувствительности ЭДМ-эксперимента, однако при этом значительно возрастают требования к экспериментальной установке: уменьшение магнитных шумов в камерах хранения УХН, стабильность магнитно-резонансных условий, контроль за возможными систематическими эффектами и их подавление. Отдельной задачей является разработка детекторов УХН, способных работать с большими входными нагрузками. Увеличение чувствительности установки возможно также за счет улучшения других ее параметров: времени хранения УХН, поляризации нейтронов, увеличения напряженности электрического поля в камерах хранения УХН. Некоторые вопросы возможной модернизации двухкамерного спектрометра ПИЯФ с целью увеличения его чувствительности были рассмотрены в работе [32].

Авторы признательны членам научного комитета колледжа 3 ИЛЛ за поддержку работы и предоставленное время на пучке УХН для проведения эксперимента. Мы благодарим сотрудников цеха экспериментального оборудования ПИЯФ во главе с Е. П. Волковым за помощь в подготовке спектрометра к работе и персонал реактора ИЛЛ за содействие в монтаже и эксплуатации установки. Выражаем особую благодарность Т. Бреннеру из ИЛЛ и А. И. Егорову, Е. В. Сибир, А. А. Сумбатьяну и Т. В. Савельевой из ПИЯФ за их помощь в работе. Мы также отмечаем большой вклад И. Токмакова, Н. Микулинаса и А. Пикалева в разработку и изготовление источника высокого напряжения.

Разные части проведенных исследований выполнены в ПИЯФ НИЦ «Курчатовский институт» при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (номер проекта 14-22-00051) и Российского научного фонда (номер проекта 14-22-00105) в полном соответствии с независимыми планами этих проектов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Purcell E. M., Ramsey N. F.* On the Possibility of Electric Dipole Moments for Elementary Particles and Nuclei // *Phys. Rev.* 1950. V. 78. P. 807.
2. *Lee T. D., Yang C. N.* Question of Parity Conservation in Weak Interactions // *Phys. Rev.* 1956. V. 104. P. 254–258.

3. *Wu C. S. et al.* Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay // *Phys. Rev.* 1957. V. 105. P. 1413–1415.
4. *Christenson J. H. et al.* Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Meson // *Phys. Rev. Lett.* 1964. V. 13. P. 138–140.
5. *Barr S. M.* A Review of CP Violation in Atoms // *Intern. J. Mod. Phys.* 1993. V. 8. P. 209–236.
6. *Bigi I., Ural'tsev N. G.* Effective Gluon Operators and the Dipole Moment of the Neutron // *JETP.* 1991. V. 100. P. 363–385.
7. *Baron J. et al.* Order of Magnitude Smaller Limit on the Electric Dipole Moment of the Electron // *Science.* 2014. V. 343. P. 269–272.
8. *Ramsey-Musolf M. J.* Future Directions with Nucleons, Nuclei, and Atoms // *Proc. of Workshop «Fundamental Physics at the Intensity Frontier», Rockville, MD USA, Nov. 30–Dec. 2, 2011;* <https://twindico.hep.anl.gov/indico/getFile.py/access?contribId=28&sessionId=5&resId=0&materialId=slides&confId=648>.
9. *Pospelov M., Ritz A.* Electric Dipole Moments as Probes of New Physics // *Ann. Phys.* 2005. V. 318. P. 119–169.
10. *Smith J. H., Purcell E. M., Ramsey N. F.* Experimental Limit to the Electric Dipole Moment of the Neutron // *Phys. Rev.* 1957. V. 108. P. 120–122.
11. *Dress W. B. et al.* Search for an Electric Dipole Moment of the Neutron // *Phys. Rev. D.* 1977. V. 15. P. 9–21.
12. *Shull C. G., Nathans R.* Search for a Neutron Electric Dipole Moment by a Scattering Experiment // *Phys. Rev. Lett.* 1967. V. 19. P. 384–386.
13. *Alekseev V. L. et al.* Measurement of the Strong Intracrystalline Electric Field in the Schwinger Interaction with Diffracted Neutrons // *JETP.* 1989. V. 69. P. 1083–1085.
14. *Fedorov V. V., Voronin V. V., Lapin E. G.* On the Search for Neutron EDM using Laue Diffraction by a Crystal without a Centre of Symmetry // *J. Phys. G. Nucl. Part. Phys.* 1992. V. 18. P. 1133–1148.
15. *Fedorov V. V. et al.* Measurement of the Neutron Electric Dipole Moment via Spin Rotation in a Non-Centrosymmetric Crystal // *Phys. Lett. B.* 2010. V. 694. P. 22–25.
16. *Зельдович Я. Б.* Хранение холодных нейтронов // *ЖЭТФ.* 1959. Т. 36. С. 1952–1953.
17. *Шаниро Ф. Л.* Электрические дипольные моменты элементарных частиц // *УФН.* 1968. Т. 95. С. 145–158.
18. *Altarev I. S. et al.* A Search for the Electric Dipole Moment of the Neutron using Ultracold Neutrons // *Nucl. Phys. A.* 1980. V. 341. P. 269–283.
19. *Altarev I. S. et al.* A New Upper Limit on the Electric Dipole Moment of the Neutron // *Phys. Lett. B.* 1981. V. 102. P. 13–16.
20. *Pendlebury J. M. et al.* Search for a Neutron Electric Dipole Moment // *Phys. Lett. B.* 1984. V. 136. P. 327–330.
21. *Smith K. F. et al.* A Search for the Electric Dipole Moment of the Neutron // *Phys. Lett. B.* 1990. V. 234. P. 191–196.
22. *Altarev I. S. et al.* New Measurement of the Electric Dipole Moment of the Neutron // *Phys. Lett. B.* 1992. V. 276. P. 242–246.
23. *Алтарева И. С. и др.* Поиск электрического дипольного момента нейтрона // *ЯФ.* 1996. Т. 59. С. 1204–1224.
24. *Harris P. G. et al.* New Experimental Limit on the Electric Dipole Moment of the Neutron // *Phys. Rev. Lett.* 1999. V. 82. P. 904–907.
25. *Baker C. A. et al.* Improved Experimental Limit on the Electric Dipole Moment of the Neutron // *Phys. Rev. Lett.* 2006. V. 97. P. 131801 (4 p.).

26. *Pendlebury J. M. et al.* Geometric-Phase-Induced False Electric Dipole Moment Signals for Particles in Traps // *Phys. Rev. A.* 2004. V. 70. P. 032102 (20 p.).
27. *Steyerl A. et al.* A New Source of Cold and Ultracold Neutrons // *Phys. Lett. A.* 1986. V. 116. P. 347–352.
28. *Алтарев И. С. и др.* Поиск электрического дипольного момента нейтрона // *Письма в ЖЭТФ.* 1986. Т. 44. С. 360–363.
29. *Серебров А. П. и др.* Проект источников ультрахолодных нейтронов на реакторе ПИК со сверхтекучим гелием в качестве замедлителя // *Письма в ЖТФ.* 2014. Т. 40. С. 24–28.
30. *Serebrov A. P. et al.* Preparation of Facilities for Fundamental Research with Ultracold Neutrons at PNPI // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2009. V. 611. P. 276–279.
31. *Ramsey N. F.* *Molecular Beams.* N. Y.: Oxford Univ. Press, 1956. 466 p.
32. *Борисов Ю. В., Иванов С. Н.* Авт. свид. 919477. 1980. Оpubл. 1983. Бюл. № 30.
33. *Алтарев И. С. и др.* Метод стабилизации магниторезонансного спектрометра. Препринт ЛИЯФ 1117. Гатчина, 1985. 14 с.
34. *Borisov Yu. V. et al.* Fast Multichannel Stabilization of the Magnetic Resonance in a Magneto-Resonance Spectrometer // *Nucl. Instr. Meth. A.* 1995. V. 357. P. 115–119.
35. *Соловей В. А. и др.* Комплекс аппаратных средств для предварительной обработки и прецизионного измерения частот синусоидальных сигналов. Препринт ПИЯФ 2565. Гатчина, 2004. 20 с.
36. *Александров Е. Б. и др.* Модельные испытания системы стабилизации нейтронного магнитного резонанса // *Письма в ЖТФ.* 2007. Т. 33. С. 3–8.
37. *Serebrov A. P. et al.* Ultracold-Neutron Infrastructure for the PNPI/ILL Neutron EDM Experiment // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2009. V. 611. P. 263–266.
38. *Serebrov A. P. et al.* New Measurements of Neutron Electric Dipole Moment // *Письма в ЖЭТФ.* 2014. Т. 99. С. 7–11.
39. *Zimmer O. et al.* Superthermal Source of Ultracold Neutrons for Fundamental Physics Experiments // *Phys. Rev. Lett.* 2011. V. 107. P. 134801 (4 p.).

Получено 10 октября 2014 г.