ЖЭТФ, 2023, том 164, вып. 3 (9), стр. 365–379

О МЕТОДИКАХ ОЦЕНКИ ДЕПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ В МАГНИТНЫХ ЛОВУШКАХ

Г. Н. Клюшников[*], *А. П. Серебров*

НИЦ «Курчатовский институт» —
Петербургский институт ядерной физики имени Б.П. Константинова
188300, Гатчина, Ленинградская обл., Россия

Поступила в редакцию 14 февраля 2022 г.,
после переработки 19 апреля 2023 г.
Принята к публикации 3 мая 2023 г.

Задача о нахождении деполяризационных потерь нейтронов возникает в связи с необходимостью определения систематической погрешности экспериментов с магнитным удержанием ультрахолодных нейтронов в ловушках. В настоящей работе рассматриваются три методики оценки вероятности деполяризации нейтронов: классическая, квантовомеханическая и приближенная. Разработанные методики применяются к оценке вероятности деполяризации ультрахолодных нейтронов в двух магнитных ловушках: ловушке коллаборации Лос-Аламосской национальной лаборатории США (LANL) и ловушке, проектируемой в лаборатории физики нейтрона «НИЦ Курчатовский институт»–ПИЯФ. Показано, что все три методики могут успешно применяться для количественной оценки деполяризации. Это имеет особое значение для сравнения теоретических предсказаний с результатами измерений в экспериментах по определению времени жизни нейтрона.

DOI: 10.31857/S0044451023090055
EDN: KCIVPF

1. ВВЕДЕНИЕ

Задача об определении потерь нейтронов вследствие деполяризации возникает при решении многих задач фундаментальной физики на реакторах: измерения времени жизни нейтрона [1–6], определения коэффициента асимметрии A, а также при решении технических задач, например, при оценке эффективности поляризаторов ультрахолодных нейтронов (УХН) в областях с сильным магнитным полем [7, 8].

Идея о возможности отражения нейтронов от магнитного барьера в статическом магнитном поле была впервые высказана В. Паулем в 1951 г. Эти представления впоследствии были развиты и использованы для создания экспериментальной установки по измерению времени жизни нейтрона — секступольной магнитной ловушки, изогнутой в виде тора [9]. В СССР на принципиальную возможность хранения холодных нейтронов в ограниченной вакуумной полости за счет отталкивания нейтронов от областей с сильным магнитным полем указал В. В. Владимирский в 1960 г. В своей работе [2] он рассмотрел условия, необходимые для сохранения ориентации спина относительно магнитного поля и дал конкретные примеры магнитных полей, обеспечивающих хранение нейтронов. Тема магнитного хранения получила развитие в исследованиях, проведенных экспериментаторами из Курчатовского института (КИ) и Научно-исследовательского института ядерных реаторов (НИИАР) [3]. Впоследствии этой группой ученых было получено первое значение времени жизни нейтрона методом удержания УХН в полости. Позже в Институте теоретической и экспериментальной физики (ИТЭФ) была создана ловушка для УХН с электромагнитами, позволившая удерживать нейтроны со временем хранения больше 700 с в простой односвязной области под действием гравитационного и неоднородного магнитного полей [4].

Магнитная ловушка на постоянных магнитах была спроектирована и изготовлена в ПИЯФ РАН в 2001 г. [5]. Ловушка была сделана из постоянных

[*] E-mail: klyushnikov_gn@pnpi.nrcki.ru

магнитов и представляла собой расположенную вертикально цилиндрическую двадцатиполюсную магнитную систему с конической нижней частью. Ее конструкция предусматривала возможность регистрации потерь нейтронов в процессе хранения [6].

Первые эксперименты по определению времени жизни нейтрона были осуществлены в 50-е годы XX века при помощи пучкового метода определения вероятности распада нейтрона [10]. В экспериментах этого направления измерялась скорость распада нейтрона внутри выделенной области нейтронного пучка благодаря регистрации протонов в распадной области [11, 12]. Методом, основанным на хранении УХН в гравитационных или магнитных ловушках, экспериментаторы начали пользоваться в 80-х гг. и с тех пор постоянно повышают точность своих измерений [13]. Когда проявилось расхождение в результатах измерения времени жизни нейтрона, полученных с одной стороны в пучковых экспериментах и с другой стороны в экспериментах с хранением УХН в магнитно-гравитационных ловушках [1, 14, 15], возникла необходимость детального анализа экспериментов обеих групп, тщательного поиска в них систематических ошибок и путей дальнейшего увеличения точности измерений [16, 17]. Одним из возможных важнейших источников систематических ошибок в экспериментах с хранением в магнитно-гравитационных ловушках являются деполяризационные потери, возникающие вследствие переворота спина нейтронов в областях с сильными градиентами магнитного поля.

Основоположником теоретического изучения деполяризации нейтронов в неоднородном статическом магнитном поле является итальянский физик Э. Майорана [18]. В применении к анализу экспериментов по измерению времени жизни нейтрона первые оценки деполяризационных потерь УХН были сделаны в [19]. Вычисления в [19] были проделаны для ловушки, использовавшейся в эксперименте по определению времени жизни нейтрона в Лос-Аламосской национальной лаборатории США (LANL). Авторы использовали для оценки амплитуды переворота спина полуклассический метод и приближение Вентцеля–Крамерса–Бриллюэна (ВКБ-приближение). В полуклассическом методе отыскивалась амплитуда переворота спина в нижней точке поворота, затем вероятность деполяризации на одном отскоке от поверхности записывалась в виде квадрата этой амплитуды. В ВКБ-приближении коэффициенты разложения спинора χ по спинорам Паули находились как решения обыкновенных дифференциальных уравнений, получающихся из стационарного уравнения Шредингера со спинором χ. При этом рассматривались только вертикальные перемещения нейтронов. В результате в [19] вероятность деполяризации на одном отскоке оценена значениями от $2.6 \cdot 10^{-23}$ в полуклассическом подходе до 10^{-20} в ВКБ-приближении.

Анализ деполяризационных потерь в эксперименте LANL был продолжен в [20], где основное внимание было уделено рассмотрению перемещений нейтрона с ненулевой горизонтальной составляющей скорости. Именно такие перемещения, как показано в [20], являются основной причиной деполяризационных потерь в объеме магнитного хранения. К решению задачи были применены три подхода: квантовомеханический, математический и полуклассический. В квантовомеханическом подходе искались функции-коэффициенты разложения спинора χ по базисным спинорам. В математическом подходе амплитуда деполяризации была получена как решение обыкновенного дифференциального уравнения в предположении об асимптотическом представлении функции Эри. В полуклассическом подходе так же, как и в квантовомеханическом, рассматривалось разложение волновой функции по собственным состояниям, однако собственные функции и коэффициенты разложения предполагались зависящими от времени t, а не от пространственных переменных. В результате анализа, проведенного в [20], получена вероятность деполяризации на одном отскоке порядка 10^{-10} для ведущего магнитного поля 0.05 Тл и горизонтальной составляющей скорости нейтрона 3 м/с.

Помимо деполяризации, происходящей при движении нейтронов в объеме хранения, возможна деполяризация за счет некогерентного квазиупругого рассеяния нейтронов на протонах молекул стенки ловушки, а также за счет изменения траекторий нейтронов при отражении от стенки. Теоретическому исследованию этих механизмов деполяризации УХН посвящена работа [21]. В настоящей статье мы ограничимся рассмотрением деполяризации, происходящей при движении нейтронов в объеме хранения, и не будем учитывать деполяризацию при отражении от стенок. Также мы будем пренебрегать затуханием колебаний магнитного момента.

2. МЕТОДЫ ОЦЕНКИ ВЕРОЯТНОСТИ ДЕПОЛЯРИЗАЦИИ

2.1. Классический подход. Уравнения Блоха

Рассмотрим ультрахолодный (следовательно, нерелятивистский) нейтрон с массой m и средним значением магнитного момента $\boldsymbol{\mu}$, движущийся в суперпозиции магнитного поля с индукцией $\mathbf{B}$ и гравитационного поля $m\mathbf{g}$. Уравнения движения такого нейтрона в декартовой системе координат $Oxyz$ будут

$$m\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \nabla(\boldsymbol{\mu}\cdot\mathbf{B}) + m\mathbf{g}. \tag{1}$$

Динамика среднего значения магнитного момента в магнитном поле будет описываться уравнениями Блоха

$$\frac{d\boldsymbol{\mu}}{dt} = \gamma_m \boldsymbol{\mu}\times\mathbf{B}, \tag{2}$$

где постоянная $\gamma_m = -1.83\cdot 10^8/(\text{Тл}\cdot\text{с})$ — гиромагнитное отношение для нейтрона. (2) аналогично по форме уравнению Гейзенберга для ожидаемых значений элементов матрицы Паули, приведенных в [22] для случая постоянного по модулю магнитного поля, вращающегося вокруг одной из осей координат с постоянной угловой скоростью.

В дальнейших рассуждениях будем называть $\boldsymbol{\mu}$ магнитным моментом, всегда имея в виду его среднее значение.

Будем предполагать, что справедливы соотношения для частных производных

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial\mu_i}{\partial x_j}\right) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\frac{d\mu_i}{dt}\right). \tag{3}$$

Условия (3) будут выполнены, если члены с компонентами ускорения нейтрона w_j, возникающие в правой части (3), меньше членов с компонентами скорости нейтрона v_j.

Тогда система дифференциальных уравнений (1), (2) примет вид

$$\begin{aligned}
&\frac{dx}{dt} = v_x,\\
&m\frac{dv_x}{dt} = \frac{\partial\mu_x}{\partial x}B_x + \frac{\partial\mu_y}{\partial x}B_y + \frac{\partial\mu_z}{\partial x}B_z + \\
&\qquad + \mu_x\frac{\partial B_x}{\partial x} + \mu_y\frac{\partial B_y}{\partial x} + \mu_z\frac{\partial B_z}{\partial x},\\
&\frac{dy}{dt} = v_y,\\
&m\frac{dv_y}{dt} = \frac{\partial\mu_x}{\partial y}B_x + \frac{\partial\mu_y}{\partial y}B_y + \frac{\partial\mu_z}{\partial y}B_z + \\
&\qquad + \mu_x\frac{\partial B_x}{\partial y} + \mu_y\frac{\partial B_y}{\partial y} + \mu_z\frac{\partial B_z}{\partial y},\\
&\frac{dz}{dt} = v_z,\\
&m\frac{dv_z}{dt} = \frac{\partial\mu_x}{\partial z}B_x + \frac{\partial\mu_y}{\partial z}B_y + \frac{\partial\mu_z}{\partial z}B_z + \\
&\qquad + \mu_x\frac{\partial B_x}{\partial z} + \mu_y\frac{\partial B_y}{\partial z} + \mu_z\frac{\partial B_z}{\partial z} - mg,\\
&\frac{d\mu_x}{dt} = \gamma_n\left(\mu_y B_z - \mu_z B_y\right),\\
&\frac{d\mu_y}{dt} = \gamma_n\left(\mu_z B_x - \mu_x B_z\right),\\
&\frac{d\mu_z}{dt} = \gamma_n\left(\mu_x B_y - \mu_y B_x\right),\\
&\frac{d}{dt}\Big(\frac{\partial\mu_x}{\partial x}\Big) = \gamma_n\Big(\frac{\partial\mu_y}{\partial x}B_z + \mu_y\frac{\partial B_z}{\partial x} - \frac{\partial\mu_z}{\partial x}B_y - \mu_z\frac{\partial B_y}{\partial x}\Big),\\
&\frac{d}{dt}\Big(\frac{\partial\mu_x}{\partial y}\Big) = \gamma_n\Big(\frac{\partial\mu_y}{\partial y}B_z + \mu_y\frac{\partial B_z}{\partial y} - \frac{\partial\mu_z}{\partial y}B_y - \mu_z\frac{\partial B_y}{\partial y}\Big),\\
&\frac{d}{dt}\Big(\frac{\partial\mu_x}{\partial z}\Big) = \gamma_n\Big(\frac{\partial\mu_y}{\partial z}B_z + \mu_y\frac{\partial B_z}{\partial z} - \frac{\partial\mu_z}{\partial z}B_y - \mu_z\frac{\partial B_y}{\partial z}\Big),\\
&\frac{d}{dt}\Big(\frac{\partial\mu_y}{\partial x}\Big) = \gamma_n\Big(\frac{\partial\mu_z}{\partial x}B_x + \mu_z\frac{\partial B_x}{\partial x} - \frac{\partial\mu_x}{\partial x}B_z - \mu_x\frac{\partial B_z}{\partial x}\Big),\\
&\frac{d}{dt}\Big(\frac{\partial\mu_y}{\partial y}\Big) = \gamma_n\Big(\frac{\partial\mu_z}{\partial y}B_x + \mu_z\frac{\partial B_x}{\partial y} - \frac{\partial\mu_x}{\partial y}B_z - \mu_x\frac{\partial B_z}{\partial y}\Big),\\
&\frac{d}{dt}\Big(\frac{\partial\mu_y}{\partial z}\Big) = \gamma_n\Big(\frac{\partial\mu_z}{\partial z}B_x + \mu_z\frac{\partial B_x}{\partial z} - \frac{\partial\mu_x}{\partial z}B_z - \mu_x\frac{\partial B_z}{\partial z}\Big),\\
&\frac{d}{dt}\Big(\frac{\partial\mu_z}{\partial x}\Big) = \gamma_n\Big(\frac{\partial\mu_x}{\partial x}B_y + \mu_x\frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{\partial\mu_y}{\partial x}B_x - \mu_y\frac{\partial B_x}{\partial x}\Big),\\
&\frac{d}{dt}\Big(\frac{\partial\mu_z}{\partial y}\Big) = \gamma_n\Big(\frac{\partial\mu_x}{\partial y}B_y + \mu_x\frac{\partial B_y}{\partial y} - \frac{\partial\mu_y}{\partial y}B_x - \mu_y\frac{\partial B_x}{\partial y}\Big),\\
&\frac{d}{dt}\Big(\frac{\partial\mu_z}{\partial z}\Big) = \gamma_n\Big(\frac{\partial\mu_x}{\partial z}B_y + \mu_x\frac{\partial B_y}{\partial z} - \frac{\partial\mu_y}{\partial z}B_x - \mu_y\frac{\partial B_x}{\partial z}\Big).
\end{aligned} \tag{4}$$

Система (4) должна быть дополнена начальными условиями для координат x, y, z, компонент скорости v_x, v_y, v_z, компонент магнитного момента μ_x, μ_y, μ_z и производных компонент магнитного момента по координатам $\partial\mu_i/\partial x_j$.

Если в равенствах

$$\frac{\partial(\mu_i B_i)}{\partial x_j} = \frac{\partial \mu_i}{\partial x_j} B_i + \mu_i \frac{\partial B_i}{\partial x_j} \tag{5}$$

пренебречь членами с производными $\partial\mu_i/\partial x_j$, то (4) сведется к системе уравнений

$$\begin{aligned}
&\frac{dx}{dt} = v_x,\\
&m\frac{dv_x}{dt} = \mu_x \frac{\partial B_x}{\partial x} + \mu_y \frac{\partial B_y}{\partial x} + \mu_z \frac{\partial B_z}{\partial x},\\
&\frac{dy}{dt} = v_y,\\
&m\frac{dv_y}{dt} = \mu_x \frac{\partial B_x}{\partial y} + \mu_y \frac{\partial B_y}{\partial y} + \mu_z \frac{\partial B_z}{\partial y},\\
&\frac{dz}{dt} = v_z,\\
&m\frac{dv_z}{dt} = \mu_x \frac{\partial B_x}{\partial z} + \mu_y \frac{\partial B_y}{\partial z} + \mu_z \frac{\partial B_z}{\partial z} - mg,\\
&\frac{d\mu_x}{dt} = \gamma_n \left(\mu_y B_z - \mu_z B_y\right),\\
&\frac{d\mu_y}{dt} = \gamma_n \left(\mu_z B_x - \mu_x B_z\right),\\
&\frac{d\mu_z}{dt} = \gamma_n \left(\mu_x B_y - \mu_y B_x\right).
\end{aligned} \tag{6}$$

Систему обыкновенных дифференциальных уравнений (6) также следует дополнить начальными условиями.

Будем считать, что в начальный момент времени магнитный момент нейтрона $\boldsymbol{\mu}_0$ направлен противоположно индукции магнитного поля в точке пуска $\mathbf{B}_0$:

$$\boldsymbol{\mu}_0 \uparrow\downarrow \mathbf{B}_0, \tag{7}$$

т. е. угол θ между средним значением спина нейтрона $\boldsymbol{\sigma}$ и $\mathbf{B}$ равен 0 при $t = 0$. Модуль вектора $\boldsymbol{\mu}$ равен

$$\mu = 1.913\mu_{nucl}, \tag{8}$$

где μ_{nucl} — ядерный магнетон.

Для системы (4) помимо начальных значений координат и скоростей, а также условия (7) будем задавать производные $\frac{\partial \mu_i}{\partial x_j}$ равными нулю при $t = 0$.

Система (4) является более точной, чем (6), поэтому в общем случае следует пользоваться ей. Однако на практике разница в решениях (4) и (6) проявляется только на достаточно больших временах наблюдения.

При таком рассмотрении характеристикой деполяризации, как будет показано далее, является величина

$$\frac{1}{2}\Delta\cos\theta = \frac{1-\cos\theta}{2} = \sin^2\frac{\theta}{2}.$$

Дадим теперь два определения, которые потребуются в дальнейшем. Пусть $\mathbf{B}(t)$ — индукция поля в момент времени t, $\mathbf{B}(t + \Delta t)$ — индукция поля через малый промежуток времени Δt. Примем за α угол между векторами $\mathbf{B}(t)$ и $\mathbf{B}(t+\Delta t)$ и рассмотрим предел

$$\nu = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\alpha}{\Delta t}. \tag{9}$$

Величина ν будет угловой скоростью вращения вектора $\mathbf{B}$.

Вторая важная характеристика магнитного поля ω — частота обращения спина вокруг поля $\mathbf{B}$, или ларморова частота прецессии спина.

2.2. Приближенный способ оценки вероятности деполяризации через квадрат отношения частот

Задачу вычисления вероятности неадиабатических переходов решал немецкий физик В. Гюттингер. В 1931 г. он получил уравнения для нахождения коэффициентов разложения волновой функции частицы со спином в магнитном поле в одном частном случае. Дж. Швингер получил более общие уравнения для коэффициентов разложения волновой функции и решил эти уравнения для нескольких практически важных примеров, в том числе для магнитного поля, постоянного по модулю и вращающегося с постоянной угловой скоростью [23].

В работе [23] использовался угол α, через который были записаны вероятность системы остаться в том же квантовом состоянии

$$P\left(\frac{1}{2} \to \frac{1}{2}\right) = P\left(-\frac{1}{2} \to -\frac{1}{2}\right) = \cos^2\frac{\alpha}{2} \tag{10}$$

и вероятность перехода в состояние с противоположным спином

$$P\left(\frac{1}{2} \to -\frac{1}{2}\right) = \sin^2\frac{\alpha}{2}. \tag{11}$$

И. Раби также рассмотрел задачу о вероятности переворота спина нейтрона в магнитном поле, вращающемся с постоянной угловой скоростью. Задача изначально решалась в неподвижной системе координат. В работе [24] получено выражение для вероятности обнаружить нейтрон в состоянии со спином $(-1/2)$ через угловую скорость поворота поля и ларморову частоту прецессии спина.

В 1954 г. И. Раби с соавторами решил задачу о вероятности обнаружить нейтрон в квантовом состоянии со спином $(-1/2)$ в системе координат, движущейся вместе с нейтроном [25]. Предполагалось, что вектор магнитной индукции вращается с постоянной угловой скоростью вокруг некоторой оси в пространстве. Были найдены вероятности $P_{(1/2)}$ и $P_{(-1/2)}$, где (1/2) и (−1/2) — проекции спина нейтрона на направления $\mathbf{B}$ и $-\mathbf{B}$. Вероятность $P_{(-1/2)}$ определялась по формуле

$$P_{(-1/2)} = \frac{1-\cos\theta}{2}, \tag{12}$$

где θ — угол между вектором $\mathbf{B}$ в неподвижной системе координат и магнитным моментом нейтрона.

В работе [26] рассмотрена задача о нахождении вероятностей $P_{(1/2)}$ и $P_{(-1/2)}$ в системе координат, связанной с нейтроном, в предположении, что магнитное поле в подвижной системе координат вращается с произвольной угловой частотой $\nu(t)$. Сделан вывод о том, что в общем случае для определения компонент волновой функции ψ_+ и ψ_- нужно решить интегро-дифференциальное уравнение с неизвестной функцией $\Delta(t)$. Однако, как подчеркивается в [26], в большинстве практически интересных случаев для оценки вероятности нахождения системы в состоянии (−1/2)

$$P_{(-1/2)} = ||\psi_-||^2 \tag{13}$$

достаточно воспользоваться простым выражением для волновой функции

$$\psi_- = i\frac{\nu_x}{n}\sin\frac{nt}{2}, \tag{14}$$

где $n = \sqrt{(\omega-\nu_z)^2+\nu_x^2}$, $\boldsymbol{\nu}$ — вектор угловой скорости поворота поля.

Будем предполагать, что $|\mathbf{B}(t)|$ и $\nu(t)$ – функции, меняющиеся настолько медленно, что выполняются условия

$$\mathbf{v}\nabla B/(\gamma B^2) \ll 1, \quad \nu/\omega \ll 1. \tag{15}$$

Первое из условий (15) означает, что поле $\mathbf{B}$ меняется медленно по модулю, второе — медленно по направлению. Тогда выражение (12) и квадрат волновой функции (14) могут служить локальными оценками вероятности деполяризации. Если мы будем возводить в квадрат не локальную, а среднюю величину отношения частот, то получим из (13) и (14) формулу

$$P_{(-1/2)} = \frac{1}{2}\left\langle\frac{\nu}{\omega}\right\rangle^2, \tag{16}$$

где угловыми скобками в (16) обозначено усреднение по координатам и скоростям нейтронов.

Таким образом, (16) может служить приближенной формулой для оценки вероятности деполяризации на одном отскоке. Использование формулы (12) для вероятности деполяризации на одном отскоке ограничено, поскольку вычисление $\cos\theta$ является затратным по времени вычисления для практически интересных магнитных систем.

2.3. Квантовомеханическая оценка вероятности деполяризации

В работе [20] оценка вероятности деполяризации за счет переворота спина нейтронов сделана для магнитного поля, удовлетворяющего следующим условиям (система координат та же, что в [20]):
1) модуль магнитного поля $|\mathbf{B}|$ зависит только от вертикальной координаты y;
2) угол ϕ, определяемый через соотношение $\operatorname{tg}\phi = B_y/B_x$, зависит только от горизонтальной координаты x;
3) угол θ, определяемый через соотношение $\cos\theta = B_z/B$, зависит только от вертикальной координаты y.

Первое предположение означает, что градиент $\nabla|\mathbf{B}|$ имеет только одну ненулевую компоненту. Второе и третье предположения накладывают ограничения на геометрию магнитного поля $\mathbf{B}$.

При сделанных предположениях вероятность деполяризации на одном отскоке можно записать так:

$$p(t) = \frac{\dot{\theta}^2 + (Kv_x\sin\theta)^2}{4\omega_L^2}, \tag{17}$$

где $K = 2\pi/L$, L — постоянная магнитной структуры, ω_L — ларморова частота прецессии спина.

3. ВЫЧИСЛЕНИЕ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

Применим теперь методики оценки деполяризации, основанные на трех описанных выше методах, к двум магнитным ловушкам: ловушке эксперимента LANL и магнитной ловушке, проект которой разрабатывается в настоящее время в лаборатории физики нейтрона НИЦ «Курчатовский институт» – ПИЯФ.

Перед выполнением деполяризационных расчетов мы проведем независимое вычисление магнитных полей. Для ловушки LANL это необходимо, чтобы проверить, насколько сильно аналитическое магнитное поле, использованное в [20], отличается от реального поля, и как возможное отличие влияет на итоговую оценку деполяризации нейтронов. Будем использовать геометрию магнитной системы, заданную в [27].

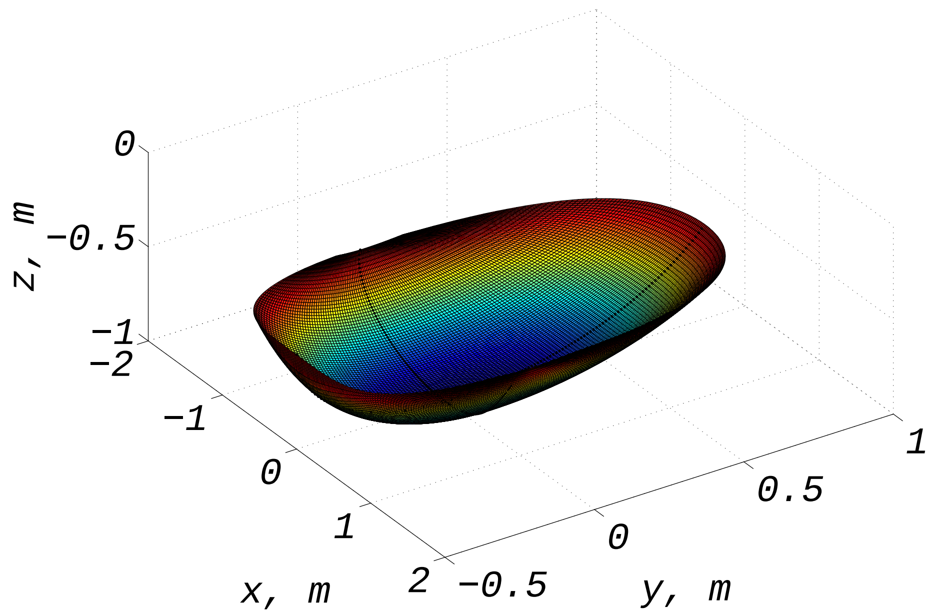

Рис. 1. Линии, вдоль которых вычислялась индукция внутреннего магнитного поля (показаны черным цветом)

3.1. Магнитное поле ловушки эксперимента LANL

Решение задачи о нахождении магнитного поля ловушки эксперимента LANL осуществлялось по следующему плану.

1. Расчет основного (внутреннего) магнитного поля магнитной ловушки эксперимента LANL — поля, создаваемого основной магнитной поверхностью:

1) параметризация магнитной поверхности,

2) разбиение поверхности на элементарные ячейки–магниты, задание полярности каждой ячейки,

3) нахождение поля одной магнитной полосы для четырех различных ориентаций полос,

4) вычисление поля от всей магнитной поверхности. Создание калькулятора внутреннего магнитного поля.

2. Расчет внешнего (ведущего) магнитного поля – тороидального поля, создаваемого витками соленоидов:

1) нахождение поля одного (центрального) витка прямоугольной формы,

2) скругление краев контура, вычисление поля одного витка в форме прямоугольника со скругленными краями,

3) нахождение поля девяти витков путем применения преобразования поворота поля от одного витка на заданный угол. Создание калькулятора внешнего магнитного поля.

3. Определение результирующего поля магнитной системы как суперпозиции внутреннего и внешнего магнитных полей.

Расчет основного магнитного поля

Будем использовать декартову систему координат $Oxyz$ с осью z, направленной вертикально вверх. В этой системе координат самой нижней точкой магнитной поверхности будет $(0, 0, -1)$ м.

Поверхность, на которой располагаются магниты, создающие основное магнитное поле, вместе с контрольными линиями представлена на рис. 1. Поверхность составлена из элементарных магнитов в виде равномерно намагниченных прямоугольных параллелепипедов размера $5.08 \times 1.27 \times 2.54$ см. Таким образом, период магнитной структуры составляет 5.08 см, основное изменение ориентации магнитного поля будет происходить вдоль оси y.

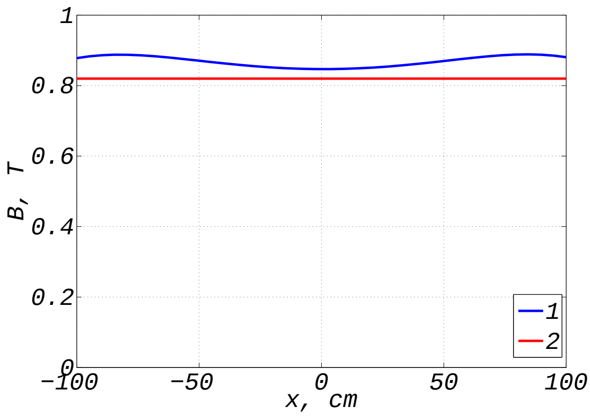

Рис. 2. Зависимость $|\mathbf{B}(x)|$ в $y-$ слое. 1 — поле задано численно, 2 — поле задано аналитически

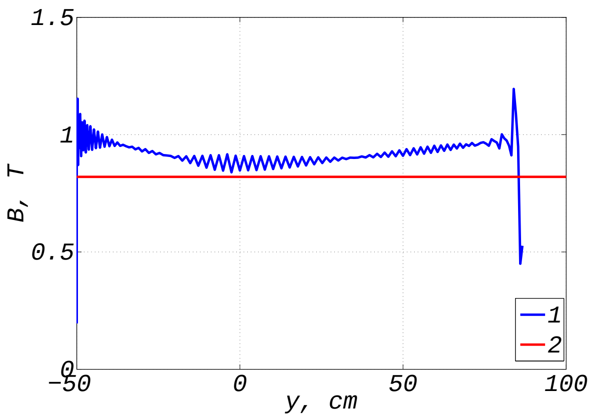

Рис. 3. Зависимость $|\mathbf{B}(y)|$ в $x-$ слое. 1 — поле задано численно, 2 — поле задано аналитически

Для вычисления поля магнитной поверхности была разработана и записана в виде программного кода процедура из следующих действий.

1. Вычисление координат z торцов элементарных магнитов с помощью уравнения поверхности $z(x, y)$.

2. Создание матрицы с координатами базиса Френе в каждой точке разбиения.

3. Определение координат центра текущего магнита.

4. Выбор одной из четырех возможных ориентаций текущего магнита.

5. Нахождение координат вектора относительного положения точки наблюдения $\mathbf{r} - \mathbf{r_c}$ в локальной системе координат с использованием матриц A и C. В матрице A записаны координаты базиса Френе в рассматриваемой точке, C представляет собой матрицу поворота.

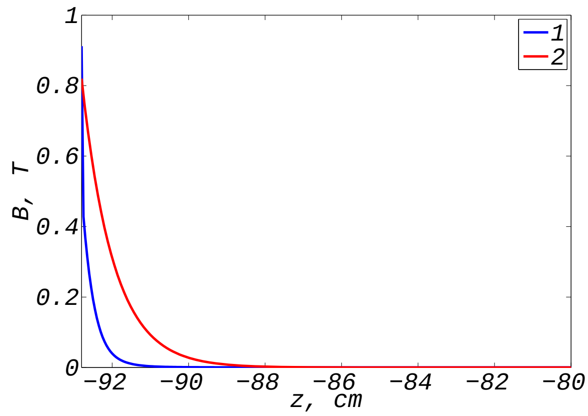

Рис. 4. Зависимость $|\mathbf{B}(z)|$ вдоль вертикальной прямой для двух полей — расчетного (кривая 1) и аналитического (кривая 2)

6. Вычисление компонент поля $\mathbf{B}'(\mathbf{r} - \mathbf{r_c})$ в локальной системе координат.

7. Пересчет компонент поля $\mathbf{B}(\mathbf{r} - \mathbf{r_c})$ в неподвижной системе координат, суммирование.

Результаты расчета внутреннего магнитного поля представлены на рис. 2–4. На рис. 1 показаны линии, вдоль которых вычислялось магнитное поле для рис. 2 и рис. 3.

На рис. 2 показано изменение модуля магнитной индукции $|\mathbf{B}|$ от координаты x в одном из сечений поверхности плоскостью $y = const$ (будем называть такое сечение $y-$слоем). Для аналитического магнитного поля из [20] модуль $|\mathbf{B}|$ постоянен в плоскости $z = const$. Для криволинейной поверхности аналогом плоскости $z = const$ является поверхность, параллельная поверхности магнитов. Зависимость $|\mathbf{B}(x)|$ на рис. 2 дана для основной плоскости (высота над магнитами нулевая). Видно отклонение графика от горизонтальной прямой, соответствующей аналитически заданному полю.

На рис. 3 приведен график зависимости $|\mathbf{B}|$ от координаты y в $x-$слое. Видны колебания модуля индукции, отражающие влияние магнитной структуры, создаваемой отдельными прямоугольными параллелепипедами. Однако такие отклонения по абсолютной величине не превышают 0.2 Тл в области без влияния краевых эффектов.

Для исследования зависимости внутреннего магнитного поля от вертикальной координаты z были построены графики функций $|\mathbf{B}|(z)$ для фиксированных значений координат x и y. Один из таких графиков дан на рис. 4 вместе с графиком функции

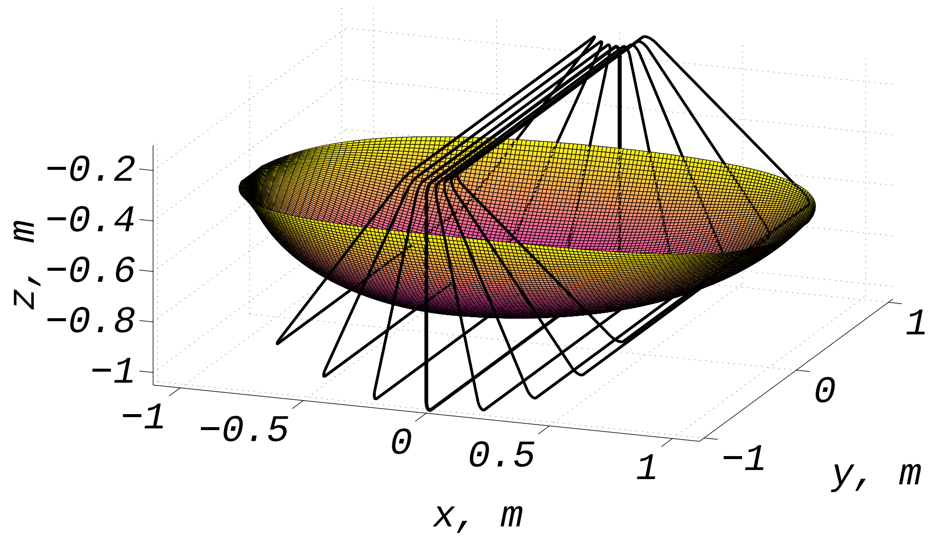

Рис. 5. Полная геометрия магнитной системы массива Хальбаха (витки, создающие ведущее поле, показаны черным цветом)

$$B = B_0 e^{-1.21(z-z_0)}, \quad (18)$$

где $B_0 = 0.82$ Тл — модуль поля на поверхности, z_0 — координата нижней точки поверхности магнитов в см. График функции (18) показан на рис. 3 красным цветом.

Из рис. 4 становится заметным более быстрое спадание магнитного поля в действительности по сравнению с теоретической моделью. Рассмотрение $|\mathbf{B}|(z)$ при других x и y показало, что изменение реального магнитного поля с ростом координаты z неравномерное и существенно зависит от выбора точки (x, y).

Расчет внешнего магнитного поля

Для задания геометрии внешнего (ведущего) магнитного поля в плоскости Oyz был построен прямоугольник размеров 220×90 см со скругленными углами, радиус скругления был взят равным 5 см. Центр прямоугольника был смещен относительно начала координат по оси z вниз на 80 см.

Остальные прямоугольники были получены из основного поворотом на угол $\arccos(2/3)/4$ вокруг оси y.

На рис. 5 показана полная геометрия магнитной системы массива Хальбаха вместе с системой девяти колец, создающей внешнее магнитное поле.

Поле одного кольца с током было вычислено по закону Био–Савара–Лапласа

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\mathbf{j} \times (\mathbf{r} - \mathbf{r}')dV}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3}, \quad (19)$$

где интегрирование производилось по всем элементам тока $\mathbf{j}$.

Вычисленное внешнее магнитное поле оказалось отличным от однородного и от ведущего поля, использованного в [20]. Указанное отличие от однородного поля объясняется тем, что, во-первых, между соседними витками есть ненулевое расстояние, а во-вторых, витки повернуты друг относительно друга, а не параллельны одной плоскости. Так, например, x−компонента магнитной индукции будет равна 0 в центре только того витка, который лежит в плоскости Oyz.

На рис. 6 показан график зависимости модуля индукции магнитного поля, вычисленный вдоль дуги окружности, в нижней точке касающейся магнитной поверхности массива Хальбаха. Максимальное значение $|\mathbf{B}|$ не превышает 50 Гс.

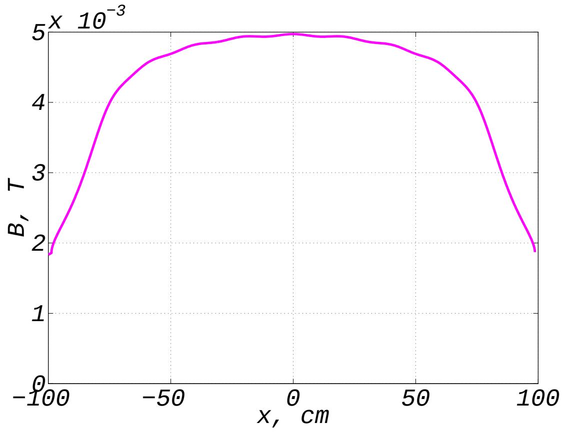

Рис. 6. Зависимость $|\mathbf{B}(x)|$ для внешнего магнитного поля. Поле вычислено вдоль дуги окружности, касающейся в нижней точке магнитной плоскости

3.2. Магнитное поле новой ловушки ультрахолодных нейтронов проекта ПИЯФ

Магнитная система новой ловушки УХН, разработанной в лаборатории физики нейтрона НИЦ «Курчатовский институт»–ПИЯФ, представляет собой совокупность пяти магнитных граней в виде усеченной пирамиды и магнита, создающего ведущее магнитное поле (см. рис. 7). Из пяти граней одна является горизонтальной, четыре остальные грани наклонены к ней под углом 60° каждая. Магнит, создающий ведущее поле, представляет собой равномерно намагниченный в направлении оси Ox прямоугольный параллелепипед. Грани составлены из вплотную прилегающих друг к другу малых магнитов размерами $4 \times 3 \times 2$ см. Магнитный момент каждого магнита перпендикулярен плоскости грани, в которой он лежит. На горизонтальной грани полярность магнитного момента меняется вместе с координатой y (магнитный момент сонаправлен или противоположно направлен оси z) и не меняется для фиксированного значения y при изменении x. Магнитные моменты магнитов боковых граней ориентированы согласованно с моментами магнитов горизонтальной грани. Период магнитной структуры по координате y на боковых гранях увеличен в 2 раза по сравнению с периодом магнитной структуры в горизонтальной магнитной плокости, равным 6 см.

На рис. 8 показаны различия в полярности магнитов массива Хальбаха и новой магнитной ловушки ПИЯФ, лежащих в одном сечении. Как следует из геометрии ловушки, представленной на рис. 7, и из правила расположения магнитов, показанного на рис. 8, технологическим преимуществом рассматриваемой ловушки по сравнению с ловушкой эксперимента LANL является ее конструкционная простота и удобство сборки.

Зависимость модуля индукции магнитного поля B от координаты y для $z = 1.05$ см (высота над поверхностью магнитов 0.5 мм) приведена на рис. 9. Локальные максимумы магнитного поля достигаются на стыках между соседними магнитами, минимумы — в серединах магнитов.

На рис. 10 показана зависимость $B(x, y)$ для точек (x, y), удаленных на 1 мм от плоскости ведущего магнита. Целью введения ведущего магнита является увеличение абсолютного минимума поля в объеме ловушки и уменьшение пространственной неоднородности магнитного поля.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ПРИМЕНЕНИЯ МЕТОДИК ОЦЕНКИ ВЕРОЯТНОСТИ ДЕПОЛЯРИЗАЦИИ

4.1. Оценка вероятности деполяризации в магнитном поле массива Хальбаха

Для получения оценки вероятности деполяризации в магнитной ловушке был применен алгоритм вычисления среднего. Оценка проводилась по формуле (16). Опишем кратко алгоритм вычисления среднего.

Разыгрывается координата z в соответствии с зависимостью плотности нейтронов от высоты. Далее разыгрываются координаты x и y внутри поверхности массива Хальбаха с равномерным распределением в $z-$слое. В каждой точке рассматривается множество из 1000 различных направлений начальной скорости нейтрона. Модуль скорости в расчетах принимается равным 3 м/с. Распределение начальных скоростей по направлениям вылета считается изотропным.

Для каждого элементарного события — пуска в выбранном направлении из точки (x, y, z) определяется отношение частот ν/ω.

После расчета отношения частот ν/ω для каждого события находится величина $P_{(-1/2)}$ по формуле (16).

В результате проделанных вычислений было получено, что вероятность деполяризации, оцененная по квадрату отношения частот, составляет $4.4 \cdot 10^{-9}$.

Также для магнитного поля эксперимента LANL было проведено численное решение системы уравнений (4) с начальными данными (2.1)–(8) для различных начальных координат и скоростей нейтронов. Для контроля вычислений производился пересчет траекторий по системе (6). В результате расчетов

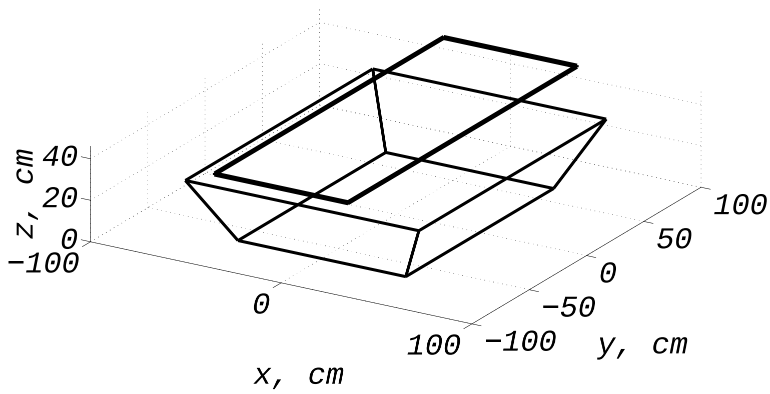

Рис. 7. Схема магнитной ловушки УХН, разработанной в лаборатории физики нейтрона НИЦ «Курчатовский институт»–ПИЯФ: четыре магнитные грани, соединенные в виде усеченной пирамиды, и ведущий магнит

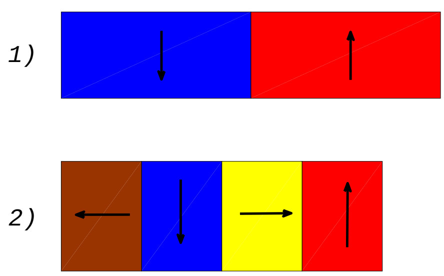

Рис. 8. Сравнение двух магнитных схем: 1) схема новой магнитной ловушки ПИЯФ, 2) схема ловушки эксперимента LANL. Стрелками показаны ориентации магнитов на длине, равной периоду магнитной структуры

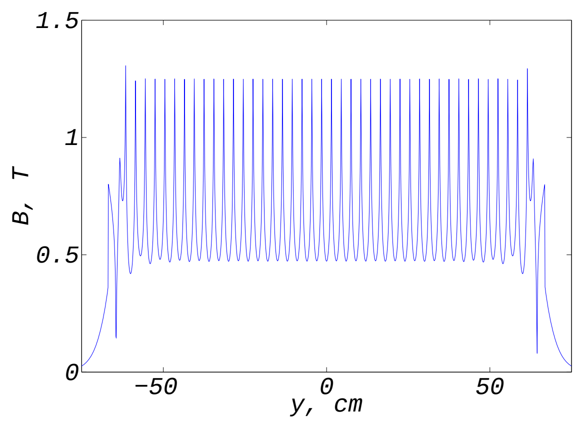

Рис. 9. Зависимость модуля индукции магнитного поля от координаты y при $x = 0$ и $h = 0.5$ мм

было найдено, что среднее значение отклонения косинуса угла θ составляет $0.5\langle 1-\cos\theta\rangle = 2.3\cdot 10^{-8}$. В [20] проделано вычисление функции $p(t)$ по формуле (17). Максимальное значение $max(p)$ функции $p(t)$, соответствующее вероятности деполяризации на одном отскоке, для ведущего поля 5 мТл составило 10^{-8}. Эти значения вместе с рассчитанными в настоящей работе объединены в Табл. 1.

Полученная оценка $P_{-1/2} = 4.4\cdot 10^{-9}$ хорошо согласуется со средним значением функции p. Это означает, что для оценки вероятности деполяризации в рассматриваемой магнитной ловушке можно использовать величину $0.5\langle \nu/\omega\rangle^2$. Отличие значения вероятности p от среднего отклонения косинуса $0.5\langle 1-\cos\theta\rangle$ можно объяснить недостаточным для достоверного определения среднего количеством статистических испытаний.

Таблица 1. равнение разных методик оценки вероятности деполяризации для эксперимента LANL

$0.5\,\langle 1-\cos\theta\rangle$	$\max(p)$	$0.5\langle \nu/\omega\rangle^2$
$2.3\cdot 10^{-8}$	10^{-8}	$4.4\cdot 10^{-9}$

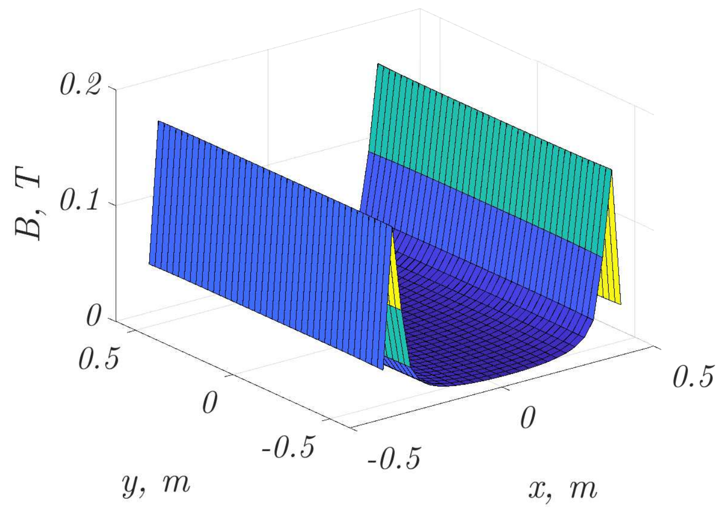

Рис. 10. Зависимость модуля индукции магнитного поля от координат x и y на расстоянии 1 мм от поверхности ведущего магнита

4.2. Сравнение классического и квантовомеханического подхода на примере новой магнитной ловушки проекта ПИЯФ

Условия, накладываемые на магнитное поле в [20], оказываются выполненными для новой магнитной ловушки ПИЯФ с хорошей точностью для $z > 11$ см, т. е. в той области, где преобладающим является ведущее магнитное поле. Было проведено сравнение вероятностей, вычисленных по изменению $\cos\theta$ из (4), и с помощью квантовомеханического подхода по формуле (17). Компоненты начальной скорости нейтрона были взяты равными $v_{x0} = 0.2$ м/с, $v_{z0} = -3$ м/с. Результаты сравнения приведены на рис. 11. На рисунке синим цветом показан график величины $0.5(1-\cos\theta)$, красным — график функции $p(t)$, определяемой по формуле (17). Нейтрон начал свое движение на высоте $h = 15$ см, закончил движение на высоте $h = 10$ см. Вероятность обнаружения нейтрона в состоянии с перевернутым спином оказалась величиной порядка 10^{-10} и росла во время движения, что объясняется перемещением нейтрона за время наблюдения в область с более слабым магнитным полем. Из рис. 11 видно, что функции $p(t)$ и $(1-\cos\theta)/2$ возрастают и имеют близкие средние значения в конечный момент времени. Следовательно, в области $z > 11$ см в новой магнитной ловушке проекта ПИЯФ для оценки вероятности деполяризации на одном отскоке применима формула (12).

Предварительные расчеты показывают, что функции $p(t)$ и $(1-\cos\theta)/2$ имеют максимумы в одни и те же моменты времени. Таким образом, в области высот $h \geq 10$ см к описанию динамики нейтрона и его спина применим квантовомеханический подход, изложенный в [20]. Оценки вероятности деполяризации, даваемые классической и квантовомеханической методиками, в этой области дают результаты, близкие по порядку величины и по точкам экстремума функций.

4.3. Оценка вероятности деполяризации для ловушки проекта ПИЯФ по приближенной методике

С использованием описанного выше алгоритма было найдено среднее значение отношения частот для поля магнитной ловушки проекта ПИЯФ, показанной на рис. 7. Вычисления проводились для двух моделей ловушки. В первой модели не учитывалось влияние углов сочленения наклонных граней и магнитной подложки. Для такой конфигурации поля среднее значение отношения частот оказалось равным

$$\langle \nu/\omega \rangle = 1.4 \cdot 10^{-5}, \tag{20}$$

вероятность деполяризации на одном отскоке составила, таким образом, 10^{-10}.

Учет влияния углов сочленения наклонных плоскостей и подложки

Поясним более подробно разницу в использованных моделях магнитного поля. В упрощенном варианте поля рассматривались не все магниты наклонных магнитных плоскостей, а только магниты в форме прямоугольных параллелепипедов заданного размера 4×3×2 см. Магниты предполагались выполненными из сплава NdFeB. В плоскости $z = const$ всегда находилось целое число магнитных параллелепипедов, те магниты, которые выходили за линию пересечения двух соседних наклонных плоскостей, не учитывались. Во втором, более точном варианте область пространства в окрестности линии пересечения плоскостей заполнялась магнитами сплошь. После целого числа магнитов–параллелепипедов в каждом $z-$ слое располагались магниты той формы и размеров, которые требовались для полного задания всех наклонных магнитных плоскостей. Ориентация таких дополнительных магнитов задавалась согласованно с ориентацией остальных магнитов плоскости. Также было учтено поле магнитной подложки из стали марки АРМКО. Предполагалась, что подложка имеет толщину 1 см и находится строго под каждой из магнитных плоскостей. При этом все магниты горизонтальной магнитной плоскости задавались одинаково в первом и во втором случае.

Более точное вычисление магнитного поля, произведенное описанным выше способом, повысило сделанную оценку вероятности деполяризации на одном отскоке до $7.2 \cdot 10^{-10}$. Это значение получается меньше аналогичной величины для эксперимента LANL $4.4 \cdot 10^{-9}$.

Рассмотрим среднюю скорость деполяризации

$$\langle \tau_{dep}^{-1} \rangle, \tag{21}$$

где τ_{dep} — характерное время деполяризации, угловые скобки означают усреднение. Связь между вероятностью деполяризации p и средней скоростью деполяризации τ_{dep}^{-1} дается формулой

$$p = T \langle \tau_{dep}^{-1} \rangle,$$

где T — период вертикальных колебаний нейтрона.

Величина τ_{dep} входит в формулу для вычисления скорости потерь

$$\tau^{-1} = \tau_n^{-1} + \tau_{dep}^{-1}, \tag{22}$$

где общая скорость потерь τ^{-1} складывается из потерь нейтронов вследствие $\beta-$распада τ_n^{-1} и потерь нейтронов из-за деполяризации τ_{dep}^{-1}. Если домножить обе части (22) на время жизни нейтрона τ_n, то можно получить, что относительная ошибка измерения времени жизни будет $\sim \tau_n/\tau_{dep}$.

Поэтому если, например, средняя скорость деполяризации (21) меньше 10^{-6}, то относительная ошибка измерения τ_n будет не превосходить $8.8 \cdot 10^{-4}$. Поскольку максимальное отношение $(\tau_n/\tau_{dep})_{max}$ на практике обычно примерно в 4 раза превосходит среднее $\tau_n/\langle \tau_{dep} \rangle$, то относительная ошибка измерения τ_n будет меньше $2.2 \cdot 10^{-4}$ при $(\tau_n/\tau_{dep})_{max} < 10^{-6}$.

Таким образом, проведенные расчеты дают основание полагать, что в эксперименте ПИЯФ с новой магнитной ловушкой будет обеспечена приемлемая систематическая погрешность, связанная с деполяризационными потерями УХН.

4.4. Примеры магнитных систем с большой деполяризацией

Приведем теперь два примера, когда вероятность деполяризации нейтронов в ловушках будет значительно выше, чем в рассмотренных примерах.

Пусть магнитное поле обладает той же конфигурацией, как в проекте новой магнитной ловушки ПИЯФ (усеченная пирамида вместе с ведущим магнитом), но в 10 раз слабее этого поля по модулю. Тогда направление поля в каждой точке будет тем же, что и ранее, а модуль магнитной индукции уменьшится в каждой точке магнитного хранения в 10 раз. Если прежде максимум индукции на высоте 0.5 мм над поверхностью горизонтальных магнитов был равен $B_{max} = 1.2$ Тл, то теперь он будет 0.12 Тл. Ослабление поля повлечет уменьшение средней скорости нейтронов примерно в 3.2 раза. Исходя из этого задаваемая в расчете на деполяризацию скорость нейтронов была уменьшена с 1.5 до 0.5 м/с. Результат оценки вероятности деполяризации по приближенной методике дал в этом случае величину 10^{-9}. Таким образом, ослабление магнитного поля в 10 раз дало увеличение деполяризации в 10 раз.

В качестве второго примера было рассмотрено аналитически заданное магнитное поле ловушки LANL с *плоской* системой магнитов

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_H + \mathbf{B}_1, \tag{23}$$

где

$$\mathbf{B}_H = B_0 e^{-Kz} (\cos(Kx), 0, -\sin(Kx))$$

— магнитное поле массива Хальбаха,

$$\mathbf{B}_1 = (0, B_{10}\rho/(\rho - z), 0)$$

— ведущее магнитное поле, $B_0 = 0.82$ Тл — индукция поля на поверхности магнитов, $K = 121$ м$^{-1}$, $B_{10} < 0.1$ Тл — параметр ведущего магнитного поля, равный магнитной индукции ведущего поля на поверхности магнитов, $\rho = 1.5$ м [20]. В расчете нижняя граница B_{10} была принята равной $4 \cdot 10^{-5}$ Тл.

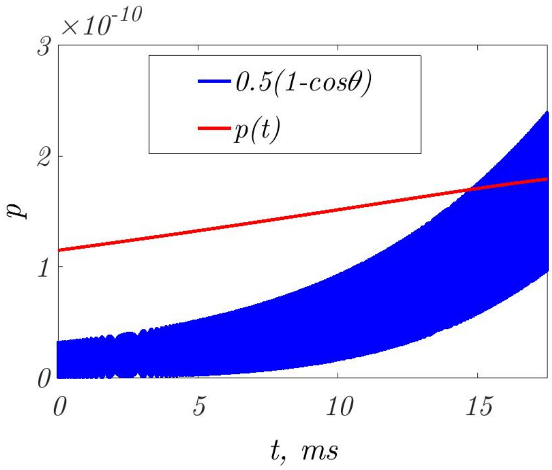

Рис. 11. Сравнение вероятностей деполяризации, вычисленных по формуле (17) и через $\cos\theta$ из уравнений (4)

Известно, что деполяризация нейтронов в такой ловушке уменьшается с усилением ведущего поля B_{10}. Это утверждение было проверено с помощью разработанной приближенной методики оценки деполяризации.

Для этого была исследована зависимость величины, равной половине квадрата максимального отношения частот

$$\frac{1}{2}\left(\frac{\nu}{\omega}\right)^2_{max}, \tag{24}$$

от параметра ведущего поля B_{10}. (24) отличается от оценки вероятности деполяризации

$$\frac{1}{2}\left\langle\frac{\nu}{\omega}\right\rangle^2 \tag{25}$$

тем, что расчет отношения частот для нее производится не для всех z, а для фиксированного значения $z = 4$ см. Выбор z объясняется тем, что при $z = 4$ см для $B_{10} = 50$ Гс наблюдается максимальная деполяризация. Модуль начальной скорости нейтронов полагается равным 3 м/с, пуск производится в наиболее опасном для деполяризации направлении оси x.

Результаты вычислений представлены на рис. 12. Из рисунка видно, что деполяризация нейтронов в поле (23) убывает с усилением ведущего поля. При $B_{10} = 50$ Гс значение выражения (24) получается равным $1.8 \cdot 10^{-8}$.

Подставляя в (14) $p_{max} = 1.67 \cdot 10^{-8}$, $T = 0.29$ с, мы получаем, что относительная погрешность измерения времени жизни меньше $5 \cdot 10^{-5}$. При $B_{10} = 4 \cdot 10^{-5}$ Тл получается $p_{max} = 4.7 \cdot 10^{-8}$ и погрешность менее $1.38 \cdot 10^{-4}$. Такой результат может свидетельствовать об излишне оптимистичной

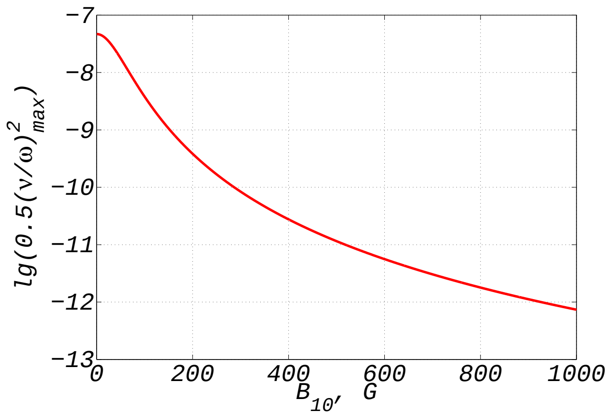

Рис. 12. Зависимость десятичного логарифма максимальной вероятности деполяризации от параметра ведущего магнитного поля для модели «аналитическое поле массива Хальбаха+ведущее магнитное поле, плоская система магнитов»

оценке при малых значениях B_{10}. Как видно из графика на рис. 12, при $B_{10} \to 0$ увеличение квадрата отношения (24) замедляется. В этой области значений B_{10} уменьшается минимум магнитного поля и перестает с хорошей точностью выполняться второе из условий (15) — условие медленного поворота поля $\mathbf{B}$.

4.5. Сравнение областей применимости разработанных методик

Как уже отмечалось ранее, квантовомеханическая методика оценки вероятности деполяризации может использоваться только в том случае, когда магнитное поле удовлетворяет определенным требованиям. Для произвольного неоднородного магнитного поля эта оценка, вообще говоря, не применима. Классическая методика работает хорошо, когда угловая скорость вращения вектора поля $\mathbf{B}$ в системе координат, движущейся вместе с нейтроном, может считаться постоянной по модулю и по направлению. Это будет иметь место при выполнении условий (15). Поэтому различие в результатах применения квантовомеханической и классической методик, обнаруживаемое на рис. 11, имеет две возможные причины:

1) нарушение требований, накладываемых на магнитное поле (для расчета берется реальное поле, а не аналитическое (23));

2) нарушение условий адиабатичности вследствие движения в области со слабым магнитным полем.

Вместе с тем, как показали расчеты, квантовомеханическая и классическая методики дают очень близкие результаты в аналитически заданном поле (23), где строго выполняются условия, накладываемые на поле, плавно изменяются все динамические характеристики и с высокой точностью выполняются условия (15).

Возможным путем развития классической методики оценки деполяризации может быть усреднение величины (12) по траекториям, полученным в результате анализа множественной динамики нейтронов на основе уравнений (4). Решение системы дифференциальных уравнений следует проводить для всех возможных значений начальных координат и скоростей. Если выбрать время наблюдения за одной частицей небольшим (несколько мкс), можно получить значение $\cos\theta$, близкое к мгновенному в рассматриваемой точке. Затем усреднение $\langle 1-\cos\theta\rangle$ нужно провести по найденным таким образом значениям.

Для применимости приближенной оценки вероятности деполяризации достаточно выполнения только второго условия (15), поскольку в этом случае важно лишь, чтобы магнитное поле вращалось медленнее, чем спин нейтрона вращается вокруг магнитного поля. Вследствие схожих условий применимости классическая и приближенная методики дают близкие результаты даже при существенной неоднородности поля $\mathbf{B}$.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе дано обоснование трем методикам численной оценки вероятности деполяризации нейтронов на одном отскоке в объеме хранения магнитной ловушки. Классическая методика заключается в численном решении расширенной системы дифференциальных уравнений Блоха для различных начальных данных и вычислении среднего значения величины $\sin^2(\theta/2)$. Приближенная методика состоит в расчете среднего значения отношения частоты поворота магнитного поля к ларморовой частоте прецессии спина и взятии половины квадрата этого значения. Квантовомеханическая методика заключается в вычислении функции $p(t)$, соответствующей вероятности деполяризации на одном отскоке, в той области, где магнитное поле удовлетворяет определенным условиям.

Для применения разработанных методик произведен независимый расчет магнитного поля экспериментальной установки по измерению времени жизни нейтрона в магнитной ловушке LANL. Обнаружены значительные отклонения действительного магнитного поля от аналитического, использовавшегося в [20]. Однако, как показал расчет, эти отклонения не оказывают существенного влияния на вероятность деполяризации. Для определения доли деполяризованных нейтронов в магнитных ловушках можно использовать оценку через квадрат отношения частот (16). Вероятно, оценка через $\sin^2(\theta/2)$ также применима, но для ее использования необходим множественный расчет, который очень затратен по времени, и специальная процедура усреднения.

Выполнен расчет магнитного поля магнитной ловушки УХН, проект которой разработан в лаборатории физики нейтрона Петербургского института ядерной физики им. Б. П. Константинова. Для найденного поля была проделана оценка вероятности деполяризации на одном отскоке. Оценка дала значение $7.2\cdot10^{-10}$, что обеспечивает относительную ошибку измерения времени жизни нейтрона менее 10^{-4}. Это означает, что применение новой ловушки в эксперименте по определению времени жизни нейтрона является принципиально возможным, а также более выгодным по характеристикам ловушки и простоте ее монтажа.

Благодарности. Авторы выражают благодарность А. Н. Мурашкину, Э. А. Коломенскому, С. Н. Иванову и А. К. Фомину за полезное обсуждение во время работы над статьей.

Финансирование. Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда, грант № 23-22-00169, https://rscf.ru/project/23-22-00169/.

ЛИТЕРАТУРА

1. C. Patrignani et al., Particle Data Group. Chin. Phys. C. **40**, 100001 (2017).
2. Владимирский В. В., ЖЭТФ. **4**, 39, 1062 (1960).
3. Ю. Ю. Косвинцев, Ю. А. Кушнир, В. И. Морозов и др., Письма в ЖЭТФ. **70**, 27 (1978).
4. Ю. Г. Абов, В. В. Васильев, В. В. Владимирский и др., Письма в ЖЭТФ. **369**, 44 (1986).
5. В.Ф. Ежов и др., Письма в ЖТФ. **24**, 64. (2001).
6. В. Ф. Ежов, В. Л. Рябов, Письма в ЖЭТФ. **117**, 93 (2023).

7. Ю.А. Мостовой, К.Н. Мухин, О.О. Патаракин, *Нейтрон вчера, сегодня, завтра*, УФН **166**, 987 (1996).

8. F. Wietfeldt and G.L. Greene, *The Neutron Lifetime*, Rev. of Mod. Phys. **83**, 1173 (2011).

9. W. Paul and F. Anton, Z. Phys. C Particles and Fields **45**, 25 (1989).

10. J. M. Robson, Phys.Rev. **83**, 349 (1951).

11. P. E. Spivak et al., JETP Lett. **67**, 1735 (1988).

12. A. T. Yue, M. S. Dewey, D. M. Gilliam et al., Phys. Rev. Lett. **111**, 222501 (2013).

13. R. W. Jr. Pattie, N. B. Callahan, C. Cude-Woods et al., Science 11; 360 (6389):627 (2018); DOI: 10.1126/science.aan8895. Epub 2018 May 6. PMID: 29731449.

14. A. P. Serebrov et al., Phys. Lett. B **605**, 72 (2005).

15. A. P. Serebrov and A. K. Fomin, Phys. Proc. **199**, 17 (2011).

16. А.П. Серебров, УФН **185**, 1179 (2015).

17. А. П. Серебров, УФН **189**, 635 (2019).

18. E. Majorana, Il Nuovo Cimento **9**, 43 (1932).

19. P. L. Walstrom et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **82**, 599 (2009).

20. A. Steyerl et al., Phys. Rev. C **86**, 065501 (2012).

21. Yu. N. Pokotilovski, JETP Lett. **76**, 131 (2002); **78**, 422(E) (2003).

22. H. Kuwabara, Y. Yamauchi, and A. Pratt, J. of the Kor. Phys. Soc. **62**, 1286 (2013).

23. J. Schwinger, Phys. Rev. **51**, 648 (1937).

24. I. I. Rabi, Phys. Rev. **51**, 652 (1937).

25. I. I. Rabi, N. F. Ramsey, and J. Schwinger, Rev. Mod. Phys. **26**, 167 (1954).

26. И. М. Матора, Ядерная физика **16**, 624 (1972).

27. A. Saunders, D. Salvat, E. Adamek et al., *UCNτ: Study of Lifetime Measurement in a Magneto-Gravitational Trap/Next Generation Experiments to Measure the Neutron Lifetime*, (2014) p. 135.