

сообщения  
Объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
Дубна

88-901

P3-88-901

Г.Элер, И.Элер

СПОСОБ ОБНАРУЖЕНИЯ  
МАЛОУГЛОВОГО РАССЕЯНИЯ  
ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ.  
МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

1988

## 1. ВВЕДЕНИЕ

При исследовании конденсированных сред с помощью малоуглового рассеяния нейтронов большое значение имеет возможность отличить рассеянные нейтроны от нерассеянных. В случае пучка неполяризованных нейтронов учитываются геометрические параметры рассеяния. Для пучка поляризованных нейтронов можно дополнительно учесть изменение ориентации спина нейтронов.

В работе<sup>1/1</sup> изложено теоретическое обоснование обнаружения малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов. Оказалось, что после прохождения поляризованного пучка через неоднородное магнитное поле образуются различные спектры поляризации в экспериментах с образцом и без него, т.е. возникает измеряемый спектр деполяризации. Спектральное распределение деполяризации при этом чувствительно зависит от изменения импульса рассеянных нейтронов, т.е. в случае упругого рассеяния — от вида функции рассеяния.

Важным шагом на пути к приготовлению соответствующих экспериментов является моделирование эксперимента. Это дает возможность положить реальные магнитные поля в основу вычисления спектра деполяризации, определить чувствительность метода к изменению аппаратных параметров и свойств рассеивателя, оценить требования к точности изготовления отдельных элементов спектрометра и сравнить теоретические и квазиэкспериментальные результаты с целью достижения их удовлетворительного совпадения. Кроме того, такой промежуточный шаг при развитии метода облегчает разработку программы окончательной обработки измеренных данных.

В данном случае моделирование эксперимента связано с численным решением уравнения движения нейтронного спина в переменном магнитном поле.

## 2. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для проведения эксперимента по обнаружению малоуглового рассеяния нейтронов необходимо иметь в распоряжении пучок поляризованных тепловых нейтронов достаточной интенсивности. Поэтому спектрометр поляризованных нейтронов СПН-1 на одном из каналов

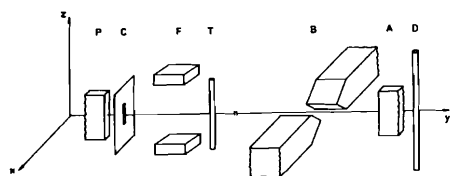
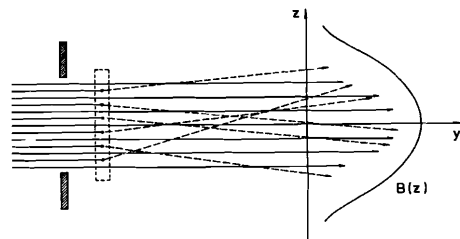


Рис.1. Схема эксперимента на пучке поляризованных нейтронов. P – поляризатор, C – диафрагма, F – спинфлиппер, T – образец, B – неоднородное магнитное поле, A – анализатор, D – детектор.

Рис.2. Принцип предложенного способа измерения. Рассеянные нейтроны проходят через магнитное поле по траекториям, для которых получаются различные значения интеграла по пути от напряженности.



импульсного реактора ИБР-2 служит основанием, и его технические параметры используются при моделировании таких экспериментов. На рис.1. изображена схема эксперимента обнаружения малоуглового рассеяния нейтронов. На спектрометре СПН-1 можно представить геометрию рассеяния в двумерной форме, так как ширина пучка в x-направлении мала ( $2 \cdot 10^{-3}$  м). Ширина пучка в z-направлении устанавливается на выходе поляризатора P с помощью диафрагмы C. Вектор поляризации прямого пучка направлен в +z-направлении:  $s = s\vec{e}_z$ . Спинфлиппер F позволяет поворачивать спин на угол  $\pi$ , и в экспериментах попеременно измеряются спектры времени пролета для обеих позиций флиппера. Чувствительность измерения эффекта деполяризации тем больше, чем меньше расстояние между диафрагмой C и образцом T и чем больше расстояние между образцом T и магнитным полем B.

Чтобы возбудить прецессию спина в неоднородном магнитном поле  $\vec{B}$ , которая зависела бы от угла рассеяния  $\Theta$ , магнитное поле должно иметь следующие свойства:

- в ближайшей окрестности от y, z-плоскости вектор поля должен иметь x-направление,
- напряженность поля должна симметрично уменьшаться определенным образом с расстоянием z от оптической оси спектрометра,
- в граничных зонах поля надо обеспечить неадиабатическое поведение спина с помощью быстрого изменения напряженности поля в y-направлении распространения пучка.

Вследствие этих требований распределение поля можно описывать как  $\vec{B} = B_0 u(y) \cdot v(z) \vec{e}_x$ , причем  $v(z) = 1 - z/z_{FH}$  описывает линейное снижение напряженности поля в z-направлении с полушириной  $z_{FH}$  кривой  $v(z)$ .

На рис.2 изображен принцип действия метода обнаружения малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов. В эксперименте без

образца пучок нейтронов вследствие диафрагмирования проходит через неоднородное поле по почти параллельным оси траекториям. Из измеренных спектров времени пролета  $I_{10,20}(\lambda)$  для обеих позиций спинфлиппера вычисляется спектральная зависимость поляризации  $P_0(\lambda)$ .

В эксперименте с образцом рассеянные нейтроны проходят через неоднородное поле по другим траекториям, для которых интеграл по пути от напряженности является другим. Измеряются спектры времени пролета  $I_{1,2}(\lambda)$  для обеих позиций флиппера, которые отличаются от измеренных спектров в эксперименте без образца. Таким образом из них можно вычислить спектральную зависимость поляризации  $P(\lambda)$ , которая отличается от  $P_0(\lambda)$ . Разница обоих спектров поляризации, нормированная на поляризацию  $P_{00}(\lambda)$  прямого пучка (в эксперименте без образца и без поля), образует спектральное распределение деполяризации  $D(\lambda)$ .

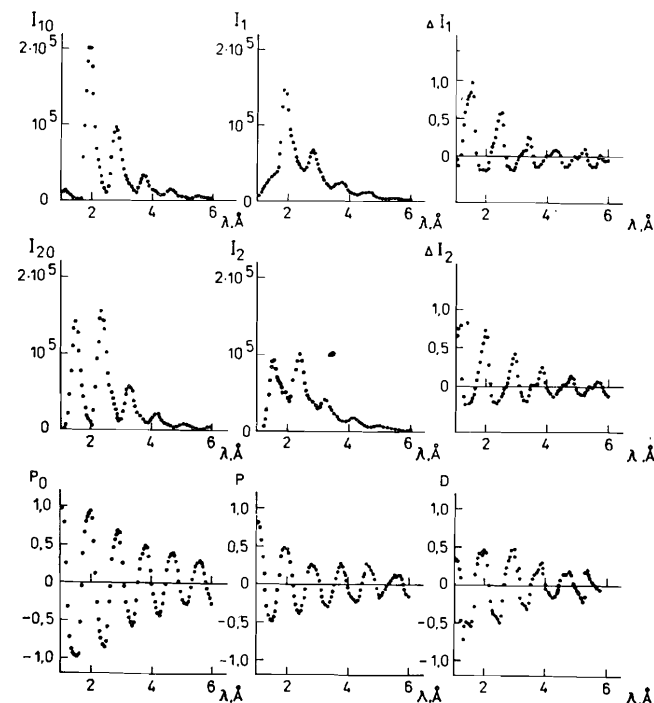


Рис.3. Появление эффекта деполяризации:  $I_{1,2}$  и  $I_{10,20}$  – “измеренные” спектры времени пролета,  $\Delta I_{1,2}$  – разность  $I_{1,2} - I_{10,20}$  “измеренных” спектров,  $P_0$  и  $P$  – спектральные распределения поляризации,  $D$  – спектральное распределение деполяризации.

Для того чтобы наглядно пояснить принцип действия, надо использовать результат моделирования эксперимента, который получен для амплитуды поля  $B_0 = 7,5 \cdot 10^{-3}$  Тл, с полушириной  $z_{FH} = 2 \cdot 10^{-2}$  м и длиной поля в  $y$ -направлении, равной  $2 \cdot 10^{-2}$  м, и с шириной пучка в  $z$ -направлении на выходе поляризатора, равной  $10^{-2}$  м.

На рис. 3 изображены спектры без образца  $I_{10,20}(\lambda)$  и с образцом  $I_{1,2}(\lambda)$ . На правой стороне показаны спектры отклонения  $\Delta I_{1,2}(\lambda) = I_{1,2}(\lambda) - I_{10,20}(\lambda)$ , внизу спектры поляризации  $P_0(\lambda)$  и  $P(\lambda)$ , а также производный спектр деполяризации  $D(\lambda)$ .

В эксперименте без образца пучок нейтронов проходит через центральную область магнитного поля, которая характеризуется большим значением напряженности и маленьким градиентом поля. В этом случае прямой пучок нейтронов деполяризуется относительно мало. Таким образом, в спектре  $I_{10}(\lambda)$  возникают выраженные максимумы при длинах волн, для которых число оборотов спина целое ( $\psi = 2\pi i$ ,  $i = 1, 2, \dots$ ). Положения таких максимумов находятся в спектре  $I_{20}(\lambda)$  на местах, где в спектре  $I_{10}(\lambda)$  имеются минимальные значения. В эксперименте с образцом нерассеянные нейтроны остаются в центральной области поля, в то время как нейтроны, рассеянные на малые углы, проходят через области меньшей напряженности и большего градиента поля. Нейтроны с длинами волн, которые соответствуют левым склонам пиков, имеют угол прецессии в диапазоне  $2\pi(i - \frac{1}{4}) \leq \psi \leq 2\pi i$ . Так как значение интеграла по пути от напряженности при рассеянии уменьшается, также уменьшается угол  $\psi$ , и поэтому  $z$ -компонента спина. Регистрируемая интенсивность  $I_1(\lambda)$ , которая пропорциональна  $z$ -компоненте спина, падает по сравнению с  $I_{10}(\lambda)$ . Нейтроны с длинами волн, которые соответствуют правым склонам пиков, имеют угол прецессии в диапазоне  $2\pi i \leq \psi \leq 2\pi(i + \frac{1}{4})$ . Для них из-за уменьшения угла  $\psi$  увеличивается интенсивность  $I_1(\lambda)$  по сравнению с  $I_{10}(\lambda)$ . Аналогично можно объяснить разницу между спектрами  $I_{20}(\lambda)$  и  $I_2(\lambda)$ . Малоугловое рассеяние приводит к тому, что в спектрах  $I_{1,2}(\lambda)$  уменьшаются максимумы по сравнению с спектрами  $I_{10,20}(\lambda)$ , а минимумы увеличиваются.

Спектральные распределения поляризаций вычисляются по определению:

$$P_0(\lambda) = \frac{I_{10}(\lambda) - I_{20}(\lambda)}{I_{10}(\lambda) + I_{20}(\lambda)} \quad P(\lambda) = \frac{I_1(\lambda) - I_2(\lambda)}{I_1(\lambda) + I_2(\lambda)} \quad (1)$$

Эффект деполяризации характеризуется разницей обоих спектров поляризации, нормированной на поляризацию прямого пучка  $P_{00}(\lambda)$ :

$$D(\lambda) = [P(\lambda) - P_0(\lambda)] / P_{00}(\lambda) \quad (2)$$

Спектральное распределение деполяризации  $D(\lambda)$  принимает максимальные значения по модулю при тех  $\lambda$ , где спектры  $I_{10,20}(\lambda)$  имеют экстремальные значения.

### 3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Чтобы получить верные результаты моделирования эксперимента, которые хорошо совпадали бы с результатами действительного эксперимента, надо было установить несколько физических и геометрических параметров для каждого прохождения нейтрона через неоднородное магнитное поле, учитывая при этом определенные краевые условия и области их изменений.

С целью экономичного использования ЭВМ для моделирования эксперимента применялся метод Монте-Карло. В заданных диапазонах случайным образом с определенной вероятностью выбирались следующие параметры эксперимента:

- длина волны нейтрона  $\lambda$  в диапазоне  $\lambda_{\min} \leq \lambda \leq \lambda_{\max}$  с вероятностью  $\rho_1(\lambda)$ , которая соответствует максвелловскому распределению реакторных нейтронов;
- точка выхода нейтрона из поляризатора  $z$ . При данной геометрии пучка на спектрометре СПН-1 можно пренебречь  $x$ -координатой этой точки,  $z$ -координата выбирается в диапазоне  $-z_{\max} \leq z \leq +z_{\max}$  с вероятностью  $\rho_2(z, \lambda)$ ;
- апертурный угол  $\phi$  прямого пучка. Несмотря на хорошую коллимацию прямого пучка всегда возникает какая-то апертура этого пучка. Угол вылета нейтрона из плоскости диафрагмы на выходе поляризатора выбирается в диапазоне  $-\phi_{\max} \leq \phi \leq +\phi_{\min}$  с вероятностью  $\rho_3(z, \lambda)$ ;
- модуль вектора рассеяния  $\kappa$ , который связан с углом рассеяния  $\theta$  по формуле  $\lambda\kappa = 2\pi\theta$ , выбирается в виде равномерного распределения в диапазоне  $-\kappa_{\max} \leq \kappa \leq +\kappa_{\max}$ ;
- взаимодействие нейтрона с образцом  $\sigma$ . С помощью случайным образом выбранных параметров  $\lambda, z, \phi, \kappa$  однозначно определена точка возможного взаимодействия с образцом. Сам факт взаимодействия, т.е. факт упругого рассеяния на угол  $\theta$ , определяется с вероятностью  $S(\kappa)$  функции рассеяния ( $\rho_4(\lambda)$ ).

После случайного выбора всех названных параметров можно определить точку падения нейтрона с этими параметрами на плоскость детектора. Только в случае падения нейтрона на чувствительную поверх-

ность детектора он регистрируется в спектре времени пролета. Тогда с помощью программы SPIRO<sup>/2/</sup> вычисляется движение спина нейтрона в неоднородном магнитном поле и определяется относительная величина z-компоненты спина после прохождения нейтрона через все поле. При этом неоднородное магнитное поле в частичных диапазонах описывается разными аналитическими функциями, которые в целом дают хорошую аппроксимацию реального поля. Для того чтобы достигнуть максимального эффекта деполяризации, свойства магнитного поля должны удовлетворять следующим требованиям:

- из постановки физической задачи необходимо выяснить, для какой средней длины волны  $\bar{\lambda}$  и для какого среднего изменения модуля вектора рассеяния  $\Delta k$  желательна была бы оптимальная чувствительность эксперимента. По формуле (32) из работы<sup>/1/</sup> этим определяется отношение амплитуды к полуширине поля  $\kappa = V_0/z_{FH}$
- с учетом разрешающей способности спектрометра, определяемой продолжительностью реакторных вспышек, можно получить максимально возможное число разрешаемых осцилляций в спектрах времени пролета  $N_{max}$ . При расширении  $y_M$  магнитного поля в y-направлении нужная амплитуда поля составляет

$$V_0 = \frac{\alpha}{y_M} \cdot \frac{N_{max}}{\lambda_{max}}, \quad (3)$$

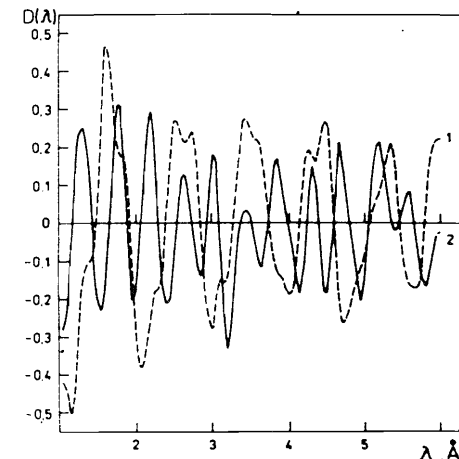
где  $y_M$  в м,  $\lambda_{max}$  в Å и  $\alpha = 2,16 \cdot 10^{-5}$ . Тогда получается оптимальная полуширина поля  $z_{FH} = V_0/\chi$ .

- граничные зоны поля прецессии должны обеспечивать неадиабатическое поведение нейтронного спина также для самой большой использованной длины волны. Когда это условие нарушается в значительной мере, т.е. когда спин из-за вращающегося магнитного поля выходит из плоскости поляризации, тогда эффект деполяризации тоже уменьшается в соответствующей мере. Неадиабатичность прохождения нейтронов через поле является главной проблемой реализации метода. Поэтому это требование более подробно обсуждается в следующей главе.

В случае пучка широкого диапазона длин волн можно проводить два или несколько измерений с различными амплитудами  $V_{01}$  и  $V_{02}$ , чтобы обеспечить хорошую чувствительность метода во всем диапазоне длин волн.

На рис. 4 изображены два спектра деполяризации, которые получены при разных амплитудах поля  $V_{01} = 8 \cdot 10^{-3}$  Тл и  $V_{02} = 1,6 \cdot 10^{-2}$  Тл, причем все другие условия одинаковы. В случае  $V_{01}$  реализуется более

Рис. 4. Изменение спектрального распределения деполяризации  $D(\lambda)$  в зависимости от амплитуды поля: 1 —  $V_0 = 8 \cdot 10^{-3}$  Тл, 2 —  $V_0 = 1,6 \cdot 10^{-2}$  Тл.



высокая чувствительность в области малых и средних длин волн, но число осцилляций в спектре при этом уменьшается. Это обстоятельство не является недостатком, потому что для обработки можно использовать результаты всех измерений.

#### 4. НЕАДИАБАТИЧНОСТЬ ПОЛЯ

Движение нейтронного спина  $\vec{s}$  в магнитном поле  $\vec{B}$  описывается уравнением<sup>/3/</sup>

$$\dot{\vec{s}} = \eta[\vec{s} \times \vec{B}]. \quad (4)$$

В случае постоянного магнитного поля  $\vec{B} = \text{const}$  дифференцирование формулы (4) приводит к уравнению линейного гармонического осциллятора:

$$\ddot{s}_1 = -\omega_L^2 s_1 \quad (5)$$

для перпендикулярной к полю компоненты спина  $s_1$ . В этом случае модуль вектора спина и его проекция на направление поля сохраняются. Вследствие этого спин испытывает ларморовскую прецессию вокруг направления поля с постоянной частотой  $\omega_L = \eta B$ . В случае произвольного переменного поля  $\vec{B} = \vec{B}(t)$  аналитическое решение уравнения (5) не удастся, необходимо будет использовать численный итерационный метод для вычисления движения спина<sup>/2/</sup>. Кроме того, для оценки неадиабатического поведения спина нельзя, как обычно, использовать условие  $k = \omega_L/\omega_B \ll 1$ , где  $\omega_B$  — частота вращения поля, так как это значение в данном случае из-за неравномерного вращения поля изменяется в широком диапазоне. Однако действие изменения поля со временем  $\vec{B}$  на движение спина можно обсуждать качественно после дифференцирования уравнения (4):

$$\ddot{\vec{s}} = \eta[\dot{\vec{s}} \times \vec{B}] + \eta[\vec{s} \times \dot{\vec{B}}]. \quad (6)$$

Первый член в правой части этого уравнения в случае постоянного поля ( $\dot{\vec{B}} \equiv 0$ ) вызывает ларморовскую прецессию с постоянной частотой  $\omega_L$ . Он представляет собой ускорение, всегда направленной антипараллельно к спину  $\vec{s}$ , которое не может вызвать изменение частоты  $\omega_L$ .

Второй член уравнения (6) вызывает дополнительное ускорение спина, всегда направленное перпендикулярно к спину  $\vec{s}$ , которое может вызвать изменение частоты  $\omega_L$ . При маленькой скорости изменения поля, т.е. когда  $\eta \dot{\vec{B}} \ll \omega_L^2$ , можно пренебречь вторым членом. Тогда проекция спина на направление поля сохраняется, и вектор  $\vec{s}$  может следовать за изменением направления поля — адиабатическое поведение. При большой скорости изменения поля, т.е. когда  $\eta \dot{\vec{B}} \gg \omega_L^2$ , второй член преобладает над первым. Это значит, что спин не может следовать за изменением направления поля — неадиабатическое поведение.

На большом расстоянии от магнита по обе его стороны постоянное направляющее поле  $B_z$  преобладает над полем  $B_x(t)$ , в середине магнита, наоборот,  $B_x(t)$  — над полем  $B_z$ . Поэтому нейтроны дважды должны проходить через вращающееся магнитное поле. Ситуацию на входе поля можно описать следующим образом:

— Равнодействующую поля можно представить в виде суперпозиции двух компонент,

$$\vec{B} = B_x(t) \vec{e}_x + B_z \vec{e}_z, \quad (7)$$

и скорость изменения поля составляет

$$\dot{\vec{B}} = \dot{B}_x(t) \vec{e}_x. \quad (8)$$

— До входа в поле спин с помощью направляющего поля  $B_z$  держится в  $z$ -направлении, и внутри поля  $B_x(t)$  спин должен исполнять прецессию в  $y, z$ -плоскости

$$\vec{s} = s_y \vec{e}_y + s_z \vec{e}_z. \quad (9)$$

После подстановки уравнения (4) в (6) уравнение движения спина принимает вид

$$\ddot{\vec{s}} = \eta^2 [(\vec{s} \times \vec{B}) \times \vec{B}] + \eta [\dot{\vec{s}} \times \vec{B}]. \quad (10)$$

После подстановки уравнения (7), (8) и (9) в (10) уравнение в компонентах следующее:

$$\begin{aligned} \ddot{s}_x &= \eta^2 B_x B_z s_z, \\ \ddot{s}_y &= -\eta^2 (B_x^2 + B_z^2) s_y + \eta \dot{B}_x s_z, \\ \ddot{s}_z &= -\eta \dot{B}_x s_y - \eta^2 B_x^2 s_z. \end{aligned} \quad (11)$$

Быстрое изменение прецессионного поля (т.е. большое значение  $\dot{B}_x$ ) увеличивает компоненту ускорения в  $y, z$ -плоскости по сравнению с  $\ddot{s}_x$ . Поэтому выход спина из этой плоскости из-за наличия поля  $B_z$  затрудняется. Очевидно, что направляющее поле  $B_z$  создает компоненту  $\ddot{s}_x$  ускорения в  $x$ -направлении, которая приводит к выходу спина из  $y, z$ -плоскости. Из-за этого исходная поляризация  $P_0$  пучка уменьшается. Поэтому необходимо, чтобы направляющее поле  $B_z$  принимало маленькое значение или компенсировалось в граничных зонах поля  $B_x$ . При этом условии в уравнении (11) получается  $\ddot{s}_x \approx 0$ , и сумма квадратов остальных компонент составляет

$$\ddot{s}^2 = (\eta^4 B_x^4 + \eta^2 \dot{B}_x^2) s^2. \quad (12)$$

Из уравнения (12) опять следует неадиабатическое поведение спина в случае, когда выполняется условие

$$|\eta \dot{B}_x| \gg \eta^2 B_x^2 = \omega_L^2. \quad (13)$$

Допустим, что условие (13) хорошо выполняется, когда  $|\eta \dot{B}_x|$  превышает  $\omega_L^2$  на порядок. Тогда из выражения (13) можно получить необходимую крутизну фронта поля  $\Delta B / \Delta y$  в направлении распространения  $y$  пучка в области вращающегося поля  $B$  в виде условия

$$\xi = \frac{2 \cdot 10^{-6}}{\lambda B^2} \cdot \frac{\Delta B}{\Delta y} \geq 1, \quad (14)$$

причем надо подставить  $B$  в Тл,  $y$  в м и  $\lambda$  в Å.

На рис.5 изображены результаты вычисления движения спина для двух различных случаев вращающегося поля. В первом случае (на верхней части рисунка) допускается относительно сильное поле  $B_z = 1,4 \cdot 10^{-3}$  Тл, в области вращающегося поля (а)  $\xi = 0,7$ . После прохождения входной зоны поля (б) возникает компонента спина  $s_x > 0$ , так как поле  $B$  вращалось из  $z$ - в  $x$ -направлении. Число осцилляции компонент спина до этого места  $y$  из-за маленького значения интеграла по пути еще невелико. После прохождения выходной

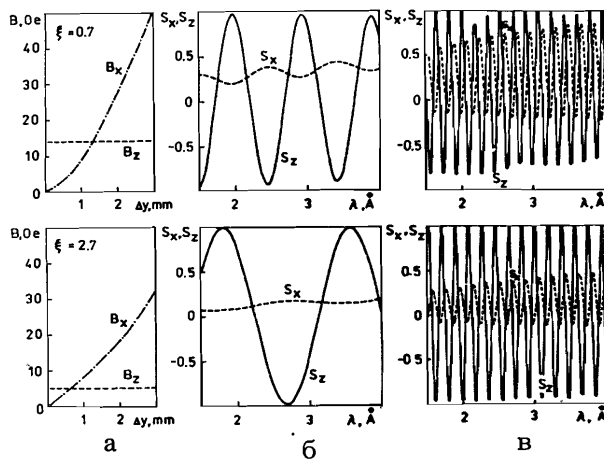


Рис. 5. Влияние вращающегося поля в граничных зонах прецессионного магнитного поля на неадиабатичность прохождения спина нейтрона.

зоны поля (в) число осцилляций соответственно увеличилось, амплитуды  $s_x$  нарастают, и поэтому амплитуды  $s_z$  уменьшились. Это означает частичную деполаризацию прямого пучка и вследствие этого уменьшенную чувствительность измерения.

Во втором случае (на нижней части рисунка) используется уменьшенное поле  $B_z = 5 \cdot 10^{-4}$  Тл, в области вращающегося поля (а)  $\xi = 2,7$ . После прохождения входной зоны поля (б) возникает уменьшенная компонента  $s_x$ . Число осцилляций меньше, чем в первом случае из-за меньшего значения интеграла по пути. После прохождения выходной зоны поля (в) число осцилляций такое же, как в первом случае, но из-за маленьких амплитуд  $s_x$  пучок только незначительно деполаризуется.

Неадиабатическое поведение спина нейтрона обеспечено, если нигде не возникает вращающееся поле с  $\xi < 1$ .

## 5. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

При численном вычислении теоретических спектров по работе<sup>1/</sup> использовался метод Монте-Карло для решения кратных интегралов. Удовлетворительная точность при этом достигается, когда подынтегральные выражения в виде произведения четырех функций  $5 \cdot 10^3$  раз определяются для случайно выбранного набора параметров  $z$ ,  $\phi$ ,  $\kappa$  и усредняются. Идеальное поле прецессии не вызывает никаких затрат, так как для такого поля возможно аналитическое решение уравнения движения спина. Для образования теоретического спектра времени пролета, который состоит из 100 каналов (100 эквидистантных значений длины волны  $\lambda$ ), необходимо вычислять  $2 \cdot 10^6$  функций  $g(z)$ ,  $h(\phi)$ ,  $S(\kappa)$  и  $\cos \psi(\lambda, \kappa)$ .

При численном решении моделированных спектров в данной работе метод Монте-Карло использован для моделирования эксперимента.

Для каждого нейтрона квазиэксперимента определяется случайный набор параметров  $z$ ,  $\phi$ ,  $\kappa$ ,  $\lambda$ , усреднения по всем нейтронам пучка не происходит. Реальное магнитное поле требует численного решения уравнения движения спина с помощью итерационного метода для определения его конечного состояния после прохождения через поле. Удовлетворительная точность при этом достигается, когда каждое прохождение нейтрона разделяется на  $10^3$  итерационных шагов, причем в каждом шаге вычисляется 6 функций. Как и при действительном эксперименте, статистическая ошибка в каждом канале составляет  $\sqrt{I}$ . Для образования моделированного спектра времени пролета с точностью 3%, который состоит из 100 каналов, требуется вычисление  $6 \cdot 10^8$  функций  $\vec{s}$  и  $\vec{B}$ .

Хотя в обоих случаях не вычисляются одинаковые функции, практика показывает, что моделированный спектр нуждается во времени счета, которое превышает время счета для теоретического спектра по меньшей мере на один порядок (15 минут для теоретического, и 6 часов — для моделированного спектра времени центрального процессора ЭВМ CDC-6500).

Из этого противопоставления очевидно, что при моделировании эксперимента необходим компромисс между потребностями и затратами. Поэтому, чтобы показать появление эффекта деполаризации и его зависимость от главных параметров эксперимента при реальных условиях, приняли некоторые меры, которые позволили снизить время счета без потери правдоподобия:

- По сравнению с экспериментом увеличивалось макроскопическое сечение рассеяния на порядок, чтобы эффект деполаризации быстрее отделялся от фона статистических флуктуаций. Для получения  $D(\lambda)$ , описывающей реальный эксперимент, рассчитанные результаты необходимо соответственно уменьшить.
- Не использовалось экранирование центральной части пучка (т.е.  $z_D^{\min} = 0$ ), так что результаты моделирования получены без эффекта усиления ( $V = 1$ ).
- Интерполяции измеренных данных компенсированного в граничных зонах магнитного поля прецессии не проводилось, но использовалась аппроксимация простыми аналитическими функциями.

Сначала интересно было бы показать самым простым способом, что эффект деполаризации действительно возникает при реальных условиях эксперимента с малоугловым рассеянием нейтронов. Поэтому для функций  $\rho_2(z, \lambda)$ ,  $\rho_3(z, \lambda)$  и  $\rho_4(\lambda)$  использовались равномерные распределения. Проводилось моделирование эксперимента с значениями  $\rho_4 = 0; 0,25; 0,5$  и  $1,0$ . Полученные результаты изображены на рис.6.

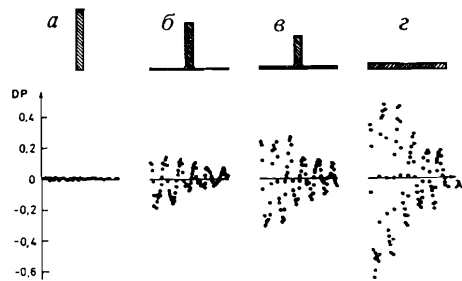
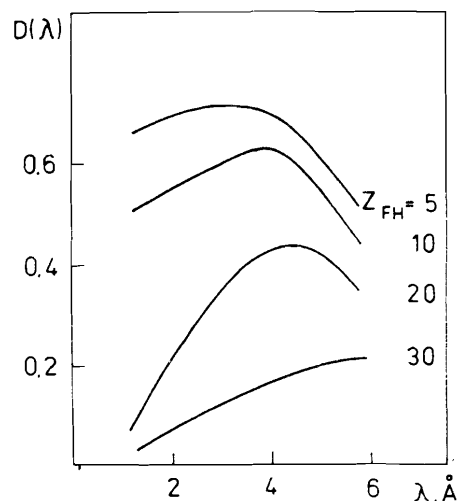


Рис. 6. Зависимость деполаризации  $D(\lambda)$  от вероятности рассеяния  $\rho_4$ , нормирована на  $\rho_4 = 0$ . а -  $\rho_4 = 0$ ; б -  $\rho_4 = 0,25$ ; в -  $\rho_4 = 0,5$ ; г -  $\rho_4 = 1,0$ .

Использовано магнитное поле с амплитудой  $7,5 \cdot 10^{-3}$  Тл, с длиной  $2 \cdot 10^{-2}$  м и с полушириной  $2 \cdot 10^{-2}$  м при ширине пучка  $10^{-2}$  м. В верхней части рис. 6 схематически изображены равномерные распределения  $\rho_2$  и  $\rho_3$ , причем апертурный угол  $\phi$  и угол рассеяния  $\theta$  случайным образом выбраны из диапазона  $-5 \cdot 10^{-4} \leq \phi \leq +5 \cdot 10^{-4}$  рад и соответственно  $-5 \cdot 10^{-3} \leq \theta \leq +5 \cdot 10^{-3}$  рад.

В нижней части рис. 6 изображены полученные спектры деполаризации. Видно, что амплитуды осцилляции заметно растут с увеличением макроскопического сечения рассеяния и что эффект деполаризации четко выходит из фона статистических флуктуаций также в случае маленькой вероятности рассеяния (рис. 6б).

В эксперименте оптимальный эффект деполаризации при данной амплитуде поля можно реализовать только с помощью соответствующего градиента неоднородного поля в  $z$ -направлении. Так как градиент зависит от формы полюсных наконечников магнита и их непрерывное изменение практически невозможно, исследовалось влияние градиента на деполаризацию для разных полуширин поля. Использовались следующие параметры: амплитуда поля  $= 7,5 \cdot 10^{-3}$  Тл, длина поля в  $y$ -направлении  $= 2 \cdot 10^{-2}$  м и ширина пучка  $= 5 \cdot 10^{-3}$  м.

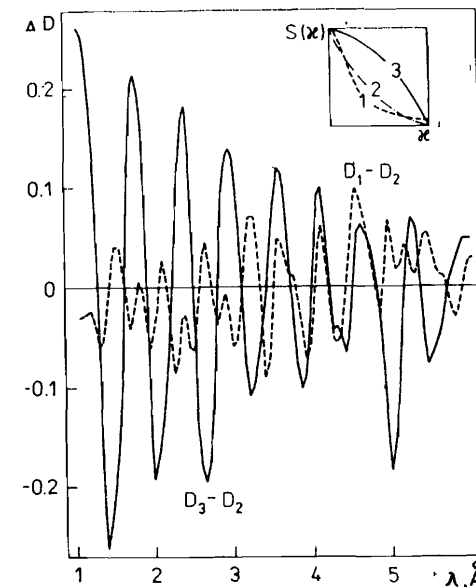


На рис. 7 изображены результаты счета в виде спектральных распределений амплитуд деполаризации, нормированных на полуширину  $5 \cdot 10^{-3}$  м.

Видно, что деполаризация растет с уменьшением полуширины

Рис. 7. Зависимость деполаризации  $D(\lambda)$  от длины волны  $\lambda$  для разных полуширин  $z_{FH}$  неоднородного поля.

Рис. 8. Разность  $\Delta D(\lambda)$  между спектрами деполаризации для трех различных функций рассеяния  $S(\kappa)$ .



поля. С увеличением длины волны она растет из-за увеличения угла прецессии  $\Delta\psi$ , однако, когда достигнуто  $\Delta\psi = \pi$ , она должна уменьшаться. При полуширине  $3 \cdot 10^{-2}$  м имеется оптимальная чувствительность во всем диапазоне длин волн.

Решающим критерием применения способа обнаружения малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов является его чувствительность к изменению параметров функции рассеяния (т.е. к изменению свойств рассеивателя). Различные рассеиватели должны приводить к различным спектрам деполаризации.

На рис. 8 для примера показана разница между спектрами деполаризации тех трех различных функций рассеяния  $S(\kappa)$ , которые представлены в правом верхнем углу, в зависимости от длины волны. В случае функций  $S_1$  и  $S_2$  доля рассеянных нейтронов почти одинакова и составляет 30%, в случае функции  $S_3$  она вдвое больше. Сплошная кривая представляет разницу  $D_3(\lambda) - D_2(\lambda)$  спектров деполаризации, полученных с функциями  $S_3$  и  $S_2$ . Пунктирная кривая представляет разницу  $D_1(\lambda) - D_2(\lambda)$  спектров деполаризации, которые получены с двумя не очень различными функциями  $S_1$  и  $S_2$ . Эти кривые имеют выраженную структуру осцилляции.

В случае  $D_3 - D_2$  возникают большие значения амплитуд из-за большей вероятности рассеяния при функции  $S_3$ . Но и в случае  $D_1 - D_2$  значения амплитуд гораздо больше, чем статистическая ошибка моделирования, так что они могут быть приписаны только относительно маленькой разнице между обеими функциями рассеяния  $S_1$  и  $S_2$ . Когда в реальном эксперименте дополнительно используется экранирование центральной части прямого пучка, тогда эта разница еще более увеличивается.



## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью моделирования эксперимента было показано, что малоугловое рассеяние поляризованных нейтронов после прохождения пучка через неоднородное магнитное поле при приблизительно реальных условиях испытания вызывает измеряемую деполаризацию пучка, зависящую от свойств рассеивателя.

Подобно методу нейтронного спин-эха, индивидуальный нейтрон является носителем информации, в данном случае об изменении импульса при упругом взаимодействии с образцом (или, другими словами, о траектории после рассеяния), которая не усредняется по всему пучку, но прямым образом переносится на результат измерения. После того как в одном эксперименте без образца с помощью измерения спектров времени пролета для обоих положений флиппера была определена исходная поляризация  $P_0(\lambda)$ , в другом эксперименте с образцом определяется поляризация  $P(\lambda)$ . Из разницы обоих спектров поляризации получается спектральное распределение деполаризации  $D(\lambda)$ , которое в определенной степени зависит от параметров функции рассеяния  $S(\kappa)$ .

При обработке измеренных данных необходимо решить обратную задачу: как определить параметры функции рассеяния из спектра деполаризации на основе модельного представления о свойствах рассеивателя. Для такого способа рекомендуется программа теоретического вычисления из работы <sup>1/</sup>, которая намного быстрее по сравнению с программой моделирования. Используя экспериментально определенные функции  $g(z)$ ,  $h(\phi)$ ,  $V_s(\theta)$  и  $D(\lambda)$ , ее можно расширять к итеративной программе подгонки. Но вопросы обработки измеренных данных в данной работе более подробно не рассматриваются.

Заключительно еще одно наглядное сравнение. Полный угол прецессии нейтронного спина  $\psi$  после прохождения магнитного поля пропорционален интегралу по пути от напряженности  $V_s$  и длине волны  $\lambda$ :  $\psi \approx V_s \lambda$ .

В методе нейтронного спин-эха используют однородное поле, так что  $V_s$  постоянно для рассеянных нейтронов. Однако при рассеянии длина волны изменяется на  $\Delta\lambda$ , благодаря чему возникает изменение угла прецессии на  $\Delta\psi$ . В данном случае при упругом рассеянии длина волны  $\lambda$  не меняется для рассеянных нейтронов. Но из-за изменения импульса нейтрона при рассеянии изменяется интеграл по пути вследствие прохождения пучка через неоднородное поле на  $\Delta V_s$ , благодаря чему возникает изменение угла прецессии на  $\Delta\psi$ .

В этом, в конце концов, причина того, что неоднородное магнитное поле не приводит к хаотичному распределению спиновых состояний, к полной деполаризации, но вызывает определенное изменение поляризации.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Элер Г. – Сообщение ОИЯИ, P3-88-901, Дубна, 1988.
2. Элер Г., Элер И. – Препринт ОИЯИ, P3-87-298, 1987.
3. Halpern O., Holstein T. – Phys. Rev., 1941, 59, 960.

Рукопись поступила в издательский отдел  
28 декабря 1988 года.