

НЕЙТРОННЫЕ РЕЗОНАНСЫ В ПЛОСКИХ ВОЛНОВОДАХ

С. В. Кожеевников^{a}, В. К. Игнатович^a, А. В. Петренко^a, Ф. Радуга^b*

*^a Лаборатория нейтронной физики, Объединенный институт ядерных исследований
141980, Дубна, Московская обл., Россия*

*^b Helmholtz-Zentrum Berlin für Materialien und Energie
D-12489, Berlin, Germany*

Поступила в редакцию 20 марта 2016 г.

Представлены результаты экспериментального исследования спектральной ширины нейтронных резонансов в плоских волноводах с использованием метода времени пролета и регистрации микропучка, выходящего из торца волновода. Проведено сравнение экспериментальных результатов с теоретическими расчетами.

DOI: 10.7868/S004445101612004X

1. ВВЕДЕНИЕ

Нейтроннография является мощным инструментом для исследования магнитных и немагнитных твердых тел, полимеров и биологических объектов. Обычно используемые нейтронные пучки имеют ширину порядка 0.1–10 мм. Для исследования локальных особенностей образцов требуются более узкие пучки. Различные фокусирующие устройства [1] способны уменьшить ширину нейтронного пучка до 50 мкм. Меньшие ширины до 0.1–10 мкм могут быть достигнуты с помощью плоских волноводов, которые трансформируют коллимированные нейтронные макропучки в слегка расходящиеся микропучки, сжатые в одном направлении.

Эксперименты с нейтронными микропучками из плоских волноводов довольно широко освещены в литературе. На стационарных реакторах в работах [2, 3] были получены неполяризованные микропучки, а в работе [4] — поляризованные.

В работе [5] было показано, что микропучки с различными длинами волн и угловыми распределениями от резонансов порядков $n = 0, 1, 2$ можно регистрировать одновременно, если использовать метод времени пролета.

В работе [6] был продемонстрирован поляризованный микропучок, полученный с помощью комбинации рефлектометра поляризованных нейтронов и немагнитного волновода. Полученный микропучок

использовался для исследования пространственного распределения магнитных доменов в аморфной проволочке [7, 8] методом прецессии спина при пропускании поляризованного микропучка нейтронов через образец [9]. Точность метода прецессии спина определяется разрешением по длине волны нейтронов, а максимальная точность метода достигается при минимальной спектральной ширине используемого микропучка. Поэтому оценка минимальной возможной спектральной ширины микропучка представляется интересной задачей.

В плоских волноводах при выполнении условий резонанса образуются нейтронные стоячие волны с резонансно увеличенной амплитудой. Экспериментальные результаты по наблюдению нейтронных стоячих волн в пленках можно найти в работах [10–16], а теорию резонансного усиления нейтронных стоячих волн — в работе [17]. Нейтронные стоячие волны в кристаллах наблюдались в работах [18, 19]. Несколько связанных состояний поперечного движения в каналах между плоскостями для разных углов падения электронов наблюдались при каналировании электронов в монокристалле Si в работе [20]. Похожая ситуация реализуется при дифракции по Лауэ нейтронов в идеальном кристалле, который является интерференционным фильтром [21]. При падении нейтронов под углом Брэгга в направлении перпендикулярно кристаллографическим плоскостям формируются стоячие волны, распространяющиеся вдоль кристаллографических плоскостей и выходящие из торца кристалла как в отраженном, так и в прямом направлении. При этом прямой ди-

* E-mail: kozhevnikov@nf.jinr.ru, kzh_sv@mail.ru

фрагировавший пучок отделен в пространстве от прямого, прошедшего через кристалл без дифракции. В работе использован метод времени пролета для разделения нейтронов в прямом пучке, диффрагировавших на разных плоскостях и в разных порядках.

Похожее явление наблюдается и в плоских волноводах. Резонансно усиленные нейтронные стоячие волны распространяются вдоль слоев, как в канале, и выходят из торца волновода в виде расходящегося узкого микропучка. Впервые многослойный периодический интерференционный фильтр для ультрахолодных нейтронов был предложен в работе [22]. Интерференционный фильтр — нейтронный аналог интерферометра Фабри–Перо из нескольких слоев — был предложен и рассчитан в работе [23]. Теория каналирования нейтронов в плоских волноводах была развита в работе [24]. Было показано, что плотность нейтронной волны экспоненциально затухает внутри волновода при распространении вдоль слоев на расстоянии, называемом длиной каналирования. При этом длина каналирования зависит от параметров волноводной структуры. Экспериментально длина каналирования в плоских волноводах была определена в работах [25, 26] и составила порядка нескольких миллиметров.

Спектральная ширина регистрируемых в эксперименте резонансных пиков зависит как от разрешения экспериментальной установки (угловой расходимости начального пучка нейтронов и разрешения по длине волны), так и от собственной ширины резонансов, которая определяется структурой волновода. Минимальная спектральная ширина микропучка равна собственной спектральной ширине резонанса при нулевой угловой расходимости начального пучка. В данной работе исследуется влияние угловой расходимости начального пучка на спектральную ширину микропучка. Раньше подобные исследования не проводились.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Эксперимент был проведен методом времени пролета на рефлектометре поляризованных нейтронов РЕМУР [27] импульсного реактора ИБР-2 (ЛНФ, ОИЯИ, Дубна, Россия). Схема эксперимента показана на рис. 1а. Плоский нейтронный волновод представляет собой слоистую структуру с номинальными толщинами (в нм) $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}$ (20)/Cu(150)/ $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}$ (50)//Si(подложка) и с оптическим ядерным потенциалом, показанным

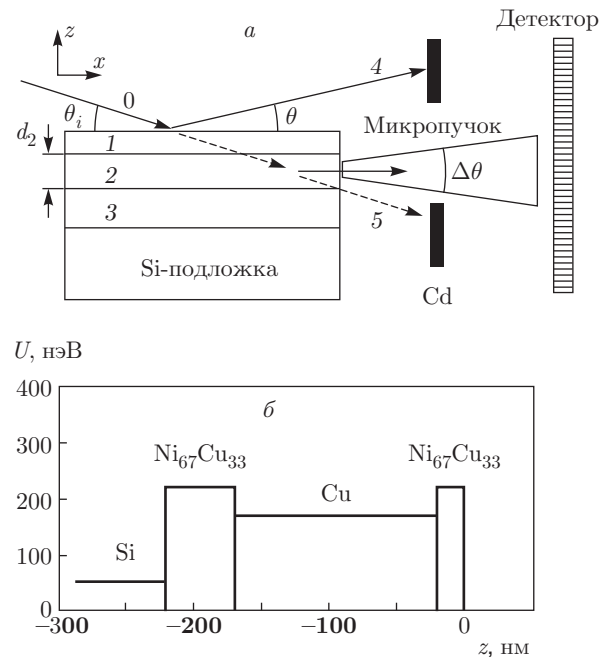


Рис. 1. а) Схема эксперимента: 1, 3 — слои $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}$; 2 — слой Cu; 4 и 5 — соответственно зеркально-отраженный и прямой пучки. б) Нейтронный оптический потенциал образца в зависимости от координаты z , перпендикулярной слоям образца

на рис. 1б. При комнатной температуре сплав $\text{Ni}(67 \text{ ат. \%})\text{Cu}(33 \text{ ат. \%})$ является немагнитным. Исходный поляризованный пучок нейтронов в вакууме с номером «0» падает на поверхность образца под скользящим углом θ_i и туннелирует через тонкий верхний слой $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}$ с (1) в толстый волноводный слой 2 из меди. Нейтронная волна полностью отражается от нижнего толстого слоя $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}$ (3) и при некоторых длинах волн усиливается вследствие многократного отражения от слоев 1 и 3 с высоким потенциалом. Для выбранной многослойной системы в области полного отражения нейтронов наблюдаются три резонанса порядков $n = 0, 1, 2$. Резонансно усиленная стоячая нейтронная волна распространяется вдоль волноводного слоя и выходит через торец этого слоя шириной d_2 . Выходящий из торца волновода микропучок имеет угловую расходимость $\Delta\theta$, которая определяется законом дифракции Фраунгофера $\Delta\theta \sim \lambda/d_2$, где λ — длина волны нейтрона. Этот микропучок регистрируется двумерным газовым (^3He) позиционно-чувствительным детектором с пространственным разрешением 2.0 мм. Расстояние между образцом и детектором равно 4.94 м. Пролетная база нейтронов от замедлителя реактора

до детектора равна 33.94 м. Угол скольжения падающего пучка равен $\theta_i = 3.69$ мрад. Угловая расходимость падающего пучка $\Delta\theta_i$ варьировалась, и спектральная ширина $\Delta\lambda$ микропучков измерялась в зависимости от $\Delta\theta_i$.

При изготовлении слоистых пленок сначала рассчитывают желаемую (или номинальную) структуру образца с определенными толщинами слоев и плотностью вещества. После этого выбирают параметры экспериментальной установки, на которой изготавливается пленка. Это — скорость напыления пленки, температура мишени, давление вакуума и т. п. Когда пленка изготовлена, ее реальные параметры могут слегка отличаться от исходных желаемых параметров.

Чтобы определить реальные параметры пленки, используют метод нейтронной рефлектометрии. Он состоит в следующем. В зависимости от длины волны нейтронов на времяпролетном рефлектометре или от угла скольжения начального пучка для постоянной длины волны измеряется отношение интенсивности нейтронов, зеркально отраженных от поверхности пленки, к интенсивности начального пучка, падающего на поверхность пленки. Так получается рефлектометрическая кривая отражения нейтронов (коэффициент отражения нейтронов).

Затем выбирается модель структуры, и с помощью программ рассчитывается модельная рефлектометрическая кривая. С помощью программы подгонки меняются параметры структуры, и расчетная кривая подгоняется к экспериментальной. Параметры модели, которые соответствуют наибольшему совпадению расчетной кривой с экспериментальной, выбирают в качестве реальных параметров изготовленной слоистой структуры. В работе [28] с помощью нейтронной рефлектометрии были определены следующие параметры волновода: CuO(2.5 нм)/Ni₆₇Cu₃₃(14.9)/Cu(141.7)/Ni₆₇Cu₃₃(53.3)//Si(подложка). Ядерные потенциалы равны 45 нэВ для слоя CuO, 245 нэВ для верхнего слоя Ni₆₇Cu₃₃, 171 нэВ для слоя Cu, 219 нэВ для нижнего слоя Ni₆₇Cu₃₃ и 54 нэВ для подложки Si.

В той же работе [28] была определена длина каналирования нейтронов в данной волноводной структуре. Метод измерения состоял в следующем. На поверхность пленки ближе к выходу волновода помещалась полоска вещества, поглощающего нейтроны. Измерялась интенсивность нейтронов, которые прошли в волноводе под неосвещенной частью пленки и вышли через торец волновода в виде микропучка. Поскольку плотность нейтронной волны

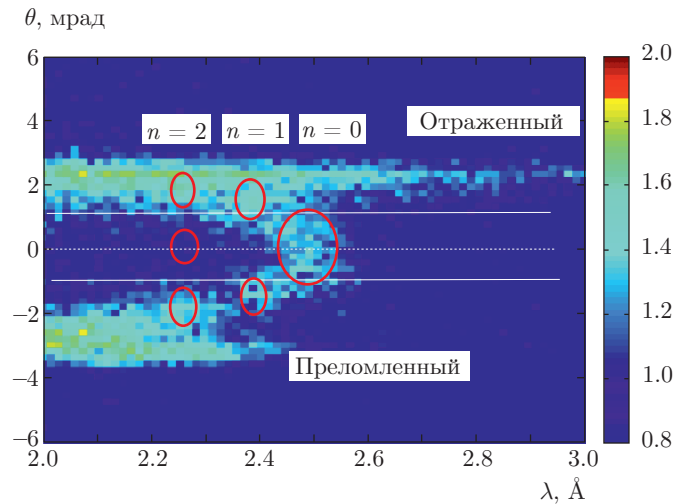


Рис. 2. (В цвете онлайн) Двумерная карта счета нейтронов в зависимости от длины волны и угла рассеяния при фиксированном угле скольжения падающего пучка 3.69 мрад. Эллипсами показаны максимумы прошедших микропучков резонансов порядка $n = 0, 1, 2$ (соответственно один, два и три максимума по углу рассеяния)

экспоненциально затухает в волноводе, интенсивность микропучка экспоненциально уменьшается в зависимости от ширины полоски поглотителя (или расстояния от точки падения нейтронов на поверхность пленки до выходного торца волновода). Было экспериментально определено, что интенсивность микропучка нейтронов уменьшается в e раз на расстоянии $x_e = 1.7 \pm 0.2$ мм, а на расстоянии около 4 мм интенсивность микропучка уменьшается в 10 раз. Таким образом, при регистрации микропучка нейтронов из торца работает только небольшая часть пленки ближе к выходу волновода. В принципе, при этом можно определить параметры волновода именно в узкой части ближе к выходному торцу.

С помощью метода времени пролета и позиционно-чувствительного детектора можно регистрировать двумерную карту счета нейтронов для любого угла скольжения падающего пучка. Одна такая карта для угла скольжения падающего пучка $\theta_i = 3.69$ мрад представлена на рис. 2. Вдоль горизонтальной оси отложена длина волны нейтронов λ , а вдоль вертикальной — угол θ между направлением выходящих из торца волновода нейтронов и плоскостью волновода. Зеркально отраженный и прямой пучки были заблокированы поглощающими пластинками из Cd, как показано на рис. 1а.

Счет нейтронов вблизи направления прямого пучка соответствует преломленному пучку нейтронов. Пятна, отмеченные эллипсами, соответствуют микропучкам от резонансов различных порядков $n = 0, 1, 2$. Распределение интенсивности прошедших нейтронных микропучков по углу θ отражает двумерное распределение плотности $|\psi_n(z, \lambda)|^2$ волновой функции нейтронов в поперечном сечении волновода [3], где z — координата по оси, перпендикулярной поверхности образца и $n = 0, 1, 2, \dots$ — порядок резонанса. Пики прошедшего микропучка резонансов порядков $n = 0, 1, 2$ имеют соответственно один, два и три максимума. В работе [28] в условиях дополнительного подавления фона исследовано угловое распределение прошедшего микропучка нейтронов для данного образца при фиксированной длине волны нейтронов 4.26 \AA . Было получено, что в максимуме пика интенсивность микропучка резонанса $n = 0$ составляет 10^{-2} от интенсивности зеркально-отраженного пучка. При этом интенсивность в максимумах микропучка для резонансов порядков $n = 1$ и $n = 2$ меньше по сравнению с пиком резонанса $n = 0$ соответственно в 2 и 4 раза. Для данного волновода угловое распределение микропучков резонансов порядков $n = 0, 1, 2$ на рефлектометре по времени пролета приведено в работе [5].

На рис. 3а показана зависимость интенсивности вышедшего из торца микропучка нейтронов от длины волны λ нейтронов для нескольких величин угловой расходимости (полная ширина на половине высоты) падающего пучка $\Delta\theta_i = 0.6, 0.4, 0.2, 0.1$ мрад. Интенсивность микропучка нейтронов проинтегрирована по углам θ в узком диапазоне в центральной части между зеркально отраженным и прямым пучками, ограниченном двумя горизонтальными прямыми линиями на рис. 2. Высокий пик соответствует резонансу $n = 0$. Низкий пик слева от высокого соответствует резонансу $n = 1$. Ширина пика $n = 0$, как показывают измерения, уменьшается с уменьшением угловой ширины падающего пучка. Для сравнения, на рис. 3б показана интенсивность микропучка нейтронов, проинтегрированная по углам θ за пределами центральной части (см. рис. 2). На рис. 3б пик резонанса $n = 0$ отсутствует, но можно различить пики резонансов $n = 1, 2, 3$. Интенсивность микропучка нейтронов на рис. 3в является суммой интенсивностей микропучка нейтронов на рис. 3а и 3б.

На рис. 4а показана зависимость полной спектральной ширины пика $\Delta\lambda$ на половине высоты для резонанса $n = 0$ (пик на рис. 3а) от угловой расходимости падающего пучка $\Delta\theta_i$. Из рисунка сле-

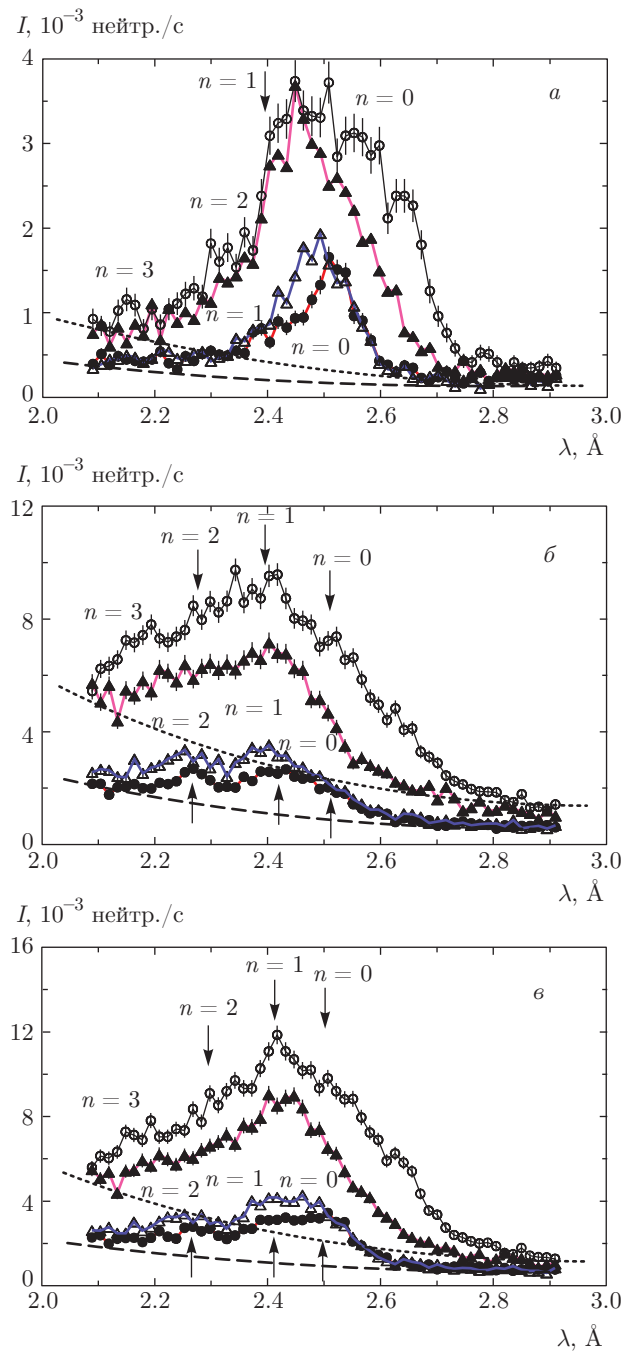


Рис. 3. Интегральная интенсивность микропучка вокруг горизонта образца в зависимости от длины волны нейтронов при угловой расходимости падающего пучка (в мрад) $\Delta\theta_i = 0.6$ (\circ), 0.4 (\blacktriangle), 0.2 (\triangle), 0.1 (\bullet). Отмеченные пики соответствуют резонансам $n = 0, 1, 2, 3$. Символы — экспериментальные точки, вертикальные черточки — экспериментальные ошибки. а) Ограниченная область интегрирования вблизи горизонта. б) Область интегрирования вне горизонта. в) Полная область интегрирования между преломленным и зеркально-отраженным пучками. Штриховые кривые — фон для $\Delta\theta_i = 0.1, 0.2$; пунктирные — для $\Delta\theta_i = 0.4, 0.6$

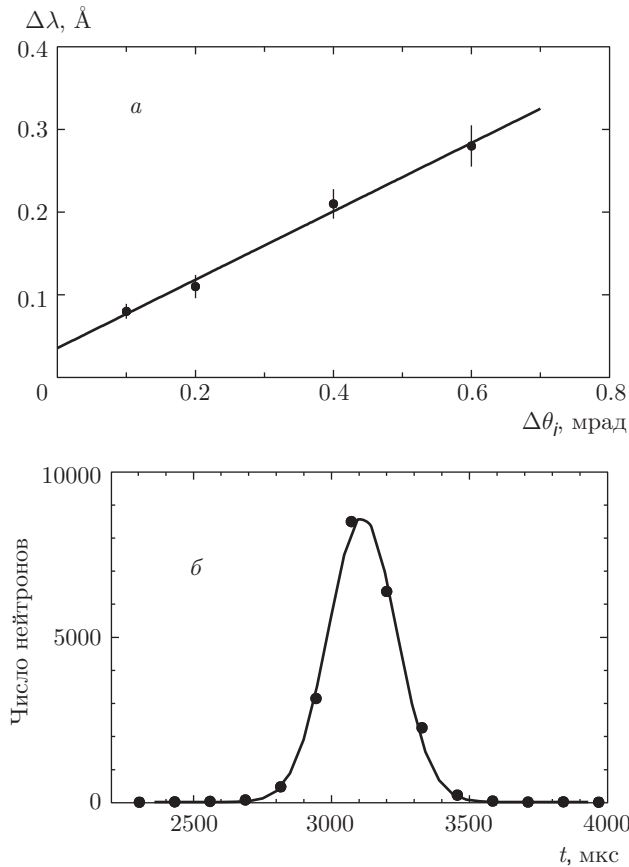


Рис. 4. а) Разрешение по длине волны микроручка для резонанса $n = 0$ (FWHM) и его зависимость от угловой расходимости падающего пучка (точки — эксперимент, вертикальные черточки — экспериментальные ошибки, сплошная прямая — линейная подгонка). б) Вспышка реактора ИБР-2 в зависимости от времени регистрации нейтронов (точки — экспериментальные данные, сплошная кривая — подгонка гауссианом). Положение пика соответствует моменту вспышки реактора. Ширина пика определяет разрешение рефлектометра по длине волны нейтрона

дует, что спектральная ширина $\Delta\lambda$ резонансов линейно убывает с уменьшением угловой расходимости $\Delta\theta_i$ падающего пучка. Экстраполяция линейной подгонки в точку $\Delta\theta_i = 0$ приводит к величине $\Delta\lambda(0) = 0.0356 \text{ \AA}$, которая должна соответствовать собственной ширине резонанса.

Для того чтобы оценить собственную спектральную ширину резонанса $n = 0$, нужно учесть разрешение рефлектометра, обусловленное длительностью вспышки реактора. На рис. 4б показан счет нейтронов на детекторе на расстоянии 33940 мм от замедлителя в зависимости от времени пролета. Полная ширина на половине высоты пика составляет 280 ± 6 мкс, что равно ширине импульса реактора

и соответствует разрешению по длине волны нейтронов $\delta\lambda = 0.0326 \pm 0.0014 \text{ \AA}$. Таким образом, экспериментальное значение собственной спектральной ширины резонанса $n = 0$ можно оценить величиной $\Delta\lambda_{0,exp} = \Delta\lambda - \delta\lambda = 0.0030 \pm 0.0014 \text{ \AA}$.

3. РАСЧЕТЫ

Поскольку напрямую измерить собственную спектральную ширину резонансов нельзя, мы сделали ее оценку для резонанса $n = 0$ из экспериментальных данных. Сравним полученную величину с оценками, основанными на теории нейтронных резонансов в плоских волноводах [17]. Согласно теории, волновая функция в волноводном слое Си представляется в виде

$$\psi(\mathbf{r}) = \exp(i\mathbf{k}_{\parallel} \cdot \mathbf{r}_{\parallel}) \{ \exp[ik_2(z - d_2)] + R_{32} \exp[-ik_2(z - d_2)] \} \frac{\exp(ik_2 d_2) T_{20}}{1 - \exp(2ik_2 d_2) R_{02} R_{32}}, \quad (1)$$

где $k_i = \sqrt{k_z^2 - u_i}$ — нормальная компонента волнового вектора нейтрона внутри потенциала u_i , d_i — толщина слоя, R_{ji} и T_{ji} — амплитуды соответственно отражения и пропускания границы раздела со стороны потенциала i в сторону потенциала j , а индекс «0» относится к вакууму (см. рис. 1а). Векторы с индексом «||» имеют компоненты в плоскости xy , параллельной поверхности образца.

Амплитуда отражения справа от полного потенциала, показанного на рис. 1б, равна (при условии, что кремниевая подложка предполагается бесконечной толщины)

$$R = R_{20} + T_{20} T_{02} \frac{\exp(2ik_2 d_2) R_{32}}{1 - \exp(2ik_2 d_2) R_{02} R_{32}}, \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} R_{20} &= R_2 + \frac{T_2^2 r_{20}}{1 - r_{20} R_2}, & T_{20} &= \frac{T_2(1 + r_{20})}{1 - r_{20} R_2}, \\ T_{02} &= \frac{T_2(1 - r_{20})}{1 - r_{20} R_2}, & R_{02} &= -r_{20} + \frac{(1 - r_{20}^2) R_2}{1 - r_{20} R_2}, \\ R_{32} &= -r_{20} + \frac{(1 - r_{20}^2) R_{43}}{1 - r_{20} R_{43}}, \\ R_{43} &= R_3 + \frac{T_3^2 r_{40}}{1 - r_{40} R_3}. \end{aligned} \quad (3)$$

Амплитуды R_i и T_i являются амплитудами отражения и пропускания прямоугольным потенциальным барьером высоты u_i и толщины d_i :

$$R_i = r_{i0} \frac{1 - \exp(2ik_i d_i)}{1 - r_{i0}^2 \exp(2ik_i d_i)}, \quad (4)$$

$$T_i = \exp(ik_i d_i) \frac{1 - r_{i0}^2}{1 - r_{i0}^2 \exp(2ik_i d_i)},$$

где $r_{i0} = (k_z - k_i)/(k_z + k_i)$ — амплитуда отражения от потенциальной ступеньки высоты u_i . Знаменатель в формуле (1) имеет резонансное свойство. Он становится наименьшим $1 - |R_{02}R_{32}|$, когда в волноводном слое Си фаза удовлетворяет условию

$$\gamma(\lambda) = 2k_2 d + \arg(R_{02}) + \arg(R_{32}) = 2\pi n, \quad (5)$$

где целое число $n = 0, 1, 2, \dots$ обозначает номер резонанса. Резонанс может быть представлен формулой Брейта – Вигнера

$$\frac{1}{1 - \exp(i\gamma(\lambda))|R_{02}R_{32}|} \approx \frac{1}{1 - |R_{02}R_{32}|[1 + i\gamma'(\lambda)(\lambda - \lambda_n)]} \propto \frac{1}{\lambda - \lambda_n - i\Delta\lambda_n}, \quad (6)$$

где

$$\gamma'(\lambda_n) = \frac{d}{dk} \gamma(k)_{\lambda=\lambda_n}. \quad (7)$$

Собственная ширина резонанса равна

$$\Delta\lambda_n = \frac{|R_{02}R_{32}| - 1}{|R_{02}R_{32}|\gamma'(\lambda_n)}, \quad (8)$$

для резонанса $n = 0$ она составляет

$$\Delta\lambda_0 = 2.592 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}. \quad (9)$$

Интенсивность микропучка нейтронов, выходящих из торца волноводного слоя, для заданного угла скольжения θ_i падающего пучка, проинтегрированная по всем углам вылета θ , представляется в виде

$$J(\theta_i, \lambda) = C \int_0^{d_2} |\psi(\mathbf{r})|^2 dz, \quad (10)$$

где C — нормировочная постоянная, которая для удобства выбрана здесь равной $C = 10^{-3}$, а волновая функция в волноводном слое представлена выражением (1). Эта интенсивность для $\theta_i = 3.69$ мрад показана на рис. 5, где четко прослеживаются четыре резонанса. Их положение зависит от угла скольжения θ_i падающих нейтронов, поскольку уравнение (5) содержит компоненту $k_z \approx \theta_i/\lambda$, где θ_i — угол скольжения падающего пучка, который для

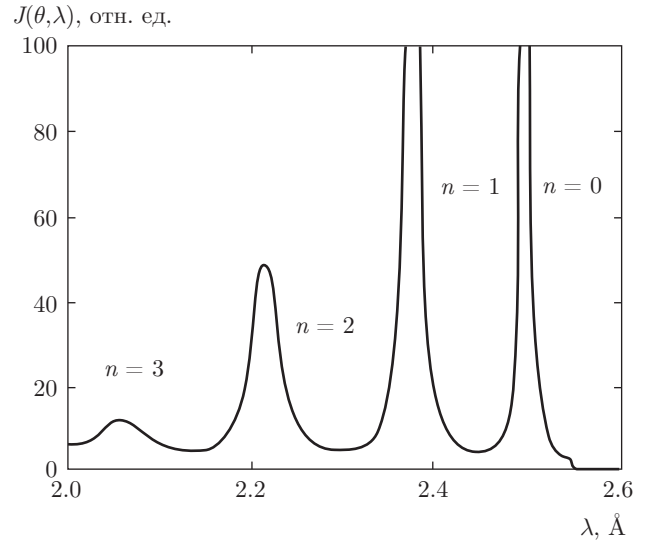


Рис. 5. Рассчитанная по формуле (10) интенсивность микропучка, проинтегрированная вблизи горизонта образца, в зависимости от длины волны нейтронов. Первичный пучок падает под скользящим углом $\theta_i = 3.69$ мрад. Видны четыре резонанса $n = 0, 1, 2, 3$. Расчетная ширина $\Delta\lambda_0$ резонанса $n = 0$ равна $2.592 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}$

тепловых нейтронов порядка 10^{-3} рад. Чем больше угол θ_i , тем больше резонансная длина волны λ_n в выражении (6).

Экспериментально измеряемые резонансные пики, представленные выше на рис. 3, могут быть вычислены путем интегрирования выражения (10) по угловой неопределенности $\Delta\theta_i$:

$$I(\lambda) = \int_{\theta_i}^{\theta_i + \Delta\theta_i} d\theta' J(\theta', \lambda). \quad (11)$$

Результаты показаны на рис. 6. Рассчитанные пики хорошо согласуются с экспериментальными данными, показанными на рис. 3а. Видно, что ширину n -го пика, Γ_{λ_n} , можно представить в виде линейной функции

$$\Gamma_{\lambda_n} \approx \Delta\theta_i \lambda_n + \Delta\lambda_n, \quad (12)$$

которая уменьшается с уменьшением угловой ширины падающего пучка и в пределе $\Delta\theta_i = 0$ приводит к $\Delta\lambda_n$ в соответствии с выражением (8). Экспериментальная оценка собственной спектральной ширины нейтронного резонанса совпадает в пределах ошибок с теоретической оценкой (9).

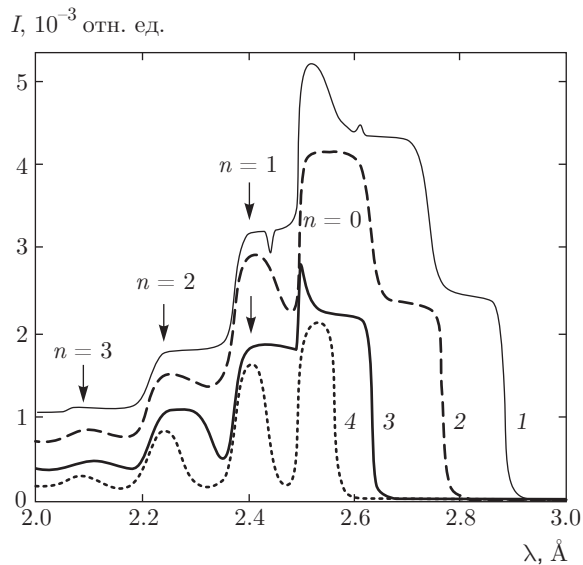


Рис. 6. Интенсивность микропучков (11) в зависимости от длины волны нейтронов, проинтегрированная по углу вблизи горизонта образца и по угловой расходимости падающего пучка (в мрад) $\Delta\theta_i = 0.6$ (кривая 1), 0.4 (2), 0.2 (3), 0.1 (4) при $\theta_i = 3.69$ мрад. Видны четыре резонанса $n = 0, 1, 2, 3$. Кривые качественно согласуются с экспериментальными данными, показанными на рис. 3а

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Обсудим полученные результаты и перспективы их применения. Тот факт, что экспериментальная оценка спектральной ширины резонанса в пределах ошибок соответствует теоретическим расчетам, можно использовать в двух направлениях.

1) Для оценки чувствительности метода прецессии спина при пропускании нейтронного микропучка через исследуемый магнитный образец [7–9]. С помощью теоретических расчетов можно оценить собственную спектральную ширину микропучка, полученного с помощью плоского волновода. Это будет предельная минимальная величина, достижимая при идеальных экспериментальных условиях (нулевой расходимости начального падающего пучка). Знание собственной ширины нейтронного резонанса позволит определить круг объектов, доступных для исследования методом прецессии спина, а также оптимизировать проведение самого эксперимента (выбрать оптимальное сочетание коллимации падающего пучка и интенсивности получаемого микропучка).

2) При каналировании нейтронов в плоском волноводе. Поскольку собственная ширина резонансов зависит от внутренних параметров волновода, ка-

налирование может служить методом исследования структуры самого волновода и определения параметров получаемого микропучка. В настоящей работе экспериментальная оценка собственной спектральной ширины резонанса согласуется с теоретической оценкой. Это означает, что неоднородности параметров волновода малы и не оказывают ощутимого влияния на собственную спектральную ширину резонанса. Увеличение неоднородности параметров структуры волновода должно приводить к дополнительному уширению резонансного пика микропучка. Регистрируя это дополнительное уширение пика, можно будет определить неоднородности параметров волноводной структуры.

Теоретические оценки собственной ширины резонанса можно также использовать для оценки чувствительности метода каналирования. В работе [29] продемонстрирован метод каналирования поляризованных нейтронов для прямого определения магнитной индукции с точностью около 10 Гс в слабомагнитной пленке с намагниченностью насыщения порядка 100 Гс. Суть метода состоит в следующем. Исследуемый магнитный материал помещают в плоский волновод в качестве волноводного слоя. Поляризованный пучок нейтронов падает на поверхность волновода, каналирует в волноводном слое и выходит из торца в виде микропучка. При этом для фиксированной длины волны нейтронов регистрируются два пика резонанса $n = 0$ в зависимости от угла скольжения начального пучка для двух начальных поляризаций падающего пучка. Разница положений резонансных пиков для двух поляризаций нейтронного пучка определяется разницей магнитных частей оптического потенциала волноводного слоя и напрямую дает величину магнитной индукции в слое.

В данном случае теоретическая оценка собственной ширины резонанса дает возможность оценки чувствительности метода, который является дополнением к методу стандартной рефлектометрии поляризованных нейтронов. Во-первых, рефлектометрия является обратным методом: сначала выбирается модель системы, а затем с помощью подгонки результатов расчета к экспериментальным данным определяются параметры исследуемой структуры. Во-вторых, одни и те же экспериментальные результаты могут быть описаны разными моделями с какой-то точностью, которая зависит от качества экспериментальных данных и величины внутренних параметров. В стандартном рефлектометрическом эксперименте за время измерений около 10 ч надежно определяется величина намагниченности по-

рядка 1000 Гс и больше. Но в некоторых особых случаях (например, при брэгговском отражении от многослойных пленок) удается определить намагниченность около 10 Гс [30]. Для определения малой намагниченности порядка 100 Гс необходима высокая статистическая обеспеченность, которую можно получить при увеличении времени измерений до 100 ч. Такая продолжительность измерений не является приемлемой для обычного рефлектометрического эксперимента. Поэтому метод каналирования является более чувствительным прямым методом исследования слабомагнитных пленок по сравнению со стандартным методом рефлектометрии поляризованных нейтронов. Такие пленки, содержащие редкоземельные элементы, очень активно используются при разработке новых методов магнитной записи и переключения.

В работе на нейтронном рефлектометре по времени пролета исследована спектральная ширина микропучка, выходящего из торца плоского волновода, в зависимости от угловой расходимости падающего пучка. Показано, что спектральная ширина микропучка уменьшается с уменьшением угловой расходимости падающего пучка. Экстраполяцией линейной зависимости в точку нулевой расходимости начального пучка и вычитанием длительности вспышки импульсного реактора получена экспериментальная оценка собственной спектральной ширины резонанса. Согласие этой величины с теоретической оценкой свидетельствует о правильном описании резонансных свойств волноводной системы.

ЛИТЕРАТУРА

1. F. Ott, Springer Ser. Opt. Sci. **137**, 113 (2008).
2. F. Pfeiffer, V. Leiner, P. Høghøj, and I. Anderson, Phys. Rev. Lett. **88**, 055507 (2002).
3. F. Pfeiffer, P. Høghøj, I. S. Anderson, and V. Leiner, Proc. SPIE **4509**, 79 (2001).
4. S. V. Kozhevnikov, A. Rühm, F. Ott et al., Physica B **406**, 2463 (2011).
5. S. V. Kozhevnikov, V. K. Ignatovich, Yu. V. Nikitenko et al., Письма в ЖЭТФ **102**, 3 (2015).
6. S. V. Kozhevnikov, A. Rühm, and J. Major, Crystallogr. Rep. **56**, 1207 (2011).
7. С. В. Кожевников, F. Ott, J. Torrejón et al., ФТТ **56**, 63 (2014).
8. F. Ott, S. Kozhevnikov, A. Thiaville et al., Nucl. Instrum. and Meth. A **788**, 29 (2015).
9. P. Thibaudeau, F. Ott, A. Thiaville et al., Europhys. Lett. **93**, 3700 (2011).
10. V. L. Aksenov and Yu. V. Nikitenko, Physica B **297**, 101 (2001).
11. Ю. В. Никитенко, ЭЧАЯ **40**, 1682 (2009).
12. H. Zhang, P. D. Gallagher, S. K. Satija et al., Phys. Rev. Lett. **72**, 3044 (1994).
13. V. L. Aksenov, Yu. V. Nikitenko, F. Radu et al., Physica B **276–278**, 946 (2000).
14. S. V. Kozhevnikov, F. Ott, E. Kentzinger, and A. Paul, Physica B **397**, 68 (2007).
15. S. V. Kozhevnikov, F. Ott, A. Paul, and L. Rosta, Eur. Phys. J. Special Topics **167**, 87 (2009).
16. В. Л. Аксёнов, Ю. В. Никитенко, С. В. Кожевников и др., Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования **8**, 10 (2000).
17. F. Radu and V. K. Ignatovich, Physica B **292**, 160 (2000).
18. С. Ш. Шильштейн, В. И. Марухин, М. Каланов и др., Письма в ЖЭТФ **12**, 80 (1970).
19. С. Ш. Шильштейн, В. А. Соменков, В. П. Докашенко, Письма в ЖЭТФ **13**, 301 (1971).
20. D. E. Popov, V. V. Kaplin, and S. A. Vorobiev, Phys. Stat. Sol. (b) **96**, 263 (1979).
21. В. В. Воронин, Е. Г. Лапин, С. Ю. Семенихин, В. В. Фёдоров, Письма в ЖЭТФ **71**, 110 (2000).
22. А. В. Антонов, А. И. Исаков, В. И. Микеров, С. А. Старцев, Письма в ЖЭТФ **20**, 632 (1974).
23. А. А. Серёгин, ЖЭТФ **73**, 1634 (1977).
24. V. K. Ignatovich and F. Radu, Phys. Rev. B **64**, 205408 (2001).
25. S. V. Kozhevnikov, V. K. Ignatovich, F. Ott et al., ЖЭТФ **144**, 733 (2013).
26. Ю. В. Никитенко, В. В. Проглядо, В. Л. Аксёнов, Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования **10**, 3 (2014).
27. V. L. Aksenov, K. N. Jernenkov, S. V. Kozhevnikov et al., JINR Communications D13-2004-47 (2004).
28. S. V. Kozhevnikov, T. Keller, Yu. N. Khaydukov et al., arXiv:1209.3889.
29. S. V. Kozhevnikov, Yu. N. Khaydukov, T. Keller et al., Письма в ЖЭТФ **103**, 38 (2016).
30. M. R. Fitzsimmons, N. W. Hengartner, S. Singh et al., Phys. Rev. Lett. **107**, 217201 (2011).