

КАНАЛИРОВАНИЕ НЕЙТРОНОВ В ПЛОСКОМ ВОЛНОВОДЕ

С. В. Кожевников^{a*}, В. Д. Жакетов^a, Ю. Н. Хайдуков^{b,c}, Ф. Отт^{d**}, Ф. Раду^{e**}

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

^b Max Planck Institut für Festkörperforschung
D-70569, Stuttgart, Germany

^c Max Planck Society Outstation at FRM-II
D-85747, Garching, Germany

^d Laboratoire Léon Brillouin CEA/CNRS, IRAMIS, Université Paris-Saclay
F-91191, Gif sur Yvette, France

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

Поступила в редакцию 22 мая 2017 г.

Исследуется распространение нейтронов в среднем слое плоского волновода, представляющего собой трехслойную тонкую пленку. Регистрируется микропучок, выходящий из торца пленки. В работе экспериментально измерена длина каналирования нейтронов в зависимости от толщины верхнего слоя волновода и порядка резонанса. Полученные экспериментальные результаты сравниваются с теоретическими.

DOI: 10.7868/S0044451017120045

1. ВВЕДЕНИЕ

Нейтроннография является мощным методом исследования полимеров, биологических объектов и магнитных систем благодаря особым свойствам нейтронов: высокой проникающей способности, изотопной чувствительности и наличию собственного магнитного момента. В эксперименте обычно используются нейтронные пучки шириной от 0.1 до 10 мм. Для исследования в объеме вещества локальных неоднородностей размером порядка десяти микрометров требуются более узкие пучки нейтронов. Для этих целей разрабатываются различные фокусирующие устройства [1], которые способны уменьшить ширину нейтронного пучка до 50 мкм. Получить пучок меньшей ширины не удастся из-за ограничений, которые определяются физическими свойствами используемых материалов или технологией их обработки.

Более эффективными устройствами являются плоские волноводы, которые преобразуют обычный

пучок нейтронов в слегка расходящийся микропучок, сжатый в одном направлении до ширины 0.1–10 мкм. При этом конструкция плоского волновода позволяет сравнительно легко отделить микропучок от фона, которым являются отраженный и прошедший мимо пленки пучки нейтронов. Впервые поляризованный микропучок нейтронов из волновода был применен в работе [2] для пространственного сканирования аморфной магнитной проволоки [3, 4], в которой существуют осевые и круговые домены согласно модели «ядро–оболочка» [5]. Использовался метод ларморовской прецессии спина нейтронов при пропускании через образец [6, 7]. Была применена комбинация немагнитного волновода и рефлектометра поляризованных нейтронов [8]. Сравнение различных методов получения нейтронных микропучков приведено в обзоре [9].

Эксперименты с нейтронными микропучками из плоских волноводов довольно широко освещены в литературе. На стационарных реакторах в работах [10, 11] были получены неполяризованные микропучки нейтронов, а в работах [12, 13] — поляризованные. В работе [14] с помощью метода времени пролета были одновременно зарегистрированы микропучки нейтронов различных длин волн и угловых рас-

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

** F. Ott, F. Radu

пределений для резонансов порядков $n = 0, 1, 2$. Там же показано, что угловая расходимость микропучка увеличивается прямо пропорционально длине волны нейтронов согласно условиям дифракции Фраунгофера на узкой щели. В работе [15] получена экспериментальная оценка собственной спектральной ширины нейтронных резонансов в плоском волноводе.

При выполнении условий резонанса в плоских волноводах образуются нейтронные стоячие волны. В работах [16–22] представлены экспериментальные результаты по наблюдению нейтронных стоячих волн в пленках. Теория нейтронных резонансов в волноводах описана в работе [23]. В кристаллах нейтронные стоячие волны наблюдались в работах [24, 25].

В работе [26] наблюдались связанные состояния поперечного движения в каналах между плоскостями для разных углов падения электронов при каналировании электронов в монокристалле Si. Аналогичная ситуация реализуется при дифракции Лауэ нейтронов в совершенном кристалле, который является интерференционным фильтром [27]. Нейтроны падают под углом Брэгга, и в направлении перпендикулярно кристаллографическим плоскостям формируются стоячие волны. При этом нейтронные волны распространяются вдоль кристаллографических плоскостей и выходят из торца кристалла.

В плоских волноводах наблюдается похожее явление. В условиях резонанса нейтронная волна распространяется вдоль слоев, как в канале, и выходит из торца в виде расходящегося узкого микропучка. Первый многослойный периодический интерференционный фильтр для ультрахолодных нейтронов был рассчитан в работе [28]. Интерференционный фильтр — нейтронный аналог интерферометра Фабри–Перо был предложен и рассчитан в работе [29]. В работе [30] продемонстрирован новый чувствительный метод прямого определения намагниченности, основанный на каналировании поляризованных нейтронов в слабомагнитной пленке TbCo₅. Подобные пленки, содержащие редкоземельные элементы, широко используются для развития новых методов магнитной записи и перемагничивания [31].

В работе [32] была описана теория каналирования нейтронов в плоских волноводах. В ней было показано, что плотность нейтронной волны экспоненциально затухает внутри волновода при распространении вдоль слоев на некотором расстоянии, которое называется длиной каналирования. В работах [33, 34] длина каналирования была определена экспериментально и составила порядка нескольких миллиметров. Но подробного исследования длины кана-

лирования в зависимости от параметров волновода (толщин слоев, порядкового номера резонансов, ширины канала, глубины потенциальной ямы волновода) еще не проводилось. В данной работе мы экспериментально исследовали зависимость длины каналирования нейтронов от толщины верхнего слоя волновода, через который туннелирует нейтронная волна, и от порядка резонанса.

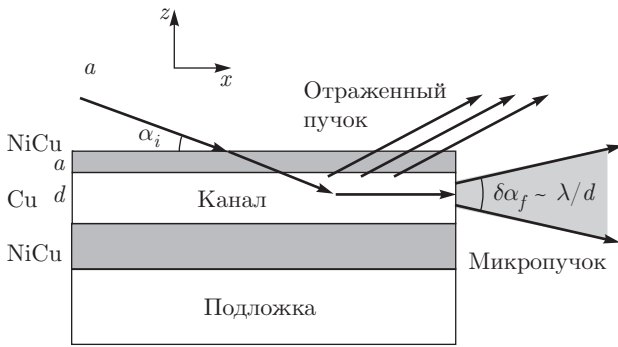
2. ПЛОСКИЙ ВОЛНОВОД

Плоский нейтронный волновод на рис. 1а представляет собой трехслойную структуру Ni₆₇Cu₃₃(20 нм)/Cu(150)/Ni₆₇Cu₃₃(50)//Si(подложка), которая имеет плотность длины рассеяния (ПДР) нейтронов в виде потенциальной ямы (рис. 1б). Материал Ni(67 ат. %)Cu(33 ат. %) является немагнитным при комнатной температуре. Верхний тонкий слой Ni₆₇Cu₃₃ и нижний толстый слой Ni₆₇Cu₃₃ обладают высокой ПДР, а средний толстый слой Cu имеет низкую величину ПДР. Нейтронный пучок в вакууме падает на поверхность волновода под малым углом скольжения α_i . Потом нейтроны туннелируют через верхний тонкий слой Ni₆₇Cu₃₃ толщиной a , попадают в средний слой Cu толщиной d и полностью отражаются от толстого нижнего слоя Ni₆₇Cu₃₃. Затем часть нейтронов туннелирует из среднего слоя через верхний слой и выходит из волновода через поверхность в виде отраженного в зеркальном направлении пучка. Ширина этого отраженного пучка равна ширине падающего на поверхность волновода начального пучка нейтронов. Другая часть нейтронов распространяется в среднем слое, как в канале, в направлении x вдоль слоев и выходит через торец в виде расходящегося микропучка, начальная ширина которого равна толщине среднего слоя d . При этом угловая расходимость микропучка определяется условиями дифракции Фраунгофера на узкой щели шириной d и имеет зависимость $\delta\alpha_f \sim \lambda/d$, где λ — длина волны нейтронов.

Согласно теории резонансов в слоистых структурах [23], амплитуда волновой функции нейтронов многократно усиливается при выполнении условий резонанса для фазы волновой функции нейтронов внутри волноводного слоя (или резонатора):

$$\gamma(k_{0z}) = 2k_{2z}d + \arg(R_{21}) + \arg(R_{23}) = 2\pi n, \quad (1)$$

где $k_{0z} = k_0 \sin \alpha_i$ — проекция волнового вектора нейтронов в вакууме на ось z перпендикулярно слоям волновода; k_{2z} — волновой вектор нейтронов в



$$x_e \approx \frac{k_x d}{k_{2z} T}, \quad (2)$$

где $k_x = k_0 \cos \alpha_i$ — проекция волнового вектора в вакууме на ось x вдоль слоев, T — коэффициент пропускания нейтронов из волноводного слоя через верхний слой в вакуум.

Из теорий резонансов [23] и каналирования [32] следует, что длина каналирования нейтронов зависит от таких параметров, как порядок резонанса, толщина верхнего слоя, ширина канала, глубина потенциальной ямы ПДР.

Коэффициент пропускания верхнего слоя зависит от толщины верхнего слоя как $T \sim \exp(-2k_{1z}a)$, где k_{1z} — проекция волнового вектора нейтронов в верхнем слое на ось z . Тогда из выражения (2) можно определить зависимость длины каналирования от толщины верхнего слоя:

$$\ln x_e \sim a. \quad (3)$$

Из формулы (3) следует, что длина каналирования должна экспоненциально возрастать с увеличением толщины верхнего слоя a .

Из выражений (1) и (2) следует зависимость длины каналирования нейтронов от порядка резонанса n :

$$x_e \sim \frac{1}{n+1}. \quad (4)$$

Из (4) видно, что длина каналирования должна уменьшаться с ростом порядка резонанса n .

Для определения зависимости длины каналирования от толщины верхнего слоя a в данной работе мы исследовали при комнатной температуре три немагнитных образца $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(a)/\text{Cu}(150)/\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(50)/\text{Si}(\text{подложка})$, где $a = 20, 10, 5$ нм. Для этого был использован неполяризованный пучок нейтронов.

Для исследования зависимости длины каналирования нейтронов от порядка резонанса $n = 0, 1, 2$ мы использовали магнитный волновод $\text{Py}(20 \text{ нм})/\text{Cu}(140)/\text{Py}(50)/\text{стекло}(\text{подложка})$. Пермаллой Py представляет собой магнитный сплав $\text{Fe}(20.6 \text{ ат. \%})\text{Ni}(79.4 \text{ ат. \%})$ с узкой петлей гистерезиса. На рис. 1в представлена ПДР данного волновода как функция координаты z по глубине образца. Можно видеть, что ПДР для нейтронов со спином (+) образует глубокую потенциальную яму, а для нейтронов со спином (-) потенциальная яма практически исчезает. Для данного образца мы использовали поляризованный пучок нейтронов с поляризацией (+). В следующем разделе мы рассмотрим экспериментальные результаты.

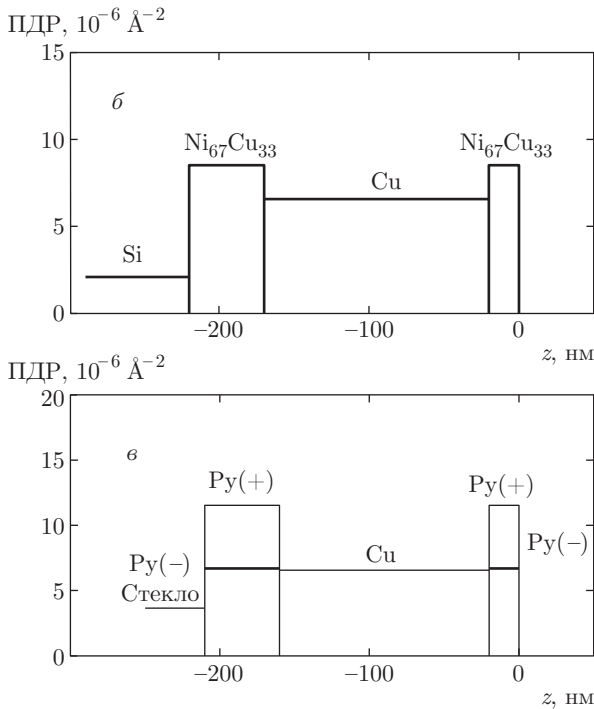


Рис. 1. а) Принцип действия плоского волновода. б) ПДР волновода $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(20 \text{ нм})/\text{Cu}(150)/\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(50)/\text{Si}(\text{подложка})$. в) ПДР волновода $\text{Py}(20 \text{ нм})/\text{Cu}(140)/\text{Py}(50)/\text{стекло}(\text{подложка})$

волноводном слое; R_{21} — амплитуда отражения нейтронов от верхнего слоя при распространении в волноводном слое; R_{23} — амплитуда отражения нейтронов от нижнего слоя при распространении в волноводном слое; $n = 0, 1, 2, \dots$ — порядок резонанса.

Часть нейтронов выбывает из волноводного слоя через верхний слой, поэтому при распространении нейтронов в канале плотность нейтронной волны экспоненциально затухает по закону $\exp(-x/x_e)$ на некотором характерном расстоянии x_e , которое называется длиной каналирования. В теории каналирования [32] получено выражение для длины каналирования нейтронов, которое можно записать в следующем виде:

3. ЭКСПЕРИМЕНТ

Эксперимент был проведен на нейтронном рефлектометре с горизонтальной плоскостью образца NREX стационарного реактора FRM II (исследовательский центр MLZ, Гархинг, Германия). Длина волны нейтронов была равна 4.26 \AA (разрешение 2% FWHM). Нейтронный пучок регистрировался газовым ^3He двумерным позиционно-чувствительным детектором с пространственным разрешением 3 мм . Угловая расходимость начального пучка определялась первой диафрагмой после монохроматора шириной 0.35 мм . Расстояние от первой диафрагмы до образца составляло 2200 мм , а от образца до детектора — 2400 мм . Перед образцом на расстоянии 200 мм располагалась вторая диафрагма шириной 0.7 мм , назначение которой состояло в уменьшении фона.

С помощью неполяризованного пучка нейтронов были исследованы три немагнитных образца с номинальной структурой $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(a)/\text{Cu}(150 \text{ нм})/\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(50 \text{ нм})//\text{Si}(\text{подложка})$, где $a = 20, 10, 5 \text{ нм}$. Размеры подложки составляли $25 \times 25 \times 1 \text{ мм}^3$. Для исследования магнитного образца с номинальной структурой $\text{Ru}(20 \text{ нм})/\text{Cu}(140 \text{ нм})/\text{Ru}(50 \text{ нм})//\text{стекло}(\text{подложка})$ был использован поляризованный пучок нейтронов. Размеры подложки составляли $30 \times 30 \times 5 \text{ мм}^3$. Внешнее магнитное поле величиной 1.0 кЭ было приложено параллельно плоскости образца. В этом поле образец однородно намагничен до насыщения, а намагниченность направлена в плоскости пленки вдоль приложенного поля. Поляризующая эффективность поляризатора на суперзеркале составляла 97% .

Уточненные параметры волноводов определялись методом рефлектометрии. Фиксировались следующие параметры: ПДР среднего слоя Cu и подложки Si. В процессе подгонки расчетной модели к экспериментальным значениям коэффициентов отражения изменялись толщины и ПДР слоев. Также в расчетную модель вводился слой оксида на поверхности, толщина и ПДР которого определялись с помощью подгонки. Были определены следующие параметры немагнитных образцов:

$$\begin{aligned} & \text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}\text{O}(1.1 \text{ нм}, 3.31 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2})/ \\ & \text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(18.5, 8.73 \cdot 10^{-6})/\text{Cu}(147, 6.58 \cdot 10^{-6})/ \\ & \text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(47, 8.53 \cdot 10^{-6})//\text{Si}(2.07 \cdot 10^{-6}); \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}\text{O}(2.3 \text{ нм}, 3.15 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2})/ \\ & \text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(11.0, 8.25 \cdot 10^{-6})/\text{Cu}(156, 6.58 \cdot 10^{-6})/ \\ & \text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(48, 8.43 \cdot 10^{-6})//\text{Si}(2.07 \cdot 10^{-6}); \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}\text{O}(1.8 \text{ нм}, 1.73 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2})/ \\ & \text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(5.6, 8.52 \cdot 10^{-6})/\text{Cu}(149, 6.58 \cdot 10^{-6})/ \\ & \text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(51, 8.34 \cdot 10^{-6})//\text{Si}(2.07 \cdot 10^{-6}). \end{aligned}$$

Для примера приведем экспериментальные и расчетные результаты для волновода $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(20 \text{ нм})/\text{Cu}(150)/\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(50)//\text{Si}(\text{подложка})$. На рис. 2а показан коэффициент отражения нейтронов от волновода $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(20 \text{ нм})/\text{Cu}(150)/\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(50)//\text{Si}(\text{подложка})$. Точками показаны экспериментальные данные, а сплошной линией — результат подгонки. Левая шкала соответствует коэффициенту отражения. Правая шкала соответствует интенсивности зеркально отраженного пучка нейтронов, которая в области полного отражения равна интенсивности падающего на образец начального пучка нейтронов.

На рис. 2б приведена зависимость интенсивности микропучка от начального угла скольжения α_i , просуммированная по конечному углу скольжения α_f . Максимумы интенсивности соответствуют порядкам резонансов $n = 0, 1, 2$. Положения резонансов, рассчитанные из условия (1) для реальных параметров образца, составили $\alpha_{i0} = 0.3592^\circ$, $\alpha_{i1} = 0.3753^\circ$ и $\alpha_{i2} = 0.4000^\circ$. Можно видеть, что рассчитанные положения пиков резонансов соответствуют экспериментальным данным. Можно заметить, что интенсивность зеркально отраженного пучка нейтронов в области полного отражения на рис. 2а составляет примерно $3 \cdot 10^2 \text{ н/с}$, а интенсивность микропучка на рис. 2б за вычетом фона равна примерно 5 н/с . Таким образом, интенсивность микропучка из торца канала составляет порядка 10^{-2} от интенсивности падающего на образец пучка нейтронов.

На рис. 2б приведена интенсивность микропучка нейтронов, просуммированная по соответствующим интервалам начального угла скольжения, в зависимости от конечного угла скольжения. Можно заметить, что микропучки порядков резонансов $n = 0, 1, 2$ имеют соответственно один, два и три максимума. С правой стороны пиков при $\alpha_f \approx 0.2^\circ$ наблюдается рост интенсивности, который связан с зеркально отраженным пучком. Расчетные данные интенсивности микропучка по формуле (1) работы [10] с параметрами образца из подгонки показан на рис. 2в сплошными линиями. Как можно видеть, экспериментальные данные соответствуют расчетным.

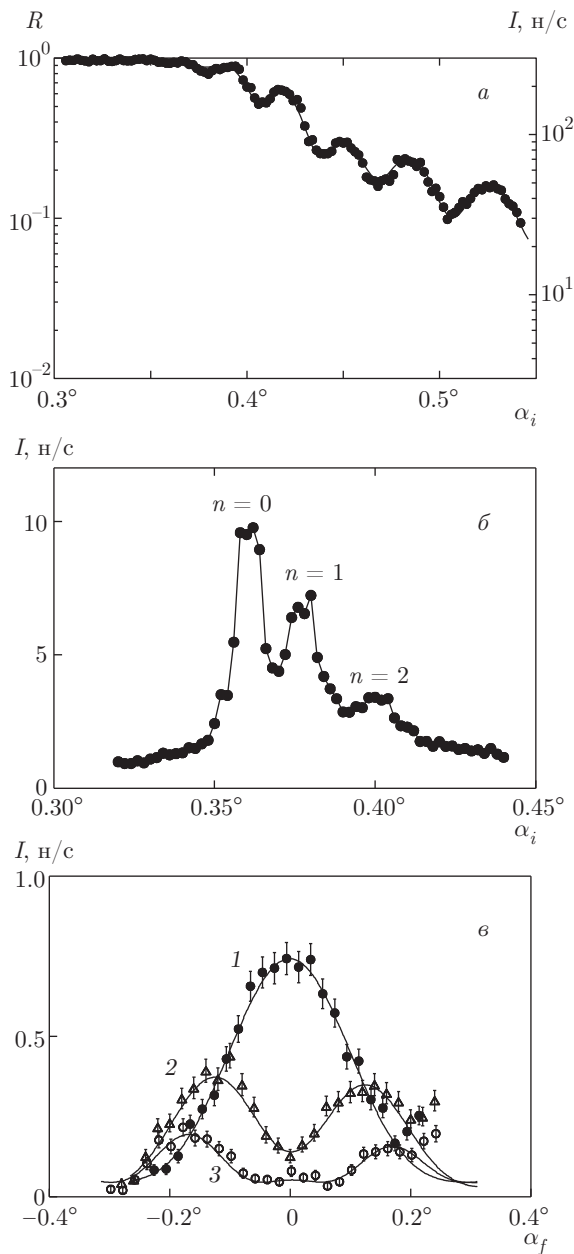


Рис. 2. а) Коэффициент R отражения нейтронов от волновода $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}$ (20 нм)/ $\text{Cu}(150)/\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(50)/\text{Si}$ (подложка) и интенсивность I зеркально отраженного пучка нейтронов в зависимости от угла скольжения падающего пучка (точки — эксперимент, сплошная линия — подгонка). б) Интенсивность микропучка нейтронов в зависимости от угла скольжения начального пучка (индексы $n = 0, 1, 2$ соответствуют порядку резонанса). в) Интенсивность микропучка нейтронов резонансов $n = 0$ (1), 1 (2), 2 (3) в зависимости от угла скольжения рассеянного пучка. Точки — эксперимент, сплошные линии — расчет

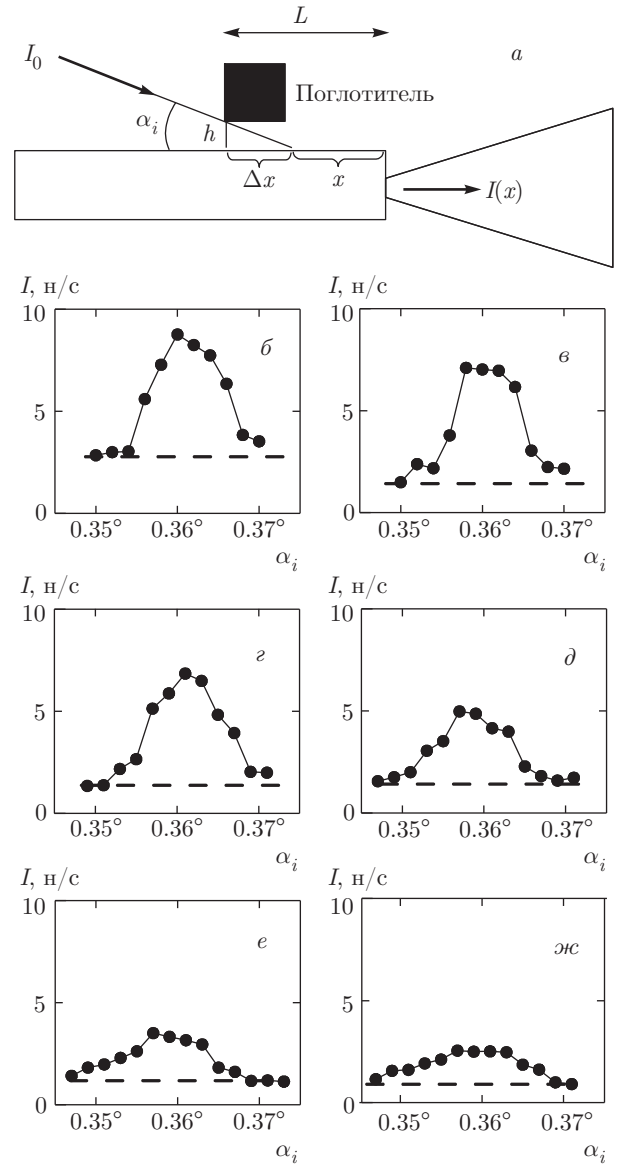


Рис. 3. а) Схема эксперимента по измерению длины каналирования с помощью поглощающего нейтроны бруска из борированного алюминия. б–ж) Интенсивность микропучка для волновода $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}$ с толщиной верхнего слоя $a = 20$ нм в зависимости от угла скольжения начального пучка для различных расстояний L от выходного края волновода до переднего края поглотителя: без поглотителя (б), 1.0 мм (в), 2.0 мм (г), 3.0 мм (д), 3.5 мм (е), 3.75 мм (ж). Штриховыми линиями показан уровень фона. Экспериментальные ошибки меньше размера символов

Далее рассмотрим результаты измерения длины каналирования в немагнитных волноводах. На рис. 3а представлена схема эксперимента. На поверхность образца ближе к выходному торцу помещается брусок размером $1 \times 1 \times 38 \text{ мм}^3$. Брусок изготовлен из твердого материала бораль (алюминий с

поглощающим нейтроны бором). Поверхности бруска обработаны методом электрической полировки. Но кривизна бруска приводит к тому, что между поверхностью образца и бруском имеется воздушный зазор высотой $h \approx 10$ мкм. Из-за этого при расстоянии L от заднего края образца до переднего края бруска под бруском возникает освещенная область поверхности образца Δx . При углах скольжения 0.4° освещенная область составляет около 1.5 мм. Из рисунка можно видеть, что длина неосвещенной части поверхности образца определяется как $x = L - \Delta x$. В эксперименте поглощающий брусок перемещается с микронной точностью с помощью микрометрического столика на расстояние L от торца образца до переднего края бруска. Более подробно практический опыт экспериментов с микропучком из волновода описан нами в работе [35]. Детектором регистрируется интенсивность микропучка в зависимости от положения поглощающего бруска L . Далее из экспериментальных данных определяется длина неосвещенной поверхности образца x , при которой интенсивность микропучка экспоненциально уменьшается в e раз относительно интенсивности при полностью освещенной поверхности. Это и есть экспериментальная величина длины каналирования нейтронов в плоском волноводе x_e .

На рис. 3б-ж показана интенсивность микропучка резонанса $n = 0$ для волновода с номинальной толщиной верхнего слоя $a = 20$ нм как функция угла скольжения падающего пучка в зависимости от расстояния L от выходного торца пленки до переднего края бруска. Интенсивность микропучка без поглотителя за вычетом фона (рис. 3б) равна интенсивности пучка с поглотителем на краю образца $L = 1$ мм (рис. 3е). Это означает, что при положении бруска на краю образца вся поверхность пленки освещается падающим пучком, а фон при этом уменьшается примерно в два раза. Можно видеть, что при дальнейшем движении поглотителя от 2.0 до 3.75 мм интенсивность микропучка уменьшается.

На рис. 4 показана интенсивность микропучка нейтронов как функция угла скольжения начального пучка при различных положениях поглотителя на поверхности немагнитного образца с номинальной толщиной верхнего слоя $a = 10$ нм. Здесь за нормировочную интенсивность принимается интенсивность микропучка в случае, когда поглотитель стоит на краю образца: $L = 1$ мм. При этом вся поверхность полностью засвечивается входным пучком нейтронов. Можно видеть, что интенсивность микропучка также уменьшается с движением бруска от края пленки.

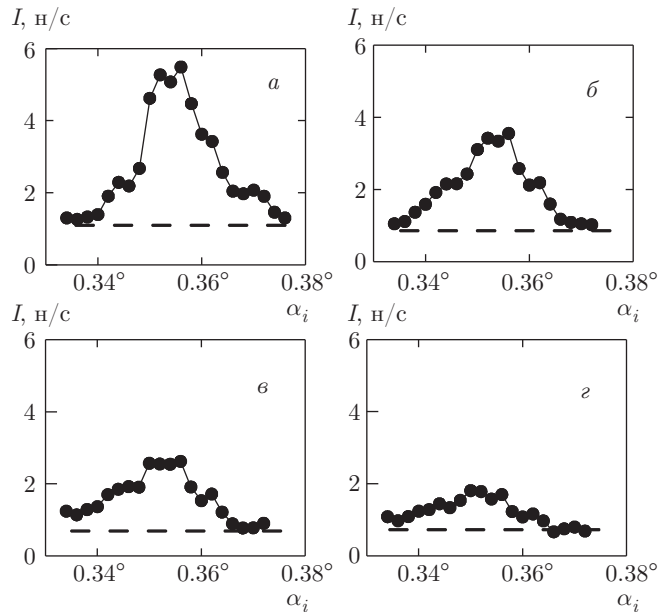


Рис. 4. Интенсивность микропучка для волновода $Ni_{67}Cu_{33}$ с толщиной верхнего слоя $a = 10$ нм в зависимости от угла скольжения начального пучка для различных расстояний L от выходного края волновода до переднего края поглотителя: 1.0 мм (а), 2.0 мм (б), 2.3 мм (в), 2.7 мм (г). Штриховыми линиями показан уровень фона

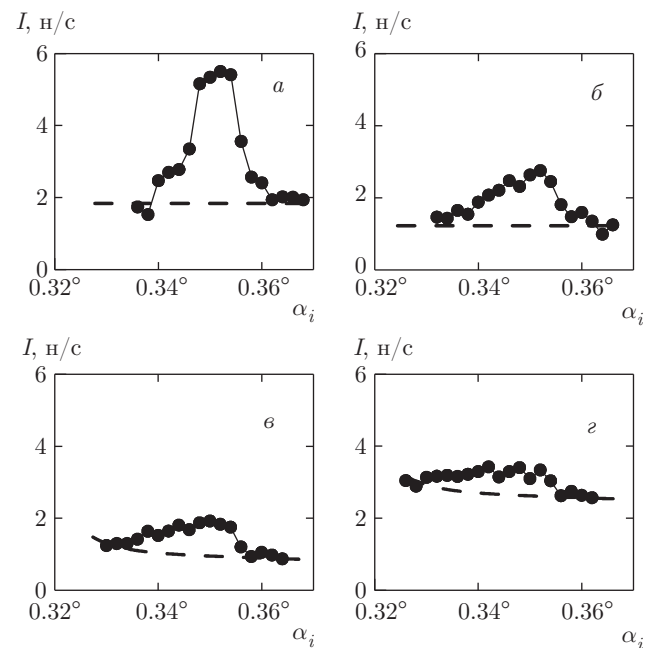


Рис. 5. Интенсивность микропучка для волновода $Ni_{67}Cu_{33}$ с толщиной верхнего слоя $a = 5$ нм в зависимости от угла скольжения начального пучка для различных расстояний L от выходного края волновода до переднего края поглотителя: 1.0 мм (а), 2.4 мм (б), 2.8 мм (в), 3.2 мм (г). Штриховыми линиями показан уровень фона

На рис. 5 представлена интенсивность микропучка для немагнитного образца с номинальной толщиной верхнего слоя $a = 5$ нм при разных положениях поглотителя. Можно заметить, что интенсивность микропучка уменьшается при движении поглотителя от края пленки, при этом меняется уровень фона. Такой эффект может быть связан с изменением сечения пучка, отраженного от волновода и пропущенного через воздушный зазор между бруском и поверхностью пленки.

Интегральная интенсивность микропучка резонанса $n = 0$ для немагнитных волноводов с толщиной верхнего слоя $a = 20, 10, 5$ мм показана на рис. 6 как функция расстояния L от выходного торца пленки до переднего края поглотителя (верхняя шкала) и длины x неосвещенной части поверхности пленки (нижняя шкала). Интенсивность микропучка нормирована на интенсивность микропучка при полностью освещенной поверхности пленки и показана в масштабе натурального логарифма. Величина статистической ошибки примерно равна величине символов. Светлые символы соответствуют экспериментальным данным без коррекции. Можно заметить, что экспериментальные данные описываются прямой линией, которая пересекает уровень 1.00 при некотором значении L около 1.5 мм. Это отвечает величине Δx освещенной части поверхности пленки под бруском поглотителя из-за наличия воздушного зазора высотой h . Далее экспериментальные точки для каждого образца сдвигаются по шкале L влево на одинаковую величину так, чтобы они описывались одной прямой, которая проходит через точку с единичной нормированной интенсивностью при координате 0. Темными символами показаны экспериментальные данные с коррекцией из-за воздушного зазора под бруском поглотителя. Прямая, проведенная через эти точки, пересекает уровень нормированной интенсивности 0.37 (уменьшение интенсивности микропучка в e раз) при определенном значении x . Значение длины x на нижней шкале дает экспериментальную длину каналирования x_e . Экспериментальная ошибка длины каналирования равна разбросу величины x_e , если провести прямую линию через экспериментальные точки с учетом статистических ошибок. На рис. 6 сплошной прямой линией показан результат подгонки экспериментальных данных экспоненциальной функцией методом наименьших квадратов, где параметр подгонки равен экспериментальной величине длины каналирования нейтронов.

На рис. 7 представлена экспериментальная длина каналирования нейтронов в масштабе натураль-

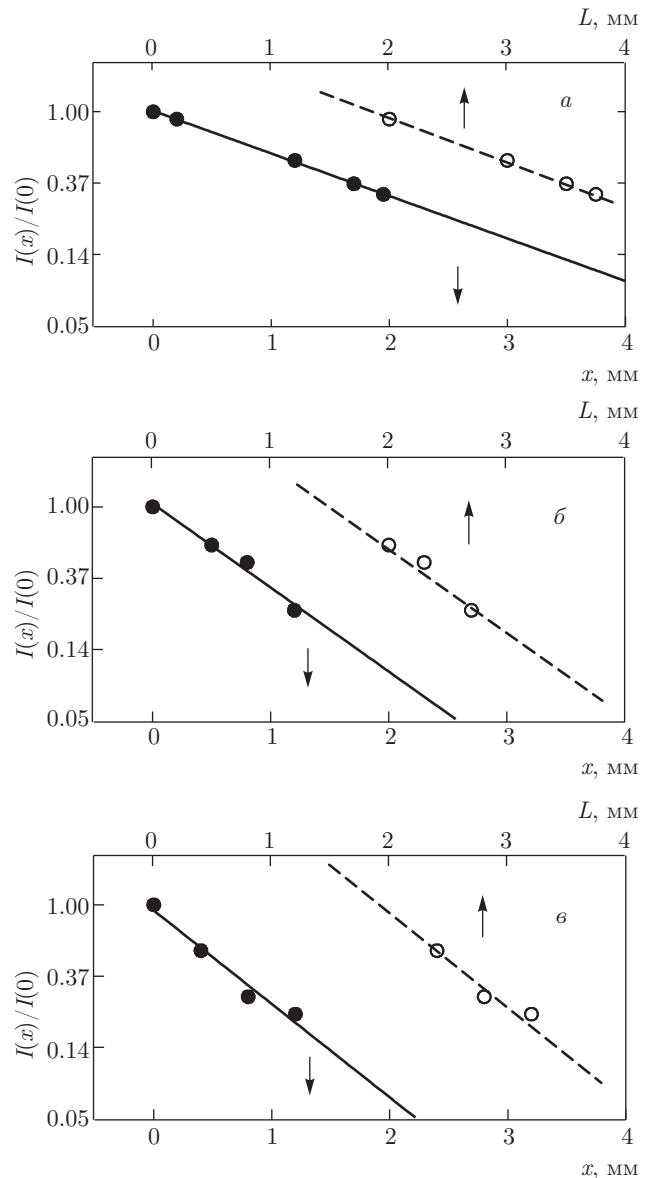


Рис. 6. Нормированная интенсивность (в масштабе натурального логарифма) в зависимости от расстояния L (светлые символы и верхняя шкала) между выходным торцом образца и передним краем бруска поглотителя и от длины x неосвещенной части поверхности образца (темные символы и нижняя шкала) при разных толщинах верхнего слоя волновода $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}$: 20 нм (а), 10 нм (б), 5 нм (в)

ного логарифма как функция толщины верхнего слоя волновода a . Для качественного сравнения эксперимента с теорией будем считать, что реальные толщины верхнего слоя слабо отличаются от номинальных толщин. Точками показаны экспериментальные данные для номинальной толщины верхнего слоя, а прямой линией — результат подгонки по методу наименьших квадратов: $x_e \propto \exp(a/a_e)$ или

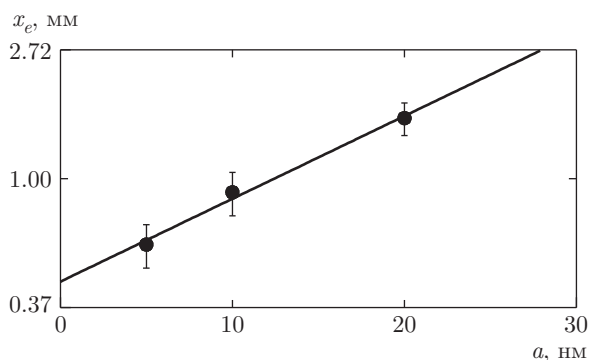


Рис. 7. Длина канализования (в масштабе натурального логарифма) в зависимости от толщины верхнего слоя волновода $Ni_{67}Cu_{33}$. Точки соответствуют экспериментальным данным, линия — подгонке экспоненциальной функцией

$\ln x_e \propto a/a_e$, где $a_e = 8$ нм. Таким образом, полученная экспериментальная зависимость длины канализования нейтронов качественно соответствует предсказанной теоретически зависимости (3). Длина канализования нейтронов в плоском волноводе экспоненциально возрастает с увеличением толщины верхнего туннелирующего слоя.

Теперь рассмотрим экспериментальные результаты для магнитного волновода. На рис. 8а приведены коэффициенты отражения нейтронов (левая шкала) в зависимости от угла скольжения падающего пучка. Правая шкала на рис. 8а соответствует интенсивности зеркально отраженного пучка. Темными точками показан экспериментальный коэффициент отражения для спина нейтронов (+), а светлыми точками — для спина (-). В модели подгонки фиксировалась ПДР волноводного слоя меди, а менялись толщины слоев, ядерная часть ПДР и намагниченность слоев Ру. Линиями показан результат подгонки, с помощью которой получены следующие параметры образца:

$$RuO(2.3 \text{ нм}, 7.67 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2}) / Ru(19.5, 8.83 \cdot 10^{-6}, 7.0 \text{ кГс}) / Cu(132, 6.58 \cdot 10^{-6}) / Ru(48, 8.56 \cdot 10^{-6}, 7.2 \text{ кГс}) // \text{стекло}(2.63 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2}).$$

На рис. 8б представлена интенсивность микропучка из торца волновода в зависимости от угла скольжения падающего на образец пучка нейтронов. Индексами $n = 0 \dots 4$ обозначены максимумы резонансов соответствующих порядков. Стрелками с индексами $n = 0, 1$ указаны соответствующие резонансы для спина нейтронов (-). Можно заметить, что интенсивность микропучка с начальной поляризацией (+) гораздо выше интенсивности микропучка

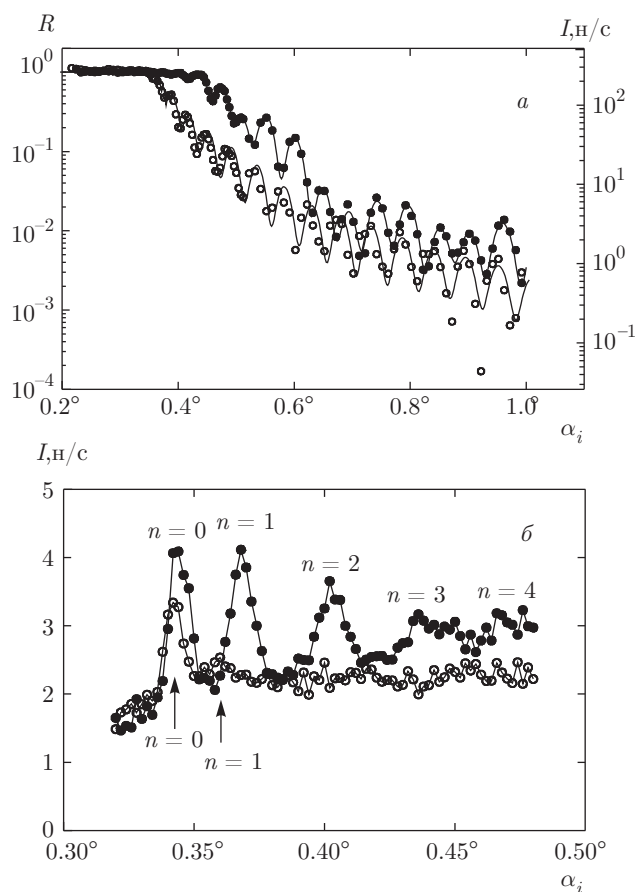


Рис. 8. а) Левая шкала — коэффициент R отражения нейтронов от волновода $Ru(20 \text{ нм})/Cu(140)/Ru(50)/\text{стекло}(\text{подложка})$ и интенсивность I зеркально отраженного пучка нейтронов в зависимости от угла скольжения падающего пучка. Темные символы отвечают спину (+), светлые символы — спину (-). Линиями показаны результаты подгонки. б) Интенсивность микропучка в зависимости от угла скольжения начального пучка. Темные символы соответствуют спину (+), светлые символы — спину (-). Индексами $n = 0, 1, 2, 3, 4$ показаны максимумы интенсивности соответствующих резонансов. Стрелками указаны резонансы для спина (-)

с начальной поляризацией (-). Это объясняется наличием глубокой потенциальной ямы ПДР для спина (+) и неглубокой ямы для спина (-). При этом интенсивность микропучка нейтронов (+) составляет порядка 10^{-2} от интенсивности начального пучка нейтронов.

Далее рассмотрим результаты измерения длины канализования нейтронов для спина (+). На рис. 9 показана интенсивность микропучка нейтронов резонанса $n = 0$ в зависимости от угла скольжения падающего пучка при различных положениях поглотителя L от 1.0 до 5.0 мм. Можно видеть, что интен-

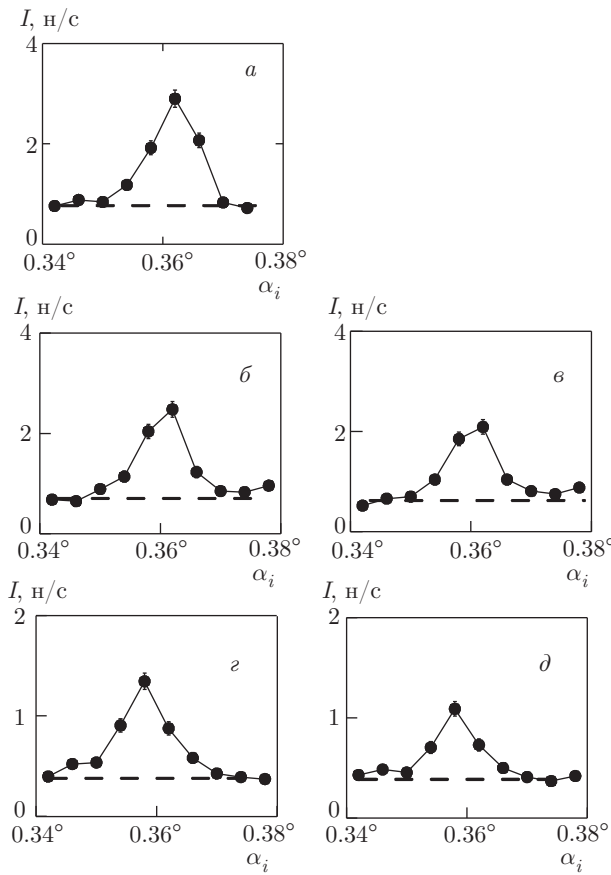


Рис. 9. Интенсивность микропучка нейтронов резонанса $n = 0$ для волновода Pu в зависимости от угла скольжения начального пучка для различных положений L бруска поглотителя: 1.0 мм (*a*), 2.5 мм (*б*), 3.5 мм (*в*), 4.5 мм (*г*), 5.0 мм (*д*). Штриховыми линиями показан уровень фона

сивность микропучка уменьшается с увеличением расстояния L . Экспериментальные ошибки по вертикальной оси определяются статистической ошибкой счета нейтронов.

На рис. 10 показаны зависимости интенсивности микропучка нейтронов резонанса $n = 1$ от угла скольжения начального пучка при положениях поглотителя L от 1.0 до 2.6 мм. Можно заметить, что интенсивность микропучка резонанса $n = 1$ меньше, чем в случае резонанса $n = 0$.

На рис. 11 представлены зависимости интенсивности микропучка резонанса $n = 2$ от угла скольжения начального пучка при различном положении поглотителя L от 1.0 до 2.2 мм. Можно видеть, что интенсивность микропучка резонанса $n = 2$ меньше, чем в случае $n = 0$ и $n = 1$.

Нормированная интегральная интенсивность микропучка (в масштабе натурального логарифма) резонансов $n = 0, 1, 2$ по углу скольжения пада-

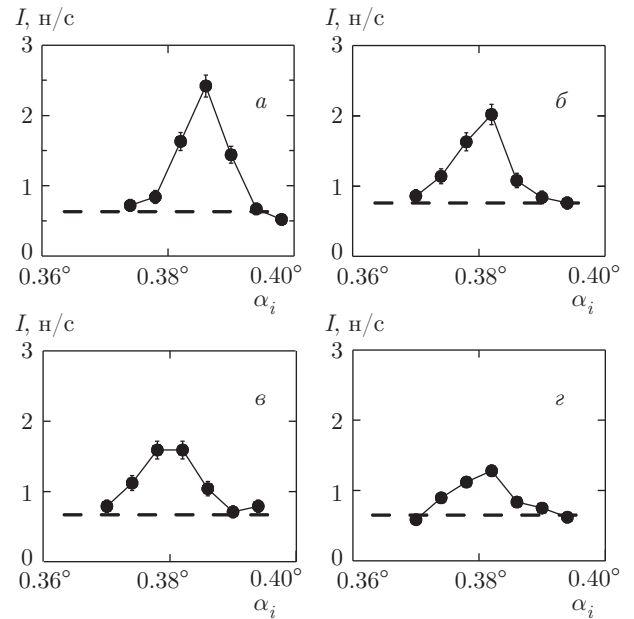


Рис. 10. Интенсивность микропучка нейтронов резонанса $n = 1$ для волновода Pu в зависимости от угла скольжения начального пучка для различных положений L бруска поглотителя: 1.0 мм (*a*), 1.8 мм (*б*), 2.2 мм (*в*), 2.6 мм (*г*)

ющего пучка приведена на рис. 12 как функция расстояния L от выходного торца волновода до переднего края поглотителя и длины x неосвещенной части поверхности волновода. Можно заметить, что длина каналирования уменьшается с увеличением порядка резонанса.

На рис. 13а точками представлена экспериментальная величина длины каналирования как функция номера резонансов $n+1$. Линией показан результат подгонки экспериментальных данных функцией $f \sim 1/(n+1)$. Можно видеть, что экспериментальные точки соответствуют обратно пропорциональной зависимости. Это наглядно видно, если представить длину каналирования в зависимости от величины $1/(n+1)$. Можно заметить, что экспериментальные данные описываются линейной зависимостью. Таким образом, полученные экспериментальные данные подтверждают обратно пропорциональную зависимость длины каналирования от порядка резонанса (4), которая предсказывается теорией каналирования.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

В настоящей работе мы использовали разработанный нами экспериментальный метод измерения длины каналирования нейтронов в плоском волно-

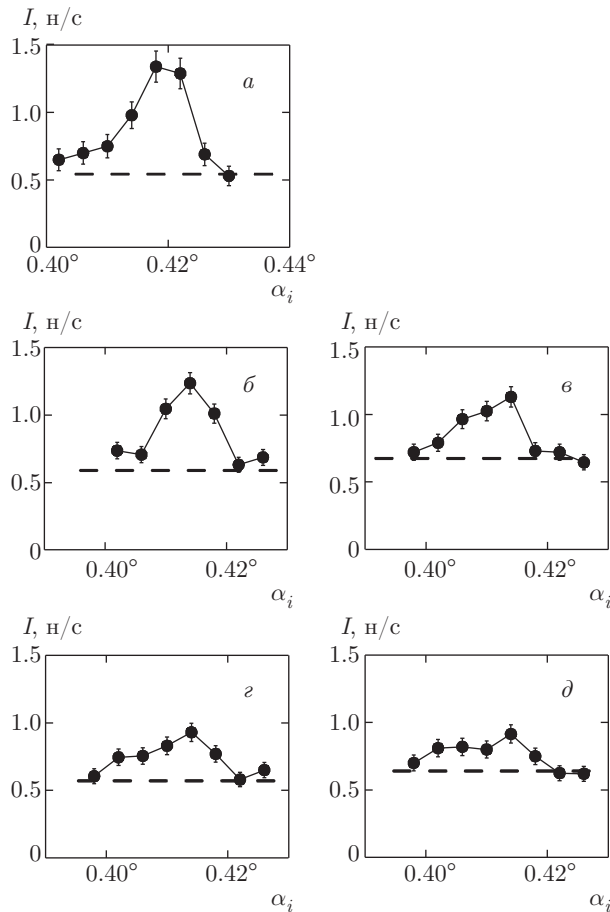


Рис. 11. Интенсивность микропучка нейтронов резонанса $n = 2$ для волновода Ру в зависимости от угла скольжения начального пучка для различных положений L бруска поглотителя: 1.0 мм (а), 1.6 мм (б), 1.8 мм (в), 2.0 мм (г), 2.2 мм (д)

воде с помощью бруска из поглотителя на горизонтальной поверхности образца. Это прямой экспериментальный метод, который не зависит от модели подгонки и точности определения абсолютной величины углов скольжения. Точность определения длины каналирования составила около 10%. При этом время измерения составляет от 100 с до 300 с на точку при фиксированной длине волны нейтронов. Тогда на эксперимент по измерению длины каналирования в плоском волноводе необходимо время порядка 10 ч, что вполне приемлемо для политики пользователей на источниках нейтронов.

Мы полагаем, что знание длины каналирования можно использовать в нескольких направлениях. Во-первых, для лучшего понимания нейтронно-оптических явлений, происходящих в плоском волноводе. В этом случае предсказания теории можно

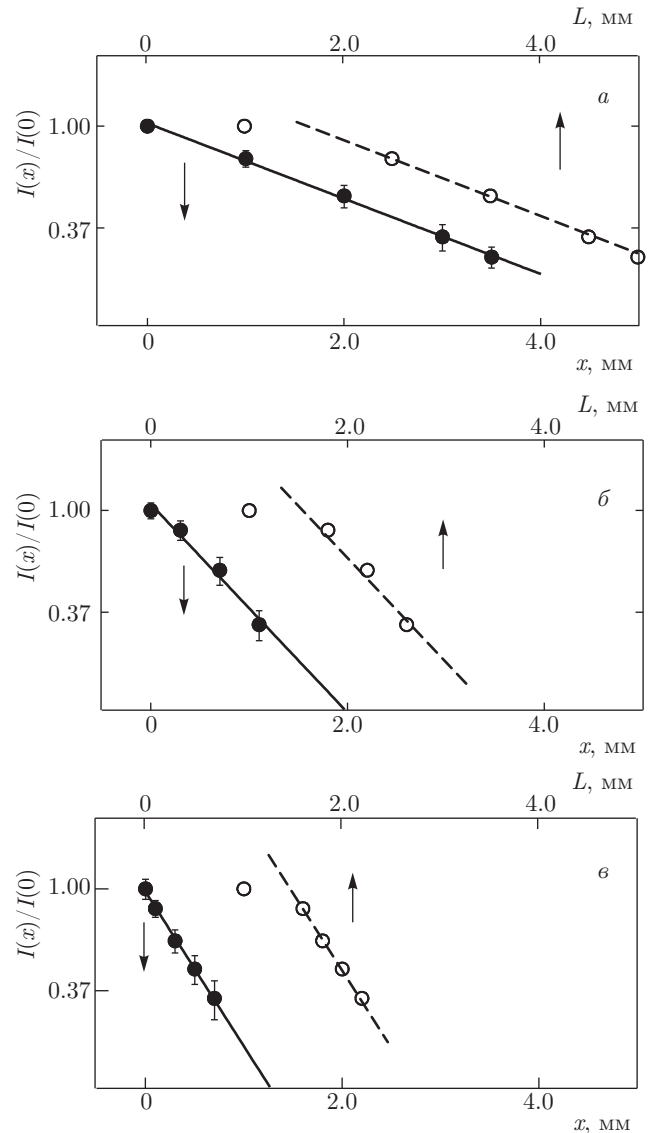


Рис. 12. Нормированная интенсивность (в масштабе натурального логарифма) в зависимости от расстояния L (светлые символы) между выходным торцом образца Ру и передним краем бруска поглотителя и от длины x неосвещенной части поверхности образца (темные символы) для порядков резонансов $n = 0$ (а), 1 (б), 2 (в)

проверять экспериментально. Мы надеемся, что в будущем на основе явления каналирования нейтронов возможно создание чувствительного метода исследования слоистых микроструктур.

Во-вторых, это можно использовать в практических целях при проведении эксперимента. В методе зондовой микроскопии нейтронный микропучок из плоского волновода используется для пространственного сканирования микроструктур с высоким разрешением. При этом необходимо отделять полез-

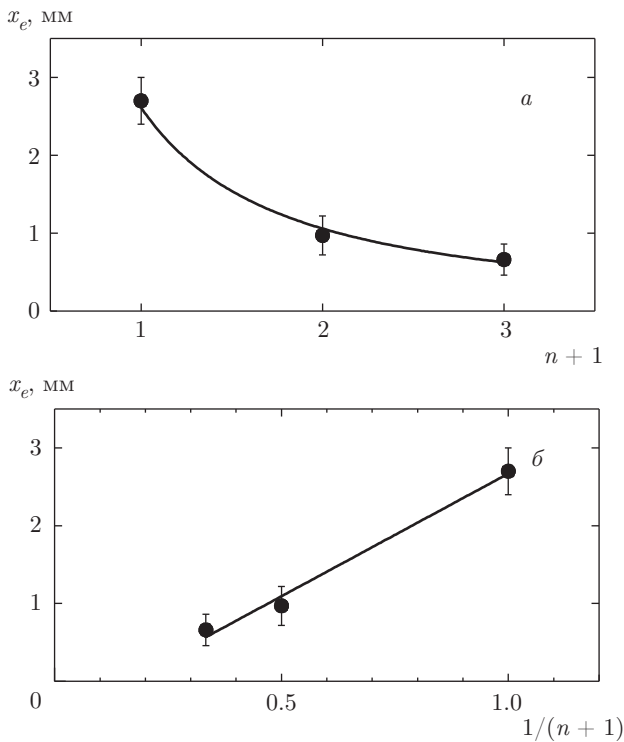


Рис. 13. Длина каналирования (в масштабе натурального логарифма) в волноводе Ру в зависимости от номера резонанса n в двух представлениях: а) как функция $n + 1$, б) как функция $1/(n + 1)$. Точки соответствуют экспериментальным данным, линия — подгонка

ный микропучок от паразитного фона, которым являются зеркально отраженный и прошедший мимо волновода пучки нейтронов. В работе [2] мы блокировали зеркально отраженный пучок с помощью поглощающего нейтроны кристалла GGG (Gallium–Germanium–Garnet) в виде острого лезвия, который был помещен на поверхность волновода. При этом удалось эффективно понизить фон до уровня примерно 10 % от интенсивности микропучка. Другой способ блокировки зеркально отраженного пучка состоит в том, что можно нанести узкую полоску поглотителя из порошка (например, Gd_2O_3) на поверхность волновода около выходного торца, как в работе [33]. Тогда фон от отраженного пучка снижается практически до нуля. Но при этом интенсивность микропучка уменьшается в зависимости от соотношения длины поглотителя и длины каналирования нейтронов. Можно подобрать волновод с такой длиной каналирования, что поглотитель будет блокировать паразитный отраженный пучок и не будет сильно уменьшать интенсивность полезного микропучка. В работе [14] на времяпролетном рефлектометре были одновременно зарегистрирова-

ны микропучки резонансов порядков $n = 0, 1, 2$. Таким образом, можно одновременно использовать микропучки нескольких резонансов для повышения эффективности экспериментов. Если в этом случае для уменьшения фона применять метод порошкового поглотителя на поверхности волновода, то нужно учитывать, что длина каналирования уменьшается с увеличением порядка резонанса. То есть при одной длине полоски поглотителя относительная интенсивность микропучков с поглотителем и без него будет уменьшаться быстрее с ростом порядка резонанса $n = 0, 1, 2, \dots$

В-третьих, знание длины каналирования полезно для оптимизации интенсивности микропучка. Теория каналирования нейтронов разработана, но конкретный вопрос получения максимальной интенсивности микропучка из торца волновода пока еще не рассматривался. Интуитивно понятно, что ключевую роль в этом может сыграть толщина верхнего туннелирующего слоя. Должен быть найден баланс между потоком нейтронов, который проходит внутрь волновода через верхний слой, и нейтронами, которые выходят обратно через верхний слой и выбывают из процесса каналирования. Отсюда может быть определена оптимальная толщина верхнего слоя, при которой интенсивность микропучка из торца волновода будет максимальной.

В заключение отметим, что в работе экспериментально измерена длина каналирования нейтронов в плоском волноводе в зависимости от толщины верхнего слоя и порядка резонанса. Получено, что длина каналирования нейтронов экспоненциально растет с увеличением толщины верхнего слоя в соответствии с предсказанием теории. Показано, что длина каналирования уменьшается с ростом номера резонанса в соответствии с обратно пропорциональной зависимостью, предсказанной теорией каналирования нейтронов в плоских волноводах.

Авторы признательны В. К. Игнатовичу и Т. Келлеру (Т. Keller) за полезные обсуждения, а также В. Л. Аксену и Ю. В. Никитенко за интерес к теме исследований. Работа выполнена при поддержке научного проекта ОИЯИ–Румыния № 209/10.04.2107, пункты 60 и 61.

ЛИТЕРАТУРА

1. F. Ott, in *Modern Developments in X-Ray and Neutron Optics. Springer Series in Optical Sciences*, Vol. 137 (2008), pp. 113–134.

2. С. В. Кожевников, F. Ott, J. Torrejón, M. Vázquez, and A. Thiaville, ФТТ **56**, 63 (2014).
3. M. Vazquez and A.-L. Adenot-Engelvin, J. Magn. Mang. Mater. **321**, 2066 (2009).
4. J. Torrejón, A. Thiaville, A. L. Adenot-Engelvin, M. Vázquez, and O. Acher, J. Magn. Magn. Mater. **323**, 283 (2011).
5. J. Yamasaki, J. Magn. Soc. Jpn. **16**, 14 (1992).
6. P. Thibaudeau, F. Ott, A. Thiaville, V. Dubuget, and F. Duverger, Europhys. Lett. **93**, 3700 (2011).
7. T. M. Rekveldt and W. H. Kraan, J. Magn. Magn. Mater. **329**, 105 (2013).
8. S. V. Kozhevnikov, A. Rühm, and J. Major, Crystallography Rep. **56**, 1207 (2011).
9. F. Ott, S. Kozhevnikov, A. Thiaville, J. Torrejon, and M. Vázquez, Nucl. Instrum. Meth. A **788**, 29 (2015).
10. F. Pfeiffer, V. Leiner, P. Høghøj, and I. Anderson, Phys. Rev. Lett. **88**, 055507 (2002).
11. F. Pfeiffer, P. Høghøj, I. S. Anderson, and V. Leiner, Proc. SPIE **4509**, 79 (2001).
12. S. V. Kozhevnikov, A. Rühm, F. Ott, N. K. Pleshonov, and J. Major, Physica B **406**, 2463 (2011).
13. S. Kozhevnikov, T. Keller, Yu. Khaydukov, F. Ott, A. Rühm, and J. Major, Phys. Procedia **42**, 80 (2013).
14. S. V. Kozhevnikov, V. K. Ignatovich, Yu. V. Nikitenko, F. Ott, and A. V. Petrenko, Pis'ma v Zh. Eksp. Teor. Fiz. **102**, 3 (2015).
15. С. В. Кожевников, В. К. Игнатович, А. В. Петренко, Ф. Раду, ЖЭТФ **150**, 1094 (2016).
16. V. L. Aksenov and Yu. V. Nikitenko, Physica B **297**, 101 (2001).
17. Ю. В. Никитенко, ЭЧАЯ **40**, 1682 (2009).
18. H. Zhang, P. D. Gallagher, S. K. Satija, R. M. Lindstrom, R. L. Paul, T. P. Russell, P. Lambooy, and E. J. Kramer, Phys. Rev. Lett. **72**, 3044 (1994).
19. V. L. Aksenov, Yu. V. Nikitenko, F. Radu, Yu. M. Gledenov, and P. V. Sedyshev, Physica B **276–278**, 946 (2000).
20. S. V. Kozhevnikov, F. Ott, E. Kentzinger, and A. Paul, Physica B **397**, 68 (2007).
21. S. V. Kozhevnikov, F. Ott, A. Paul, and L. Rosta, Eur. Phys. J. Spec. Topics **167**, 87 (2009).
22. В. Л. Аксёнов, Ю. В. Никитенко, С. В. Кожевников, Ф. Раду, Р. Круис, Т. Реквелдт, Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования **8**, 10 (2000).
23. F. Radu and V. K. Ignatovich, Physica B **292**, 160 (2000).
24. С. Ш. Шильштейн, В. И. Марухин, М. Каланов и др., Письма в ЖЭТФ **12**, 80 (1970).
25. С. Ш. Шильштейн, В. А. Соменков, В. П. Докашенко, Письма в ЖЭТФ **13**, 301 (1971).
26. D. E. Popov, V. V. Kaplin, and S. A. Vorobiev, Phys. Stat. Sol. (b) **96**, 263 (1979).
27. В. В. Воронин, Е. Г. Лапин, С. Ю. Семенихин, В. В. Федоров, Письма в ЖЭТФ **71**, 110 (2000).
28. А. В. Антонов, А. И. Исаков, В. И. Микеров, С. А. Старцев, Письма в ЖЭТФ **20**, 632 (1974).
29. А. А. Серёгин, ЖЭТФ **73**, 1634 (1977).
30. S. V. Kozhevnikov, Yu. N. Khaydukov, T. Keller, F. Ott, and F. Radu, Pis'ma v Zh. Eksp. Teor. Fiz. **103**, 38 (2016).
31. F. Radu, R. Abrudan, I. Radu, D. Schmitz, and H. Zabel, Nature Commun. **3**, 715 (2012).
32. V. K. Ignatovich and F. Radu, Phys. Rev. B **64**, 205408 (2001).
33. S. V. Kozhevnikov, V. K. Ignatovich, F. Ott, A. Rühm, and J. Major, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **144**, 733 (2013).
34. Ю. В. Никитенко, В. В. Проглядо, В. Л. Аксёнов, Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования **10**, 3 (2014).
35. S. V. Kozhevnikov, T. Keller, Yu. N. Khaydukov, F. Ott, A. Rühm, A. Thiaville, J. Torrejón, M. Vázquez, and J. Major, arXiv:1209.3889 (2012); <http://arxiv.org/abs/1209.3889>.