

КАНАЛИРОВАНИЕ НЕЙТРОНОВ В ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЯМЕ ПЛОСКОГО ВОЛНОВОДА

С. В. Кожевников^{a*}, Ю. Н. Хайдуков^{b,c}, Ф. Отт^d, Ф. Радю^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 6 октября 2017 г.

Исследуется каналирование нейтронов в трехслойном плоском волноводе с нейтронно-оптическим потенциалом в виде ямы. Регистрируются нейтроны, которые падают на поверхность образца, распространяются в среднем слое и выходят из торца волновода в виде узкого расходящегося микропучка. Измеряется параметр затухания нейтронной волны внутри волновода в зависимости от глубины потенциальной ямы. Экспериментальные результаты сравниваются с теорией.

DOI: 10.7868/S0044451018050036

свойствами используемых материалов или технологией их обработки.

1. ВВЕДЕНИЕ

Рассеяние нейтронов является мощным методом исследования магнитных систем, полимеров и биологических объектов. Это обусловлено особыми свойствами нейтронов: наличием собственного магнитного момента, высокой проникающей способностью и изотопной чувствительностью. В стандартном эксперименте используются нейтронные пучки шириной от 0.1 до 10 мм. Размер пучка определяет пространственное разрешение при исследовании локальных неоднородностей в объеме вещества. Для исследования объектов размером порядка 10 мкм требуются более узкие пучки нейтронов. С целью создания узких микропучков нейтронов разрабатываются различные фокусирующие устройства [1], которые позволяют достичь ширины пучка 50 мкм. Получить пучок меньшей ширины не удастся из-за ограничений, которые определяются физическими

Плоские волноводы являются более эффективными устройствами, которые преобразуют обычный пучок нейтронов в слегка расходящийся микропучок, сжатый в одном направлении до ширины 0.1–10 мкм. При этом волноводы позволяют сравнительно легко отделить полезный микропучок от паразитного фона, которым являются отраженный, преломленный и прошедший мимо пленки пучки нейтронов. В работе [2] поляризованный микропучок из волновода был впервые использован для пространственного сканирования аморфной магнитной проволоочки [3, 4], в которой существуют осевые и круговые домены согласно модели «ядро–оболочка» [5]. Был использован метод ларморовской прецессии спина нейтронов при пропускании пучка через образец [6, 7]. В эксперименте была применена комбинация немагнитного волновода и рефлектометра поляризованных нейтронов [8]. В обзоре [9] приведено сравнение различных методов получения нейтронных микропучков.

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

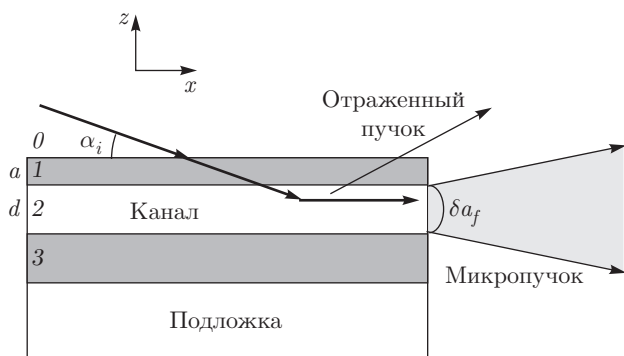


Рис. 1. Принцип действия плоского волновода

Исследования нейтронных микропучков из плоских волноводов достаточно широко освещены в литературе. На стационарных реакторах были получены неполяризованные [10, 11] и поляризованные [12, 13] микропучки нейтронов. С помощью метода времени пролета в работе [14] были одновременно зарегистрированы микропучки нейтронов различных длин волн и угловых распределений для резонансов порядков $n = 0, 1, 2$. Экспериментальная оценка собственной спектральной ширины нейтронных резонансов в плоском волноводе была получена в работе [15].

Нейтронные стоячие волны образуются в плоских волноводах при выполнении условий резонанса. Экспериментальные результаты по наблюдению нейтронных стоячих волн в пленках представлены в работах [16–22]. В работе [23] представлена теория нейтронных резонансов в волноводах. В работах [24, 25] нейтронные стоячие волны наблюдались в кристаллах.

Связанные состояния поперечного движения в каналах между плоскостями для разных углов падения электронов при каналировании электронов в монокристалле Si наблюдались в работе [26]. Похожая ситуация реализуется при дифракции Лауэ нейтронов в совершенном кристалле [27]. Нейтроны падают под углом Брэгга, формируя стоячие волны в направлении, перпендикулярном кристаллографическим плоскостям. Затем нейтронные волны распространяются вдоль кристаллографических плоскостей и выходят из торца кристалла.

В плоских волноводах наблюдается аналогичное явление. При условии резонанса нейтронная волна распространяется вдоль канала и выходит из торца в виде расходящегося узкого микропучка (рис. 1). Многослойный периодический интерференционный фильтр для ультрахолодных нейтронов был впервые рассчитан в работе [28]. Интерференционный

фильтр — нейтронный аналог интерферометра Фабри–Перо — был предложен и рассчитан в работе [29]. В работе [30] мы предложили новый чувствительный метод прямого определения намагниченности, который основан на каналировании поляризованных нейтронов в слабомагнитной пленке TbCo_5 . Такие пленки с редкоземельными элементами широко используются для развития новых методов магнитной записи и перемагничивания [31].

Теория каналирования нейтронов в плоских волноводах была описана в работе [32]. Было показано, что при распространении нейтронов вдоль канала плотность нейтронной волны экспоненциально затухает на некотором расстоянии, которое называется длиной каналирования. В работах [33, 34] экспериментально определенная длина каналирования составила порядка нескольких миллиметров. Из теории [32] следует, что длина каналирования нейтронов зависит от параметров волновода: толщин слоев, порядкового номера резонансов, ширины канала, глубины потенциальной ямы волновода и т. д. В работе [35] определена зависимость длины каналирования нейтронов от порядка резонанса $n = 0, 1, 2, \dots$ и толщины верхнего слоя a (рис. 1). Было показано, что длина каналирования уменьшается обратно пропорционально n , т. е. как $1/(n + 1)$, с увеличением порядка резонанса $n = 0, 1, 2$ и экспоненциально увеличивается с ростом толщины верхнего слоя a .

В настоящей работе мы экспериментально исследовали зависимость длины каналирования нейтронов от глубины потенциальной ямы нейтронно-оптического взаимодействия с волноводной структурой.

2. ТЕОРИЯ

Плоский нейтронный волновод представляет собой трехслойную структуру (рис. 1), которая имеет плотность длины рассеяния (ПДР) нейтронов ρ в виде потенциальной ямы (рис. 2). Верхний тонкий слой 1 и нижний толстый слой 3 имеют высокую ПДР, а средний толстый слой 2 имеет низкую величину ПДР. Нейтронный пучок в вакууме (среда 0) падает на поверхность волновода под малым углом скольжения α_i . Потом нейтроны туннелируют через верхний тонкий слой 1 толщиной a , попадают в средний слой 2 толщиной d и почти полностью отражаются от толстого нижнего слоя 3. Затем часть нейтронов туннелирует из среднего слоя через верхний слой и выходит из волновода через поверхность в виде отраженного в зеркальном на-

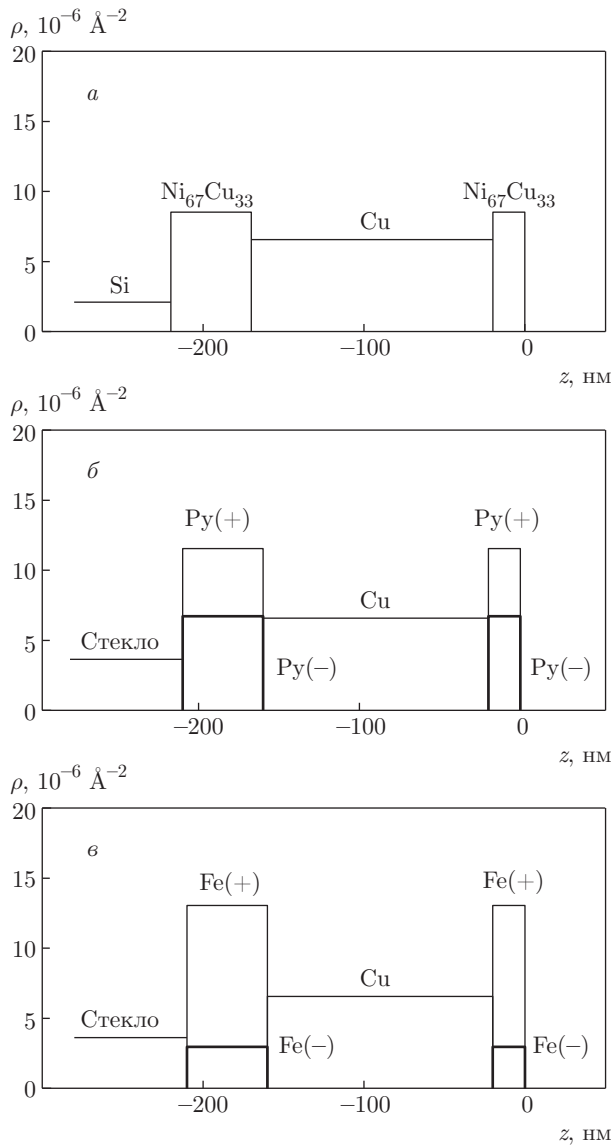


Рис. 2. ПДР волноводной структуры в зависимости от координаты z перпендикулярно слоям: а) $Ni_{67}Cu_{33}(20\text{ нм})/Cu(150)/Ni_{67}Cu_{33}(50)/Si(\text{подложка})$, б) $Pu(20\text{ нм})/Cu(140)/Pu(50)/\text{стекло}(\text{подложка})$, в) $Fe(20\text{ нм})/Cu(140)/Fe(50)/\text{стекло}(\text{подложка})$

правления 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 $\delta\alpha_f$ определяется условиями дифракции Фраунгофера на узкой щели шириной d и распределением нейтронной плотности в канале по координате z . Угловая рас-

ходимость микропучка нейтронов из торца волновода была экспериментально исследована в работах [10, 35].

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 $k_0 = 2\pi/\lambda$ на ось z перпендикулярно слоям волновода; λ — длина волны нейтронов; $k_{2z} = \sqrt{k_{0z}^2 - \rho_2}$ — волновой вектор нейтронов в волноводном слое; ρ_2 — ПДР волноводного слоя; 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.

Поскольку часть нейтронов выбывает из волноводного слоя через верхний слой, 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:

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

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 n , толщина верхнего слоя a , ширина канала d , глубина потенциальной ямы $\Delta\rho = \rho_1 - \rho_2$, где ρ_1 — ПДР верхнего слоя.

Коэффициент пропускания верхнего слоя зависит от толщины верхнего слоя как $T \approx \exp(-2k_{1z}a)$, где $k_{1z} = \sqrt{\rho_1 - k_{0z}^2}$ — проекция волнового вектора нейтронов в верхнем слое на ось z . Тогда выражение (2) можно переписать в виде

$$x_e \approx \exp\left(2a\sqrt{\rho_1 - k_{0z}^2}\right) / \sqrt{k_{0z}^2 - \rho_2}, \quad (3)$$

где k_{0z} определяется из условий резонанса (1). Здесь необходимо сделать важное замечание. Изменение параметров волновода (толщины верхнего слоя, ширины канала, порядка резонанса, плотности длины

рассеяния) приводит к изменению волнового вектора k_{0z} согласно условиям резонанса (1). Тогда в выражениях (2) и (3) длина каналирования будет зависеть не только от параметров волновода, но и от изменяющегося волнового вектора k_{0z} . Это означает, что нельзя найти точное аналитическое решение зависимости длины каналирования от какого-то одного параметра волновода. Для точного решения необходимо проводить численные расчеты по теории резонансов и каналирования. Но можно рассмотреть качественные предсказания теории. Из выражения (3) следует, что длина каналирования должна возрастать при увеличении ПДР верхнего слоя ρ_1 и уменьшении ПДР волноводного слоя ρ_2 . Другими словами, длина каналирования должна увеличиваться при увеличении глубины потенциальной ямы волновода $\Delta\rho = \rho_1 - \rho_2$.

В данной работе мы фиксировали ПДР волноводного слоя ρ_2 и меняли ПДР внешних слоев $\rho_1 = \rho_3$, что приводило к изменению глубины потенциальной ямы волновода $\Delta\rho = \rho_1 - \rho_2$ (рис. 2). Далее мы рассмотрим экспериментальные результаты.

3. ЭКСПЕРИМЕНТ

Были исследованы три образца с волноводным слоем меди и внешними слоями из других материалов (рис. 2).

1. $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}$ (20 нм)/Cu(150)/ $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}$ (50)//Si(подложка).

Материал Ni(67 ат. %)Cu(33 ат. %) является немагнитным при комнатной температуре и обладает самой высокой величиной ПДР среди немагнитных материалов (рис. 2а). Размеры подложки составляли $25 \times 25 \times 1$ мм³.

2. Pu (20 нм)/Cu(140)/ Pu (50)//стекло(подложка). Размеры подложки составляли $30 \times 30 \times 5$ мм³. Пермаллой Pu представляет собой магнитный сплав Fe(20.6 ат. %)Ni(79.4 ат. %) с намагниченностью насыщения 10.0 кГс. На рис. 2б тонкой линией показана ПДР пермаллоя для спина нейтронов (+) вдоль намагниченности и толстой линией — для спина (-) против вектора намагниченности. Можно видеть, что для нейтронов со спином (+) наблюдается глубокая потенциальная яма, а для нейтронов со спином (-) потенциальная яма практически исчезает.

3. Fe (20 нм)/Cu(140)/ Fe (50)//стекло(подложка). Размеры подложки равны $30 \times 30 \times 5$ мм³. Намагниченность насыщения Fe составляет 21.59 кГс. На рис. 2в можно видеть, что для нейтронов со спи-

ном (+) ПДР имеет вид глубокой потенциальной ямы, а для нейтронов со спином (-) образуется не яма, а барьер небольшой высоты.

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 Å. Нейтронный пучок регистрировался газовым ³He двумерным позиционно-чувствительным детектором с пространственным разрешением 3 мм. Угловая расходимость начального пучка определялась первой диафрагмой после монохроматора и самим образцом, который играл роль второй диафрагмы. Расстояние от первой диафрагмы до образца составляло 2200 мм, а от образца до детектора — 2400 мм. Перед образцом на расстоянии 200 мм располагалась диафрагма шириной 0.7 мм, которая использовалась для уменьшения фона и не влияла на коллимацию входного пучка. Для образцов NiCu/Cu/NiCu и $\text{Pu}/\text{Cu}/\text{Pu}$ ширина первой диафрагмы была равна 0.35 мм (угловая расходимость пучка 0.01°), а степень монохроматизации пучка составляла 2% (полная ширина на половине высоты). Для образца Fe/Cu/Fe ширина первой диафрагмы составляла 0.2 мм (угловая расходимость пучка 0.006°), а степень монохроматизации была равна 1%.

Для немагнитного образца использовался неполяризованный пучок нейтронов, а для магнитных образцов — поляризованный пучок. Внешнее магнитное поле было приложено параллельно плоскости пленки. В этом поле образец однородно намагничен до насыщения, а намагниченность направлена в плоскости пленки вдоль приложенного поля. Величина напряженности внешнего магнитного поля была равна 1.0 кЭ для образца $\text{Pu}/\text{Cu}/\text{Pu}$ и 1.5 кЭ для образца Fe/Cu/Fe. Поляризующая эффективность поляризатора на суперзеркале составляла 97%.

На рис. 3а представлена интенсивность поляризованного пучка нейтронов, зеркально отраженного от магнитного волновода Fe/Cu/Fe, в зависимости от угла скольжения начального пучка. Темные и светлые точки относятся к спину нейтронов (+) и (-) соответственно. Критические углы полного отражения равны 0.33° для спина (-) и 0.50° для спина (+).

На рис. 3б показана интенсивность микропучка нейтронов из торца волновода в зависимости от угла скольжения начального пучка. Темные и светлые точки соответствуют начальному поляризованному пучку (+) и (-). Пики интенсивности микропучка для резонансов $n = 0, 1, 2, 3$ для спина (+) хоро-

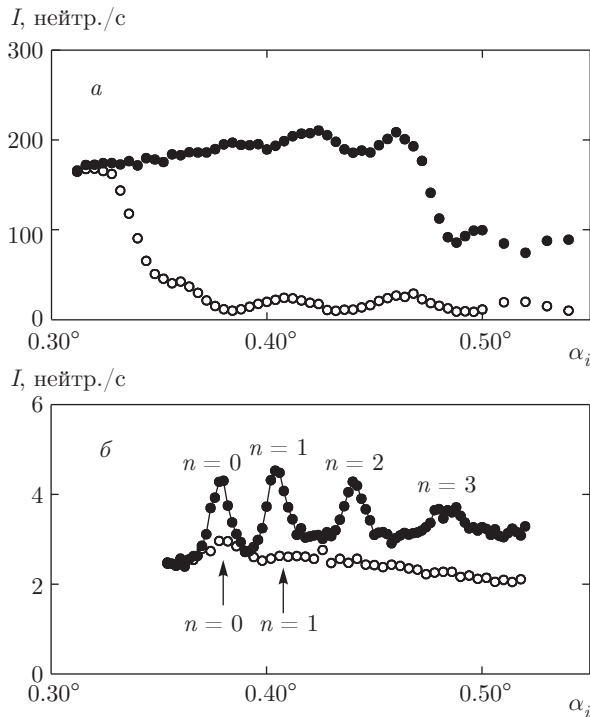


Рис. 3. а) Интенсивность нейтронов, зеркально отраженных от волновода Fe(20 нм)/Cu(140)/Fe(50)/стекло(подложка), в зависимости от угла скольжения падающего пучка. Темные символы отвечают спину (+), светлые символы — спину (-). б) Интенсивность микропучка в зависимости от угла скольжения начального пучка. Темные символы соответствуют спину (+), светлые символы — спину (-). Индексами $n = 0, 1, 2, 3$ показаны максимумы интенсивности для соответствующих резонансов. Стрелками указаны резонансы для спина (-)

шо видны, поскольку находятся в области полного отражения. А интенсивность микропучка для резонансов $n = 0$ и $n = 1$ для спина (-) очень мала, потому что резонансы расположены вне области полного отражения. Почти все нейтроны со спином (-) проходят через нижний слой и преломляются в подложке, поэтому не участвуют в процессе каналирования и выбывают из микропучка. На рис. 3а можно видеть, что интенсивность зеркально отраженного пучка (+) в области полного отражения равна около 200 нейтр./с. А интенсивность микропучка (+) на рис. 3б за вычетом фона равна примерно 2 нейтр./с. Таким образом, интенсивность микропучка в данном случае составляет порядка 10^{-2} от интенсивности начального пучка. Интенсивность зеркально отраженного пучка определяется размерами образца, а интенсивность микропучка зависит от физических свойств волновода вблизи выходного торца. Поэтому соотношение интенсивностей падающего пучка

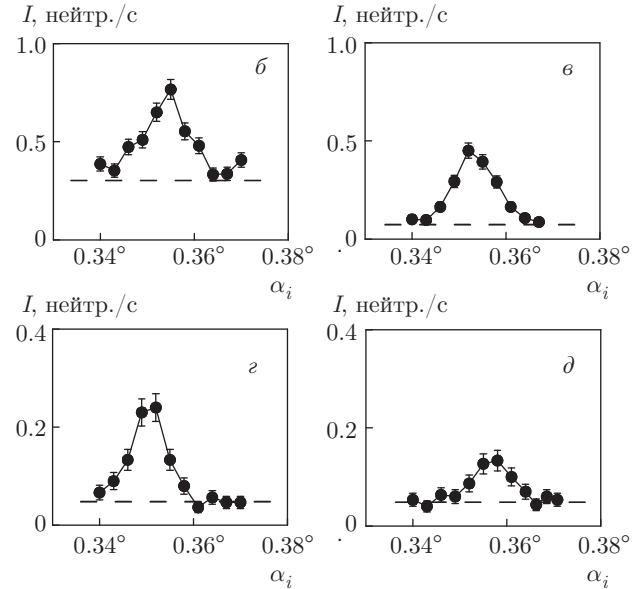
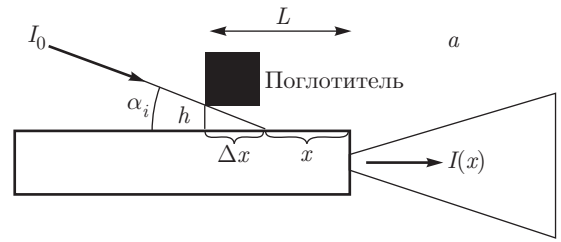


Рис. 4. Схема измерения длины каналирования с помощью поглощающего нейтроны бруска из борированного алюминия (а). Интенсивность микропучка из торца волновода Fe/Cu/Fe в зависимости от угла скольжения начального пучка при различных расстояниях L : без поглотителя (б), 2.0 мм (в), 3.5 мм (г), 5.0 мм (д). Штриховой линией показан уровень фона

нейтронов на входе и микропучка на выходе волновода сильно зависит от условий конкретного эксперимента.

В данной работе мы измеряли длину каналирования для резонанса $n = 0$. На рис. 4а представлена схема эксперимента. На поверхность пленки вблизи выходного торца помещался брусок размерами $1 \times 1 \times 38$ мм³ или $2 \times 2 \times 38$ мм³. Брусок изготовлен из твердого материала бораль (алюминий с поглощающим нейтроны бором). Брусок сечением 1×1 мм² использовался для образцов NiCu/Cu/NiCu и Pu/Cu/Pu с малой длиной каналирования порядка 1–2 мм, а сечением 2×2 мм² — для образца Fe/Cu/Fe с большой длиной каналирования более 3 мм. Несовершенство поверхности (шероховатость и кривизна) приводит к тому, что между поверхностью образца и бруском имеется воздушный зазор со средней высотой h . По этой причине при

расстоянии L от выходного края образца до переднего края бруска под бруском возникает освещенная область поверхности образца длиной Δx . На рис. 4а можно видеть, что длина неосвещенной части поверхности образца равна $x = L - \Delta x$. На величину параметра Δx влияет как высота воздушного зазора, так и точность установки бруска борала параллельно выходному краю волновода. Для данного метода измерения длины каналирования нейтронов вообще не нужно знать величину воздушного зазора, а величина Δx определяется экспериментально.

Методика эксперимента состоит в следующем. С помощью микрометрического винта брусок борала плавно и точно передвигается от выходного края образца, затем детектором регистрируется интенсивность микропучка для данного положения L . При каком-то положении бруска интенсивность микропучка начинает уменьшаться по сравнению с интенсивностью микропучка при полностью освещенной поверхности. Далее интенсивность микропучка $I(L)$ экспоненциально (или линейно в масштабе натурального логарифма) уменьшается с увеличением расстояния L . В масштабе натурального логарифма экспериментальные точки интенсивности микропучка без поглотителя и с поглотителем должны лежать на одной прямой, если отложить их в зависимости от длины неосвещенной области x . Из условия равенства интенсивности $I(x = 0)$ при полной освещенной поверхности и интенсивности $I(L = L')$ в точке, где интенсивность микропучка только начинает уменьшаться, находят экспериментальную величину Δx , на которую сдвигается вся кривая $I(L)$ по оси абсцисс. Далее из поправленных таким образом экспериментальных данных определяется длина неосвещенной поверхности образца x , при которой интенсивность микропучка уменьшается в e раз относительно интенсивности микропучка при полностью освещенной поверхности. Это и есть экспериментальная величина длины каналирования нейтронов x_e .

В работе [33] для определения длины каналирования применялся поглотитель из порошка Gd_2O_3 , который насыпался на поверхность образца в виде полоски. В работе [36] мы описали экспериментальную установку и провели сравнение различных методов определения длины каналирования. Основным выводом состоит в том, что порошковый поглотитель позволяет более эффективно подавлять фон, но его приходится менять каждый раз при изменении ширины полосы, и такой поглотитель очень трудно применить для измерения малой длины каналирования менее 1 мм. Поглотитель из борала дает боль-

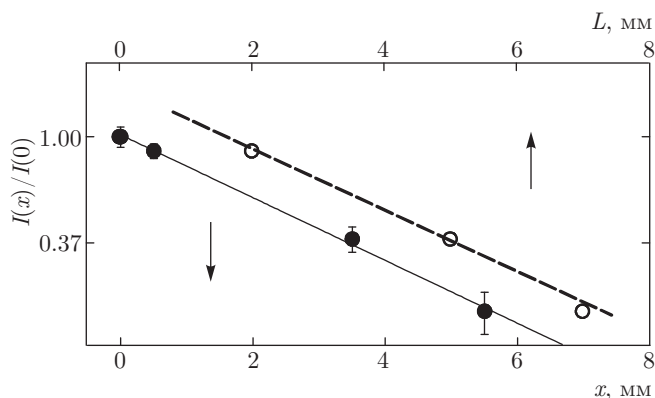


Рис. 5. Нормированная интенсивность (в масштабе натурального логарифма) в зависимости от расстояния L (светлые символы и верхняя шкала) между выходным торцом образца Fe/Cu/Fe и передним краем бруска поглотителя и от длины x неосвещенной части поверхности образца (темные символы и нижняя шкала)

ший уровень фона по сравнению с порошком, но его легко двигать вдоль поверхности пленки и можно использовать для волноводов с малой длиной каналирования, менее 1 мм.

На рис. 4б-д показана интенсивность микропучка резонанса $n = 0$ нейтронов со спином (+) для волновода Fe/Cu/Fe как функция угла скольжения падающего пучка в зависимости от расстояния L . Можно видеть, что уровень фона (штриховая линия) с поглотителем ниже, чем без поглотителя. Также можно заметить, что интенсивность микропучка уменьшается с увеличением расстояния L .

Интегральная интенсивность микропучка приведена на рис. 5 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 без поглотителя и показана в масштабе натурального логарифма. Светлые символы соответствуют экспериментальным данным без поправок. Можно видеть, что экспериментальные данные описываются прямой линией, которая пересекает уровень 1.00 при $L' \approx 1.8$ мм. Это соответствует величине Δx освещенной части поверхности пленки под бруском из-за наличия воздушного зазора. Затем экспериментальные точки сдвигаются по шкале L влево на одинаковую величину так, чтобы они описывались прямой, которая проходит через точку с единичной нормированной интенсивностью при $L = 0$. Темными символами показаны экспериментальные данные с поправкой. Проведенная через эти

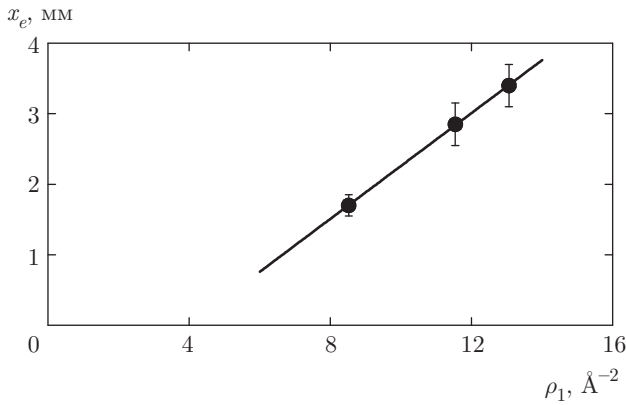


Рис. 6. Длина каналирования нейтронов в зависимости от величины ПДР верхнего слоя волноводов ρ_1 . Точки — эксперимент, линия — подгонка по методу наименьших квадратов

точки прямая пересекает уровень 0.37 (уменьшение интенсивности микропучка в e раз) при значении x , которое на нижней шкале соответствует экспериментальной величине длины каналирования x_e . Экспериментальная ошибка длины каналирования определяется крайними траекториями прямых линий, проведенных с учетом статистических ошибок. На рис. 5 сплошной прямой линией показана подгонка экспериментальных данных методом наименьших квадратов, где параметр подгонки равен экспериментальной величине длины каналирования нейтронов. Можно видеть, что в масштабе натурального логарифма зависимость является линейной.

Определенная из рис. 5 экспериментальная величина длины каналирования в волноводе Fe/Cu/Fe равна $x_e = 3.4 \pm 0.3$ мм. В работе [35] была экспериментально определена длина каналирования в волноводе NiCu/Cu/NiCu для резонанса $n = 0$: $x_e = 1.7 \pm 0.2$ мм. В той же работе [35] была определена длина каналирования в волноводе Ru/Cu/Ru для резонанса $n = 0$ нейтронов со спином (+): $x_e = 2.7 \pm 0.3$ мм.

Для анализа полученных экспериментальных данных мы взяли табличные значения ПДР слоев:

$$\begin{aligned} \rho(\text{Cu}) &= 6.577 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2}, \\ \rho(\text{Ni}_{0.67}\text{Cu}_{0.33}) &= 8.519 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2}, \\ \rho^+(\text{Ru}) &= 11.641 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2}, \\ \rho^+(\text{Fe}) &= 13.025 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2}. \end{aligned}$$

На рис. 6 приведена экспериментально измеренная длина каналирования нейтронов в зависимости от ПДР верхнего слоя ρ_1 при фиксированной

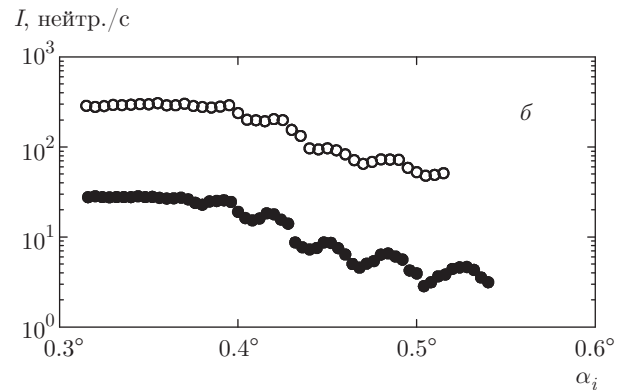
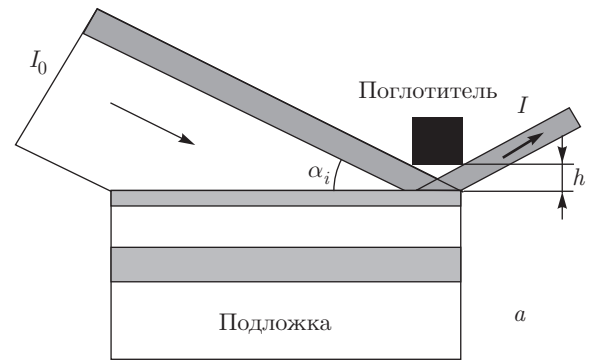


Рис. 7. Метод определения высоты воздушного зазора под поглотителем. а) Схема эксперимента. б) Зависимость интенсивности зеркально отраженного пучка как функция угла скольжения начального пучка (светлые точки — без поглотителя, темные точки — с поглотителем)

ПДР волноводного слоя меди ρ_2 . Точками показаны экспериментальные данные, а сплошной линией — подгонка линейной функцией по методу наименьших квадратов. Можно видеть, что экспериментальные результаты на рис. 6 качественно подтверждают предсказания теории (3). С ростом глубины потенциальной ямы волновода увеличивается длина каналирования нейтронов, при этом зависимость описывается линейной функцией.

Приведем дополнительную информацию, которая напрямую не связана с целью данной работы, но интересна с точки зрения методики эксперимента. Высоту воздушного зазора под бруском борала можно оценить двумя методами. Первый способ — по длине освещенной области поверхности волновода под поглотителем, полученной экспериментально из зависимости интенсивности микропучка от положения бруска: $h \approx \Delta x \alpha_{i0}$. При угле скольжения падающего пучка $\alpha_{i0} = 0.37^\circ$ для резонанса $n = 0$ (рис. 3б) и $\Delta x = 1.8$ мм (рис. 5), высота воздушного зазора для бруска сечением 2×2 мм² равна 12 мкм.

Второй способ оценки высоты воздушного зазора — по зеркальному отражению нейт-

ронов без поглотителя и с поглотителем на поверхности, который был продемонстрирован нами в работе [37]. На рис. 7а показана схема эксперимента. На поверхность волновода $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}$ (20 нм)/Cu(150)/ $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}$ (50)//Si(подложка) с размерами подложки $25 \times 25 \times 1$ мм³ помещается брусок поглотителя из борала сечением 1×1 мм². Пучок нейтронов падает на поверхность образца. Благодаря воздушному зазору между бруском и пленкой часть нейтронов проходит под поглотителем и отражается в зеркальном направлении. Отношение интенсивностей зеркально отраженных нейтронов при определенном угле скольжения с поглотителем и без него дает отношение высоты воздушного зазора к ширине начального пучка (или длине засвеченной поверхности под поглотителем к полной длине образца). На рис. 7б приведена интенсивность зеркально отраженных нейтронов без поглотителя (светлые точки) и с поглотителем (темные точки) в зависимости от угла скольжения начального пучка. При угле скольжения начального пучка $\alpha_{i0} = 0.36^\circ$ для резонанса $n = 0$ интенсивность отраженных нейтронов равна 26.7 и 290 нейтр./с с поглотителем и без него соответственно. Тогда высота воздушного зазора $h \approx (I/I_0)\alpha_{i0}l$ при длине образца $l = 25$ мм составляет величину $h = 14$ мкм. Отсюда можно оценить длину засвеченной поверхности под бруском $\Delta x \approx h/\alpha_{i0}$: $\Delta x = 2.2$ мм. Это близко к значению $\Delta x = 1.8$ мм (соответствующая этой величине высота зазора равна $h = 11$ мкм), которое было получено в работе [35] при измерении длины каналирования методом регистрации микропучка, как на рис. 5. Таким образом, под поглотителем из борала образуется воздушный зазор высотой порядка 10 мкм, который приводит к засвечиванию области поверхности волновода длиной около 1.8 мм при углах скольжения около 0.4° . Знание полученных величин помогает при планировании экспериментов с микропучком. Например, если брусок поглотителя сечением 1×1 мм² поместить на поверхность волновода на краю у выходного торца, то поверхность образца освещается полностью, а интенсивность зеркально отраженного пучка будет подавлена в 10 раз. Такая конфигурация позволяет в два раза уменьшить фон в области микропучка, что улучшает качество экспериментальных данных и повышает эффективность измерений.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследована длина каналирования нейтронов в плоском волноводе в зависимости от глу-

бины потенциальной ямы трехслойной волноводной структуры. Был применен разработанный нами экспериментальный метод прямого определения длины каналирования. Для этого на горизонтальную поверхность пленки помещался поглотитель нейтронов в виде узкого бруска из твердого материала бораль. Затем измерялась интенсивность вышедшего из торца волновода микропучка нейтронов как функция положения поглотителя относительно выходного торца. Таким способом определялся параметр экспоненциального затухания интенсивности микропучка нейтронов в зависимости от длины неосвещенной поверхности волновода под поглотителем.

Были исследованы три волноводные структуры $\text{Ni}_{0.67}\text{Cu}_{0.33}/\text{Cu}/\text{Ni}_{0.67}\text{Cu}_{0.33}$, $\text{Pu}/\text{Cu}/\text{Pu}$ и $\text{Fe}/\text{Cu}/\text{Fe}$, в которых средний слой Cu с низкой величиной ПДР был одинаковым для всех образцов, а внешние слои с высокой ПДР были выполнены из разных материалов $\text{Ni}_{0.67}\text{Cu}_{0.33}$, Pu и Fe. Было получено, что длина каналирования нейтронов растет линейно в зависимости от величины ПДР внешних слоев при фиксированной величине ПДР волноводного слоя. Это качественно подтверждает предсказания теории каналирования нейтронов в плоских волноводах.

Мы надеемся, что результаты работы могут быть полезны как для более полного понимания нейтронно-оптических явлений в слоистых структурах, так и для практических целей: оптимизации интенсивности микропучка, улучшения фоновых условий в экспериментах с микропучком, развития новых методов исследования слоистых структур на основе явления каналирования нейтронов.

Авторы благодарят В. К. Игнатовича и Т. Келлера (Т. Keller) за полезные обсуждения, а также В. Л. Аксёнова 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 (2008), Vol. 137, pp. 113–134.
2. С. В. Кожевников, F. Ott, J. Torrejón, M. Vázquez, 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. Mag. Mag. 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. Torrejón, 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. Hoghoj, I. S. Anderson, and V. Leiner, *Proc. SPIE* **4509**, 79 (2001).
12. S. V. Kozhevnikov, A. Rühm, F. Ott, N. K. Pleshanov, 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. Special 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. Докашненко, *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. Фёдоров, *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, *Письма в ЖЭТФ* **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, *ЖЭТФ* **144**, 733 (2013).
34. Ю. В. Никитенко, В. В. Пролядо, В. Л. Аксёнов, *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования* **10**, 3 (2014).
35. С. В. Кожевников, В. Д. Жакетов, Ю. Н. Хайдуков, Ф. Отт, Ф. Раду, *ЖЭТФ* **152**, 1192 (2017).
36. S. V. Kozhevnikov, T. Keller, Yu. N. Khaydukov, F. Ott, and F. Radu, *Nucl. Instrum. Meth. A* **875**, 177 (2017).
37. S. V. Kozhevnikov, T. Keller, Yu. N. Khaydukov, F. Ott, A. Rühm, A. Thiaville, J. Torrejón, M. Vázquez, and J. Major, *arXiv:1209.3889*.