

НЕЙТРОННЫЙ МИКРОПУЧОК ИЗ ПЛОСКОГО ВОЛНОВОДА

С. В. Кожевников^{a*}, В. Д. Жакетов^a, Ф. Раду^{b**}

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

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

Поступила в редакцию 14 марта 2018 г.

Плоский волновод представляет собой трехслойную пленку, которая преобразует обычный пучок нейтронов в узкий расходящийся микропучок. Регистрируются нейтроны, которые падают на поверхность пленки, распространяются вдоль среднего слоя и выходят из его торца. Исследуется угловая расходимость микропучка в зависимости от ширины волноводного слоя и длины волны нейтронов. Экспериментальные результаты сравниваются с расчетами.

DOI: 10.1134/S0044451018100024

1. ВВЕДЕНИЕ

Рассеяние нейтронов является мощным неразрушающим методом исследования полимеров, биологических объектов и магнитных структур благодаря особым свойствам нейтронов: высокой проникающей способности, изотопной чувствительности и наличию собственного магнитного момента. При этом характерными особенностями источников нейтронов являются сравнительно низкая интенсивность и большая расходимость пучка. В отличие от них, синхротронные источники рентгеновского излучения производят коллимированные пучки высокой интенсивности, сильно взаимодействующие с веществом и обладающие низкой проникающей способностью. Различие свойств нейтронов и рентгеновских лучей приводит к тому, что они являются взаимодополняющими методами исследований. В частности, поляризованные нейтроны используются для пространственного сканирования магнитных неоднородностей в объеме вещества, что является недоступным для рентгеновского излучения. При этом пространственное разрешение определяется размерами нейтронного пучка.

В стандартном эксперименте используются нейтронные пучки шириной от 0.1 до 10 мм. Чтобы изучать локальные неперiodические структу-

ры в масштабе микрометров, необходимо иметь очень узкие пучки. С этой целью разрабатываются различные фокусирующие устройства (преломляющие линзы, дифракционные решетки, изогнутые кристаллы-монокроматоры и др.) [1], которые способны сфокусировать нейтронный пучок и уменьшить его ширину до 50 мкм. Меньшей ширины пучка не удается достичь из-за ограничений, которые определяются физическими свойствами используемых материалов и технологией их обработки. Более эффективными фокусирующими устройствами являются плоские волноводы, которые преобразуют обычный пучок нейтронов в микропучок, сжатый в одном направлении до ширины 0.1–10 мкм. 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 по модели «ядро–оболочка» [5]. Был применен метод ларморовской прецессии спина нейтронов при пропускании пучка через образец [6, 7]. В эксперименте была использована комбинация немагнитного волновода и рефлектометра поляризованных нейтронов [8].

На рис. 1 показана геометрия эксперимента. Начальный коллимированный пучок нейтронов падает на поверхность волновода под малым углом скольжения α_i и туннелирует через тонкий верхний слой, затем распространяется вдоль среднего слоя толщиной $d \approx 100$ нм как в канале и выходит из торца волновода в виде микропучка с угловой расходимо-

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

** F. Radu

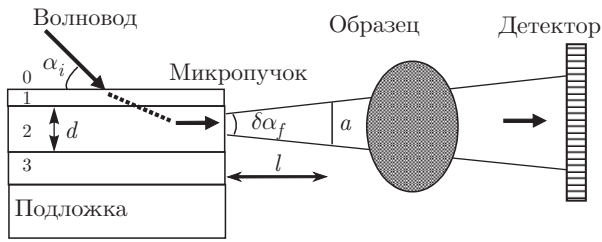


Рис. 1. Схема эксперимента с микропучком из плоского волновода: 0 — вакуум; 1 — верхний туннелирующий слой; 2 — средний волноводный слой; 3 — нижний отражающий слой

стью $\delta\alpha_f$. Исследуемый образец помещается на выходе из торца как можно ближе к волноводу, чтобы сохранить минимальную ширину a микропучка. Но практически образец располагается не вплотную к волноводу, а на некотором расстоянии $l \approx 1$ мм, что значительно больше ширины среднего слоя волновода: $l \gg d$. Тогда ширина микропучка определяется его угловой расходимостью $\delta\alpha_f$ и расстоянием до образца как $a \sim l\delta\alpha_f$. Основной вклад в угловую расходимость микропучка вносит дифракция Фраунгофера на узкой щели, которой является средний слой волновода:

$$\delta\alpha_F \sim \lambda/d, \quad (1)$$

где λ — длина волны нейтронов. Как видно из выражения (1), вклад дифракции Фраунгофера прямо пропорционален длине волны λ нейтронов и обратно пропорционален ширине d волноводного слоя. Таким образом, для сохранения минимальной ширины микропучка необходимо уменьшать длину волны нейтронов, увеличивать ширину волноводного слоя и располагать исследуемый образец как можно ближе к выходному торцу волновода.

Нейтронные волноводы для фокусировки пучка пока не так хорошо развиты, как рентгеновские. Это связано со свойствами нейтронного излучения. Расходящиеся нейтронные пучки слабо взаимодействуют с веществом, поэтому их труднее фокусировать, чем пучки синхротронного рентгеновского излучения. При фокусировке пучка и без того невысокая интенсивность нейтронов значительно уменьшается, что в настоящее время является препятствием для широкого использования нейтронных микропучков из плоских волноводов. Но ввод в эксплуатацию новых мощных источников испарительных нейтронов (spallation neutron sources) на основе ускорителей позволяет надеяться, что нейтронные микропучки

будут более востребованы для исследования материалов.

Впервые слоистый волновод для получения нейтронного микропучка из торца волноводного слоя был рассмотрен теоретически в 1973 г. в работе [9]. Идея пришла из оптических волноводов, в которых луч лазера вводился внутрь волновода с помощью преломляющей призмы. Поэтому такие волноводы называются резонаторными волноводами типа призмы (prism-like resonant beam coupler) в отличие от резонатора простого типа (simple resonant beam-coupler), как на рис. 1. Впервые поляризованный нейтронный микропучок из торца был получен в 1998 г. в работе [10] для волновода типа призмы. Волноводы типа призмы имеют сложную структуру, поэтому и не нашли дальнейшего применения. Более эффективными оказались волноводы простого типа (рис. 1). Из торца волновода простого типа были получены неполяризованный [11, 12] и поляризованный [13] микропучки нейтронов. В работах [11, 12] был использован начальный нейтронный пучок с фиксированной длиной волны. Экспериментально было измерено распределение интенсивности микропучка в зависимости от угла скольжения рассеянного пучка, которое соответствовало теоретическим расчетам.

В работе [14] на времяпролетном рефлектометре РЕМУР [15] была зарегистрирована система нейтронных микропучков из плоского волновода. Была экспериментально измерена угловая расходимость микропучка нейтронов в зависимости от длины волны нейтронов при фиксированной ширине волноводного слоя. Экспериментальные результаты подтвердили теоретическую зависимость $\delta\alpha_F \propto \lambda$. Цель настоящего исследования состоит в экспериментальном определении вклада фраунгоферовой дифракции в угловую расходимость микропучка в зависимости от ширины волноводного слоя, $\delta\alpha_F \propto 1/d$. При этом используется тот же времяпролетный рефлектометр РЕМУР.

Для более ясного понимания рассмотрим основные положения теории нейтронных резонансов в тонких пленках [16]. На рис. 2а показана плотность длины рассеяния нейтронов (ПДР) для волноводной структуры $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}$ (20 нм)/ Cu (150 нм)/ $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}$ (50 нм)// Si (подложка) в зависимости от координаты z перпендикулярно слоям. Материал Ni (67 ат.%) Cu (33 ат.%) является немагнитным при комнатной температуре и обладает высоким значением ПДР нейтронов, а для волноводного слоя Cu значение ПДР меньше. Таким образом,

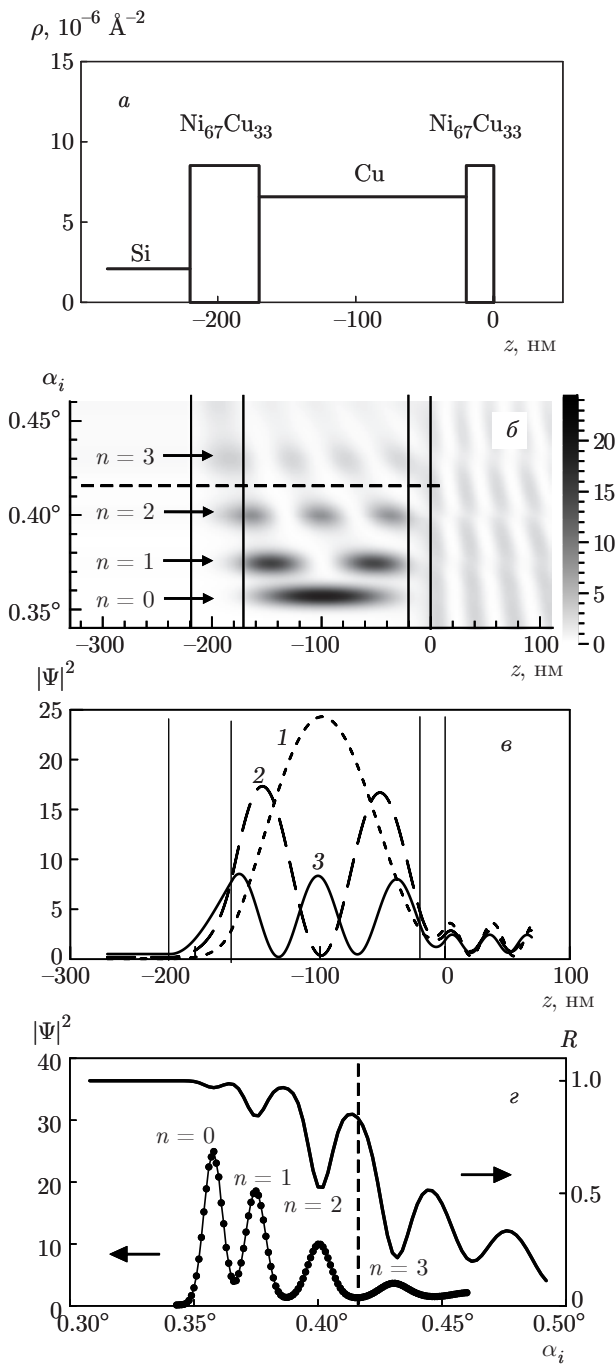


Рис. 2. Расчеты для волноводной структуры $Ni_{67}Cu_{33}(20 \text{ нм})/Cu(150 \text{ нм})/Ni_{67}Cu_{33}(50 \text{ нм})/Si$ (подложка) при фиксированной длине волны нейтронов 4.26 \AA : *a* — ПДР в зависимости от координаты z перпендикулярно слоям волновода; *б* — плотность волновой функции нейтронов в зависимости от координаты z и угла скольжения начального пучка; *в* — плотность волновой функции нейтронов в зависимости от координаты z для резонансов $n = 0$ (1), 1 (2), 2 (3); *г* — плотность волновой функции нейтронов и коэффициент отражения в зависимости от угла скольжения начального пучка

ПДР имеет вид потенциальной ямы. Нейтронный пучок (см. рис. 1) падает на поверхность пленки в вакууме (среда 0) под малым углом скольжения α_i , туннелирует через тонкий верхний слой (среда 1) и попадает в средний слой (среда 2). Далее нейтроны почти полностью отражаются от нижнего толстого слоя (среда 3). Затем часть нейтронов туннелирует обратно через верхний слой и выходит наружу из волновода в направлении зеркально отраженного пучка. Другая часть нейтронов отражается от верхнего слоя и остается внутри среднего слоя. В результате многократного отражения нейтронов от верхнего и нижнего слоев внутри среднего слоя образуются усиленные нейтронные стоячие волны с плотностью $|\Psi_n(\alpha_i, z)|^2 > 4$. В этом случае трехслойная структура, по определению, является резонатором. Если в среднем слое в результате когерентного сложения падающей и отраженной волн образуются простые стоячие нейтронные волны с плотностью $|\Psi_n(\alpha_i, z)|^2 \leq 4$, то такая структура, по определению, называется волноводом.

Однако такое формальное разделение резонаторов и волноводов имеет свои недостатки. Во-первых, коэффициент резонансного усиления нейтронной плотности в слоистой структуре зависит от качества изготовления структуры (шероховатости слоев, однородности плотности вещества и т. п.), степени коллимации и монохроматизации нейтронного пучка, коэффициента поглощения и т. д. Вполне возможно, что коэффициент усиления нейтронной плотности в резонаторе окажется меньше 4 из-за несовершенства структуры. Во-вторых, нейтронные волноводы с коэффициентом усиления, меньшим 4, не используются на практике. В-третьих, за некоторыми трехслойными резонансными структурами с ПДР нейтронов в виде потенциальной ямы давно закрепилось специальное название «интерференционные фильтры». Поэтому предлагается классифицировать трехслойные структуры по цели их применения. Если цель эксперимента состоит в использовании резонансного усиления нейтронной плотности внутри трехслойной пленки, то такие структуры можно называть резонаторами. Если целью эксперимента является использование распространения нейтронной волны вдоль слоев, то такие структуры можно называть волноводами.

При выполнении периодических условий для фазы нейтронной волны в среднем слое шириной d ,

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

происходит резонансное усиление плотности волновой функции нейтронов

$$|\Psi_n(\alpha_i, z)|^2 = \frac{|T_{02}|}{|1 - R_{21}R_{23} \exp(2ik_{2z}d)|}, \quad (3)$$

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, $k_{2z} = \sqrt{k_{0z}^2 - \rho_2}$ — волновой вектор нейтронов в волноводном слое, ρ_2 — ПДР волноводного слоя, T_{02} — амплитуда пропускания нейтронов через верхний слой, 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. На рис. 2б показана рассчитанная для длины волны 4.26 \AA плотность волновой функции нейтронов $|\Psi_n(\alpha_i, z)|^2$ в зависимости от угла скольжения начального пучка α_i и координаты z . Видны максимумы плотности волновой функции нейтронов при определенных значениях угла скольжения α_{in} , где $n = 0, 1, 2, \dots$ — порядок резонанса. На рис. 2в представлена зависимость плотности волновой функции нейтронов от координаты z при углах скольжения начального пучка α_{in} , соответствующих порядкам резонансов $n = 0$ (кривая 1), $n = 1$ (кривая 2) и $n = 2$ (кривая 3). Можно видеть, что плотность волновой функции нейтронов внутри волноводного слоя имеет неоднородное распределение по координате z и для резонанса $n = 0$ для данного конкретного волновода достигает 25. Коэффициент резонансного усиления зависит от структуры волновода, качества изготовления слоев, угловой расходимости начального пучка, монохроматичности пучка и т. п.

На рис. 2г представлены плотность волновой функции нейтронов внутри волноводного слоя и коэффициент зеркального отражения в зависимости от угла скольжения начального пучка α_i , где вертикальной штриховой линией показана граница полного отражения нейтронов. В области полного отражения видны сильные максимумы плотности волновой функции нейтронов для резонансов $n = 0, 1, 2$. На коэффициентах отражения наблюдаются минимумы при этих же углах скольжения α_{in} , соответствующих резонансам $n = 0, 1, 2, \dots$

В работах [11, 12] экспериментально измерены угловые распределения микропучка из торца волновода для резонансов порядков $n = 0, 1, 2$, которые затем сравнивались с расчетом фурье-преобразования волновой функции нейтронов внутри волноводного слоя:

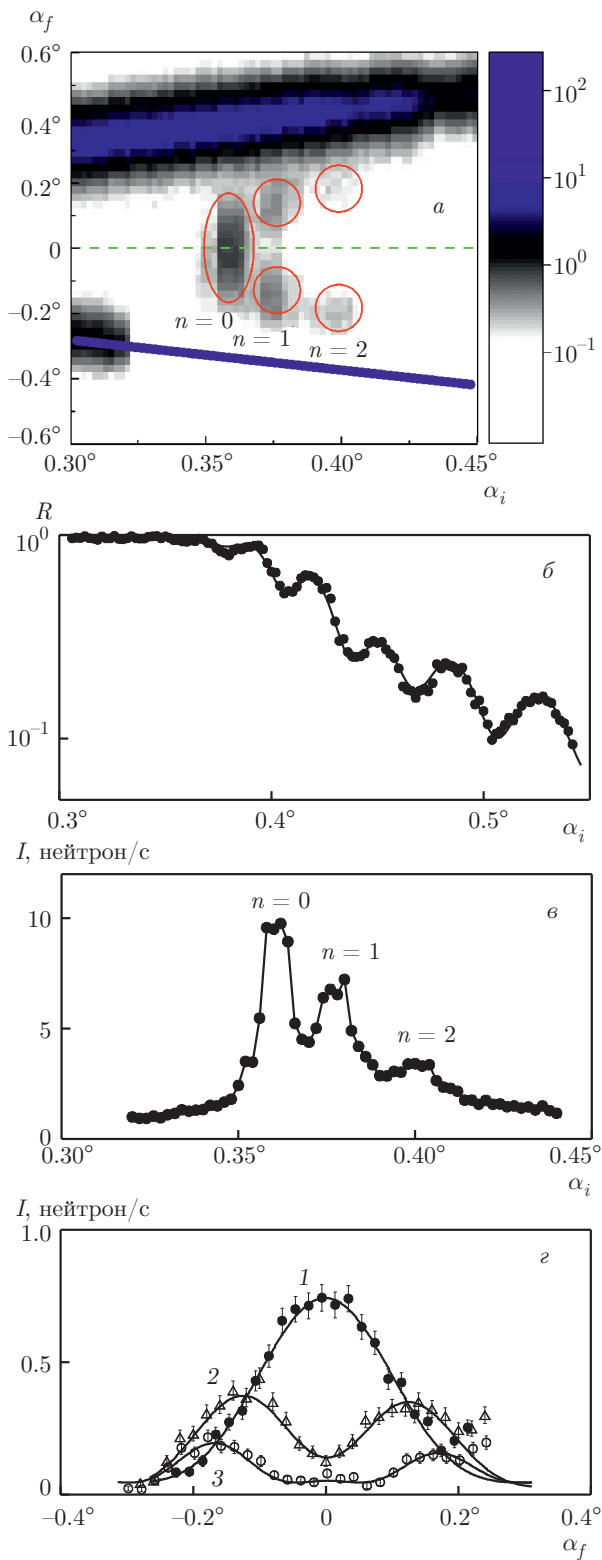
$$I_n(\alpha_f) = A \left| \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_n(z) \exp(ik_0 z \sin \alpha_f) dz \right|^2. \quad (4)$$

В формуле (4) дополнительно нужно учесть угловую расходимость начального пучка $\delta\alpha_i$, угловое разрешение детектора $\delta\alpha_{det}$ и степень монохроматичности пучка $\Delta\lambda/\lambda$. Нормировочный параметр A для амплитуды пиков определяется из подгонки расчетов по формуле (4) к экспериментальному распределению интенсивности микропучка по конечному углу α_f . При расчете используются параметры волновода (ПДР и толщины слоев), полученные из подгонки коэффициентов отражения.

На рис. 3 показаны экспериментальные данные, полученные в работе [17] для волноводной структуры $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(20 \text{ нм})/\text{Cu}(150 \text{ нм})/\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(50 \text{ нм})//\text{Si}(\text{подложка})$. Эксперименты проведены на рефлектометре NREX (реактор FRM II, Garching, Германия) с вертикальной плоскостью образца и фиксированной длиной волны нейтронов 4.26 \AA . На рис. 3а представлена экспериментальная карта интенсивности нейтронов в зависимости от начального и конечного углов скольжения пучков. Верхняя диагональ соответствует зеркально отраженному пучку, а часть нижней диагонали — прошедшему мимо образца прямому пучку. Преломленный пучок и часть прямого пучка при увеличении начального угла скольжения выходят за апертуру детектора и блокируются защитой детектора. Овалами и цифрами $n = 0, 1, 2$ показаны максимумы интенсивности микропучков соответствующих порядков резонансов. На рис. 3б показан коэффициент зеркального отражения нейтронов в зависимости от угла скольжения падающего пучка. В результате подгонки были получены уточненные параметры (толщины слоев и ПДР) волноводной структуры:

$$\begin{aligned} & \text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}\text{O}(1.1 \text{ нм}, 3.31 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2})/ \\ & \text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(18.5 \text{ нм}, 8.73 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2})/ \\ & \text{Cu}(141.7 \text{ нм}, 6.58 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2})/ \\ & \text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(47 \text{ нм}, 8.53 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2})//\text{Si}(2.07 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2}). \end{aligned}$$

На рис. 3в представлена интенсивность микропучка, просуммированная по конечному углу α_f между прямым и отраженным пучками как функция угла скольжения начального пучка. Видны максимумы интенсивности, соответствующие положениям резонансов порядков $n = 0, 1, 2$. На рис. 3г показана интенсивность микропучка нейтронов в зависимости от конечного угла скольжения для резонансов $n = 0$ (кривая 1), $n = 1$ (кривая 2) и $n = 3$



(кривая 3). Линии соответствуют расчету для уточненной структуры волновода. Расчет проведен в работе [18] по формуле (4) с учетом угловой расходимости начального пучка, разрешения позиционно-чувствительного детектора и степени монохроматичности пучка нейтронов. Можно видеть, что экспериментальные данные совпадают с расчетом в пределах статистических ошибок, а угловое распределение интенсивности микропучка повторяет пространственное распределение плотности волновой функции нейтронов по координате z внутри волноводного слоя (см. рис. 2в). Различие состоит в том, что центральный максимум интенсивности микропучка для резонанса $n = 2$ (кривая 3) подавлен по сравнению с двумя боковыми максимумами. Можно заметить, что для резонанса $n = 0$ форму пика можно достаточно точно описать гауссовым распределением, поскольку распределение плотности волновой функции нейтронов по координате z для резонанса $n = 0$ не сильно отличается от гауссова распределения. Поскольку интенсивность резонанса $n = 0$ имеет один пик, в дальнейшем будем следить за угловой расходимостью микропучка резонанса $n = 0$.

Существует множество слоистых резонаторов с похожей трехслойной структурой и нейтронно-оптическим потенциалом в виде ямы, но используемых в разных целях. Это часто приводит к путанице. Чтобы прояснить этот вопрос, кратко рассмотрим обзор литературы. Трехслойные структуры с одинаково тонкими слоями называются интерференционными фильтрами. В области полного отражения образуется один глубокий резонансный минимум, а в пропускании наблюдается соответствующий ему узкий резонансный максимум. В этом случае через интерференционный фильтр проходят нейтроны только с определенной энергией в узком диапазоне. Первый многослойный интерференционный

Рис. 3. (В цвете онлайн) Экспериментальные результаты для волноводной структуры $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}$ (20 нм)/ Cu (150 нм)/ $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}$ (50 нм)/ Si (подложка) при фиксированной длине волны нейтронов 4.26 \AA [17, 18]: а — двумерная карта интенсивности нейтронов как функция углов скольжения начального и рассеянного пучков; б — коэффициент отражения нейтронов как функция угла скольжения начального пучка (точки — эксперимент, линия — подгонка); в — интенсивность микропучка как функция угла скольжения начального пучка; г — интенсивность микропучка как функция угла скольжения рассеянного пучка для резонансов $n = 0$ (1), 1 (2), 2 (3). Точки — эксперимент, линии — расчет

нейтронный фильтр был рассчитан в 1974 г. в работе [19]. Первые эксперименты с интерференционными фильтрами описаны в работах [20, 21]. ПДР слоистой структуры соответствует энергии ультрахолодных нейтронов порядка 100 нэВ, поэтому интерференционные фильтры успешно применяются для монохроматизации и спектрометрии ультрахолодных нейтронов в экспериментах по фундаментальной физике [22].

Если средний слой интерференционного фильтра сделать относительно толстым, то наблюдается интерференционная картина из нескольких узких минимумов на коэффициенте отражения в области полного отражения и соответствующих им максимумов в пропускании. Такая слоистая структура является нейтронным аналогом интерферометра Фабри–Перо. Интерференционная картина очень чувствительна к изменению параметров интерференционного фильтра, поэтому такие структуры привлекают внимание исследователей. Были предложения использовать интерференционные фильтры для монохроматизации и поляризации пучка нейтронов, для измерения глубины проникновения магнитного поля в сверхпроводящие пленки и т. д. Нейтронный аналог интерферометра Фабри–Перо на основе трехслойной структуры был теоретически рассмотрен в 1977 г. в работе [23]. Обзор экспериментов с интерференционными нейтронными фильтрами Фабри–Перо можно найти в работе [24].

Наиболее часто трехслойные структуры с относительно толстым нижним слоем, как на рис. 2а, используются для резонансного усиления слабого взаимодействия нейтронов со средой. В этом случае внутри среднего слоя образуются резонансно-усиленные нейтронные стоячие волны, а сами структуры часто называются резонаторами. Нейтронные стоячие волны в кристаллах наблюдались экспериментально в работах [25, 26]. В тонких пленках исследуемый слой помещается внутрь резонатора. Далее проявление усиленных нейтронных стоячих волн можно регистрировать разными способами. Первичным каналом регистрации нейтронов являются зеркально-отраженные нейтроны. При этом в области полного отражения наблюдаются минимумы, соответствующие образованию резонансно-усиленных нейтронных стоячих волн внутри резонатора. Вторичным каналом регистрации нейтронов являются незеркально-рассеянные нейтроны, некогерентно-рассеянные нейтроны, поляризованные пучки нейтронов с переворотом спина. Здесь наблюдаются максимумы интенсивности нейтронов, соответствующие резонансам внутри волновода. Еще один спо-

соб — это когда в результате захвата нейтронов происходит ядерная реакция и регистрируется вторичное характеристическое излучение: альфа-частицы, гамма-излучение, тритоны, протоны, осколки деления ядер. В данном случае наблюдаются максимумы интенсивности вторичного характеристического излучения. Подробное описание формирования, регистрации и применения нейтронных стоячих волн в слоистых структурах можно найти в обзоре [27].

В работе [28] в 1994 г. были зарегистрированы минимумы на кривой коэффициента зеркального отражения нейтронов от слоистого резонатора, соответствующие некогерентному рассеянию нейтронов от водородсодержащего полимера. Недавно в работе [29] некогерентное рассеяние нейтронов на водороде в слоистом резонаторе было зарегистрировано напрямую через максимумы интенсивности некогерентно-рассеянных нейтронов. В 1994 г. в работе [30] наблюдались минимумы на полном отражении нейтронов и соответствующие им максимумы интенсивности гамма-излучения от слоя Gd_2O_3 . В работе [31] наблюдались узкие резонансные минимумы в полном отражении нейтронов и максимумы интенсивности альфа-частиц при взаимодействии нейтронов со слоем 6LiF . Тонкий магнитный слой Co во внешнем магнитном поле, приложенном под углом 80° к плоскости образца, был исследован с помощью пучка поляризованных нейтронов [32]. В малом внешнем магнитном поле 150 Э наблюдались максимумы интенсивности зеркально-отраженных нейтронов, испытавших переворот спина. В большом внешнем магнитном поле 6.75 кЭ наблюдались незеркально-отраженные нейтроны с переворотом спина. Для незеркального отражения нейтронов был использован эффект зеемановского пространственного расщепления пучка [33–39]. В работе [40] обсуждается применение зеемановского расщепления пучка в рефлектометрии поляризованных нейтронов.

В последнее время наблюдается значительный рост интереса к использованию слоистых резонаторов для исследования слабых магнитных эффектов в тонких пленках. В работе [41] слоистый резонатор использовался для изучения сосуществования магнетизма и сверхпроводимости в пленках. В работах [29, 42] показано, что с помощью поляризованных пучков нейтронов можно менять положение резонансов по энергии нейтронов и по координате z внутри резонатора и таким способом выделять определенные магнитные слои. В работе [43] предлагается использовать резонатор для создания миниатюрной атомной электростанции. Для этого внутри

резонатора помещается слой урана, а внешние слои должны быть из магнитных материалов. С помощью приложенного внешнего магнитного поля можно изменять намагниченность и соответственно высоту потенциального барьера магнитных слоев. При этом меняется глубина потенциальной ямы резонатора, что приводит к изменению нейтронной плотности внутри резонатора. Таким способом можно контролировать цепную ядерную реакцию деления в слое урана. Еще резонаторы можно использовать для исследования границ раздела слоев. В работах [44, 45] наблюдалось усиленное незеркальное рассеяние нейтронов из-за шероховатости слоев на границах раздела. В работе [44] дополнительно зарегистрированы максимумы интенсивности зеркально-отраженных нейтронов с переворотом спина для магнитно-неколлинеарных слоев резонатора. В работах [46–48] наблюдалось незеркальное диффузное рассеяние поляризованных нейтронов от магнитной доменной структуры в резонаторе вблизи границ раздела.

Еще одним способом регистрации усиленных нейтронных стоячих волн является каналирование нейтронов в волноводе. Явление каналирования заряженных частиц в кристаллах хорошо известно. Так, в работе [49] наблюдались связанные состояния поперечного движения в каналах между плоскостями для разных углов падения электронов при каналировании электронов в монокристалле Si. При дифракции Лауэ нейтронов в совершенном кристалле [50] реализуется похожая ситуация. Нейтроны падают под углом Брэгга, формируя стоячие волны в направлении, перпендикулярном кристаллографическим плоскостям. Потом нейтроны распространяются вдоль кристаллографических плоскостей и выходят из торца кристалла. В плоских волноводах наблюдается аналогичное явление. Нейтроны распространяются вдоль волноводного слоя на некоторое расстояние, как в канале, а затем выходят или через поверхность волновода в направлении зеркального отражения, или через торец волновода. В обоих случаях наблюдаются максимумы интенсивности нейтронов, соответствующие образованию резонансно-усиленных стоячих волн внутри волновода. При этом ширина нейтронного пучка, вышедшего через поверхность, равна ширине падающего на образец начального коллимированного пучка нейтронов, а начальная ширина расходящегося микропучка из торца волновода равна ширине волноводного слоя. В работе [51] на времяпролетном рефлектометре получена экспериментальная оценка собственной спектральной ширины нейтронных

резонансов в плоском волноводе.

Явление каналирования нейтронов впервые наблюдалось в геометрии отраженного пучка в 1994 г. в волноводах типа призмы [52] и в 1999 г. в волноводе простого типа [53]. В работе [54] предложено использовать волноводы для определения намагниченности пленок с высокой точностью. В работе [55] представлены расчеты положения резонансов в плоском волноводе со слабомагнитной пленкой в качестве волноводного слоя. В работе [56] был экспериментально продемонстрирован чувствительный метод определения намагниченности слабомагнитной пленки. В методе измеряется интенсивность микропучка нейтронов с поляризациями «+» и «-» в зависимости от угла скольжения начального пучка. Разница положений пиков резонансов для спинов «+» и «-» позволяет напрямую извлекать величину намагниченности порядка 10 Э.

При распространении нейтронов вдоль волноводного слоя часть из них выходит из волновода через поверхность. Из-за этого нейтронная плотность экспоненциально затухает в e раз на некотором расстоянии x_e , которое называется длиной каналирования. В работе [57] разработана теория каналирования нейтронов в слоистых волноводах и получено выражение для длины каналирования нейтронов:

$$x_e \approx k_{0x}d/k_{2z}T, \quad (5)$$

где $k_{0x} = k_0 \cos \alpha_i$, T — коэффициент пропускания нейтронов через верхний слой. Впервые длина каналирования была измерена экспериментально в работах [58, 59]. Различные способы измерения длины каналирования и экспериментальная установка описаны в работе [60]. Методы измерения основаны на том, что на поверхность волновода помещается поглотитель нейтронов. Регистрируются нейтроны, которые каналируют под неосвещенной поверхностью и выходят из торца волновода в виде микропучка. Измеряется интенсивность микропучка в зависимости от длины поглотителя. В работе [18] экспериментально получено, что длина каналирования нейтронов экспоненциально растет с увеличением толщины верхнего слоя и уменьшается обратно пропорционально росту порядка резонанса. В работе [61] экспериментально определено, что длина каналирования растет линейно с увеличением глубины потенциальной ямы волновода. В работе [62] экспериментально получено, что длина каналирования экспоненциально растет с увеличением ширины волноводного слоя. Проведенные эксперименты показывают, что результаты качественно подтверждают предсказания теории каналирования. Точное коли-

чественное сравнение теории и эксперимента зависит от точности определения параметров волновода. Экспериментальный метод измерения длины канализирования является прямым методом. Параметры волновода определяются с помощью подгонки расчетной модели к экспериментальным коэффициентам отражения. Это обратный метод, зависящий от модели расчета, точности экспериментальных данных и т. д.

Из представленного обзора можно видеть, что плоские волноводы применяются как для исследования самих слоистых структур, так и для получения нейтронных пучков с необходимыми свойствами. При этом свойства волновода влияют на свойства пучка, что можно использовать на практике. В нашем случае плоский волновод используется для формирования узкого расходящегося микропучка, выходящего из торца волноводного слоя. Задача данного исследования состоит в экспериментальной проверке зависимости угловой расходимости микропучка от ширины волноводного слоя. В следующем разделе приведены расчеты вклада дифракции Фраунгофера в угловую расходимость микропучка.

2. РАСЧЕТЫ

Будем предполагать, что для резонанса порядка $n = 0$ распределение плотности волновой функции нейтронов по координате z внутри волноводного слоя не отличается от однородного распределения. Обозначим через α_F угол дифракции Фраунгофера нейтронной волны на узкой щели шириной d , которой является торец волноводного слоя. Тогда зависимость нормированной интенсивности нейтронной волны от угла α_F можем рассчитать по хорошо известным формулам дифракции Фраунгофера, зная длину волны λ нейтронов и ширину d волноводного слоя:

$$I = (\sin \beta / \beta)^2, \quad (6)$$

$$\beta = \frac{k_0 d \sin \alpha_F}{2} \approx \frac{\pi d \alpha_F}{\lambda}, \quad (7)$$

где $k_0 = 2\pi/\lambda$ — модуль волнового вектора нейтрона, $\alpha_F \ll 1$ и $\sin \alpha_F \approx \alpha_F$. На рис. 4а показан расчет интенсивности нейтронов по формулам (6) и (7) в зависимости от угла α_F для следующих параметров: $\lambda = 4.26 \text{ \AA}$ и $d = 141.7 \text{ нм}$. Графическое решение уравнения

$$(\sin \beta / \beta)^2 = 0.5 \quad (8)$$

позволяет определить полную ширину на половине высоты (FWHM) $\delta\alpha_F$ центрального пика интенсивности, которая и является вкладом дифракции Фраунгофера в угловую расходимость микропучка. Из уравнений (6) и (7) при $\beta = \text{const}$ должно следовать соотношение (1), из которого видно, что угловая расходимость микропучка прямо пропорциональна длине волны нейтронов и обратно пропорциональна ширине волноводного слоя.

На рис. 4б показан вклад фраунгоферовой дифракции $\delta\alpha_F$ в угловую расходимость микропучка в зависимости от длины волны нейтронов, определенный графически из уравнений (6)–(8) при четырех фиксированных значениях ширины d волноводного слоя. Видно, что зависимость угловой ширины микропучка от длины волны нейтронов является прямо пропорциональной.

На рис. 4в приведен вклад фраунгоферовой дифракции в угловую ширину микропучка в зависимости от ширины d волноводного слоя при фиксированной длине волны нейтронов. Можно заметить, что зависимость является обратно пропорциональной. Это хорошо видно на рис. 4г, где показана угловая ширина микропучка $\delta\alpha_F$ как функция обратной величины $1/d$. Можно видеть, что зависимость является прямо пропорциональной. При этом коэффициент пропорциональности увеличивается с ростом длины волны нейтронов.

В следующем разделе рассмотрим экспериментальные результаты, полученные нами для волноводной структуры с различной шириной d волноводного слоя.

3. ЭКСПЕРИМЕНТ

Эксперименты проведены на времяпролетном рефлектометре РЕМУР [15] импульсного реактора ИБР-2 (Лаборатория нейтронной физики им. И. М. Франка, ОИЯИ, Дубна, Россия) с вертикальной плоскостью образца. Пролетная база нейтронов от замедлителя до детектора составляла 34030 мм. Ширина вспышки реактора 280 мкс соответствует разрешению по длине волны нейтронов 0.0326 \AA . На рис. 5 показан спектр нейтронов от комбинированного замедлителя (тепловой + криогенный). Поляризованный нейтронный пучок формировался отражением от намагниченного зеркала. Максимум спектра наблюдается при длине волны нейтронов 1.3 \AA . Далее интенсивность нейтронов уменьшается в 10 раз при длине волны нейтронов 3.5 \AA и в 100 раз при длине волны 6 \AA . Расстояние от образца

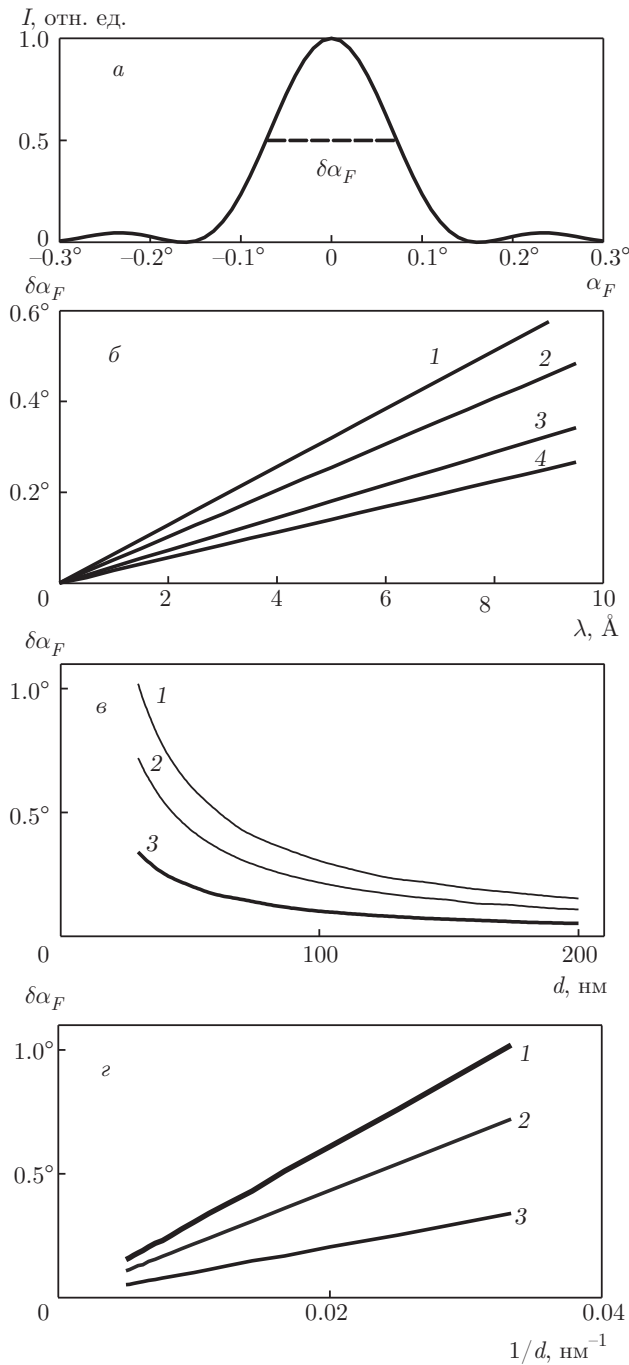


Рис. 4. Расчеты по формулам дифракции Фраунгофера на узкой щели: *a* — относительная интенсивность микропучка нейтронов как функция угла дифракции; *b* — угловая расходимость микропучка в зависимости от длины волны нейтронов для ширины волноводного канала $d = 180$ нм (кривая 1), 141.7 нм (2), 120 нм (3), 100 нм (4); *c* — угловая расходимость микропучка в зависимости от ширины волноводного канала при разных длинах волн $\lambda = 6$ Å (кривая 1), 4.26 Å (2), 2 Å (3); *d* — угловая расходимость микропучка как функция обратной ширины волноводного канала при разных длинах волн $\lambda = 6$ Å (кривая 1), 4.26 Å (2), 2 Å (3)

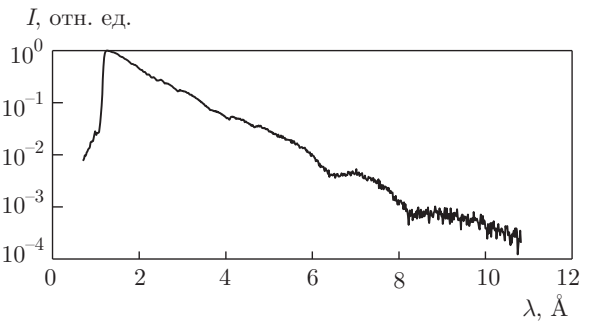


Рис. 5. Спектр нейтронов от комбинированного (тепловой + криогенный) замедлителя

до детектора равно 5030 мм. Угловая расходимость падающего на образец пучка составляет 0.0091° . Нейтроны регистрировались газовым (^3He) двумерным позиционно-чувствительным детектором с пространственным разрешением 2.5 мм, что соответствует угловому разрешению 0.028° .

Были исследованы четыре образца с номинальной структурой $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(20 \text{ нм})/\text{Cu}(d)/\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(50 \text{ нм})//\text{Al}_2\text{O}_3$ (подложка), где $d = 80, 100, 120, 180$ нм. Размеры подложки для образца с шириной канала $d = 100$ нм были равны $10 \times 20 \times 1 \text{ мм}^3$, а для остальных образцов составляли $10 \times 10 \times 0.5 \text{ мм}^3$. Немагнитная подложка из сапфира обладает высоким значением ПДР, близким к ПДР меди в среднем слое (рис. 6а). Это является недостатком, поскольку преломленный пучок по энергии в данном случае оказывается очень близким к резонансам и мешает выделить микропучок, в отличие от кремниевой подложки с низким значением ПДР (см. рис. 2а и 3а).

На рис. 6б представлены коэффициенты зеркального отражения нейтронов от волноводов с номинальной шириной канала 180 нм (кривая 1), 120 нм (кривая 2), 100 нм (кривая 3) и 80 нм (кривая 4) в зависимости от переданного момента импульса $Q = 4\pi \sin \alpha_i / \lambda$. Кривые 2, 3 и 4 сдвинуты по оси ординат, чтобы не загромождать рисунок. В результате подгонки коэффициентов отражения определены уточненные параметры волноводов (толщины и ПДР слоев):

- 1) $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}\text{O}(2.0 \text{ нм}, 6.29 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2}) / \text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(22.0 \text{ нм}, 8.53 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2}) / \text{Cu}(181.7 \text{ нм}, 6.58 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2}) / \text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(49.1 \text{ нм}, 8.53 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2}) // \text{Al}_2\text{O}_3(5.73 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2})$,
- 2) $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}\text{O}(3.6 \text{ нм}, 5.56 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2}) / \text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(22.4 \text{ нм}, 8.53 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2}) /$

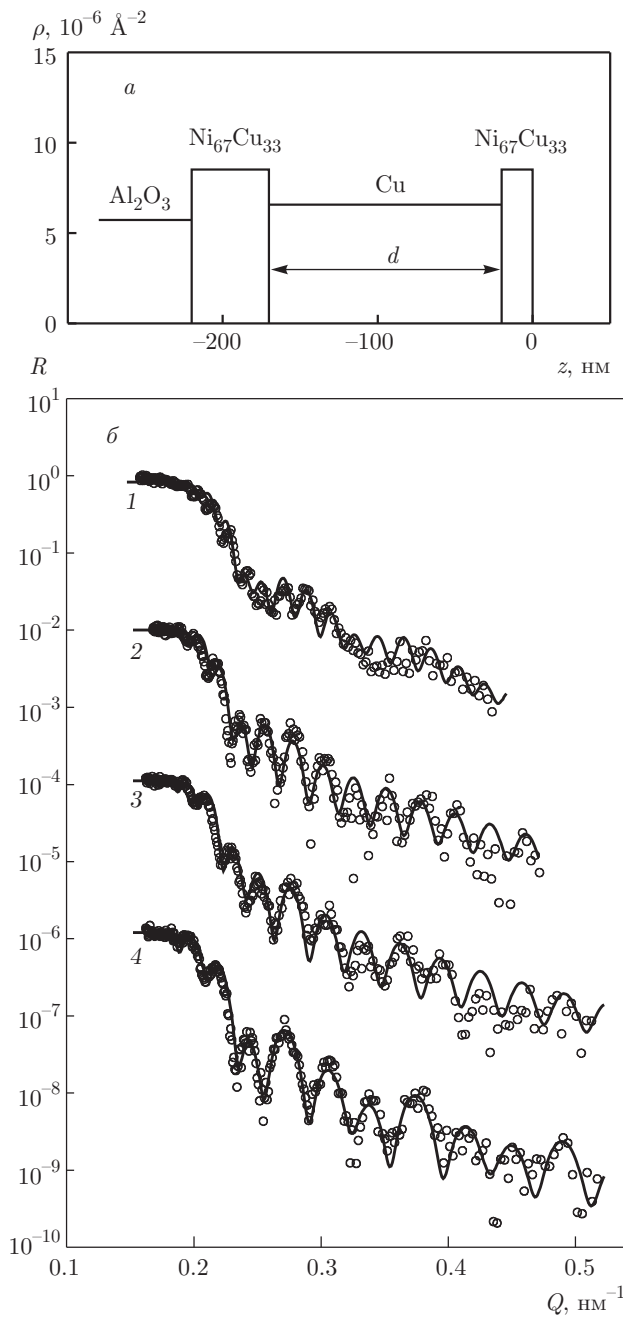


Рис. 6. *a)* ПДР волноводов $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}$ (20 нм)/ $\text{Cu}(d)$ / $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}$ (50 нм)// Al_2O_3 (подложка). *б)* Коэффициенты отражения нейтронов от волноводов с шириной канала 180 нм (кривая 1), 120 нм (2), 100 нм (3), 80 нм (4) в зависимости от переданного момента импульса. Точки — эксперимент, линии — подгонка

- $\text{Cu}(122.4 \text{ нм}, 6.58 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2})/$
 $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(53.4 \text{ нм}, 8.53 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2})//$
 $\text{Al}_2\text{O}_3(5.73 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2}),$
- 3) $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}\text{O}(1.4 \text{ нм}, 5.47 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2})//$

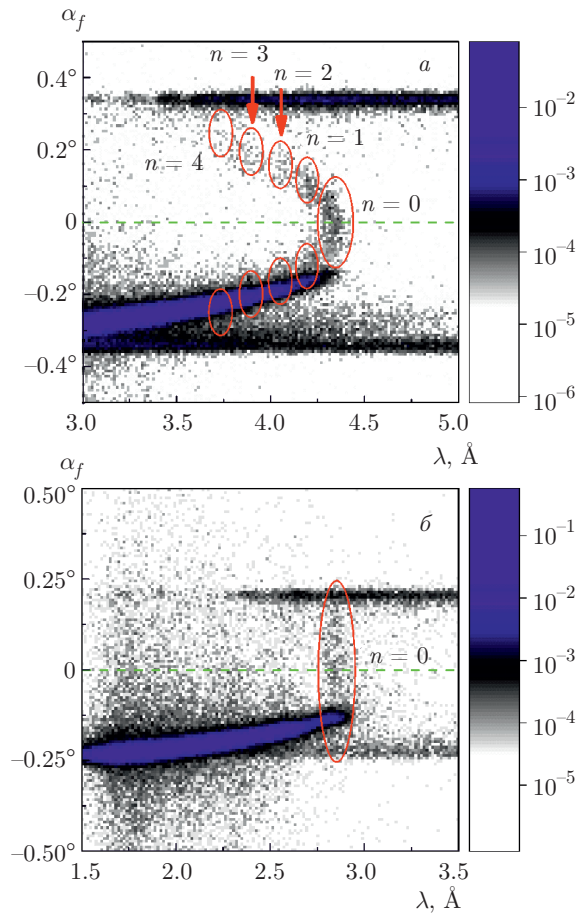


Рис. 7. (В цвете онлайн) Двумерная карта интенсивности нейтронов как функция длины волны нейтронов и угла скольжения рассеянного пучка для двух волноводов $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}$ (20 нм)/ $\text{Cu}(d)$ / $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}$ (50 нм)// Al_2O_3 (подложка) с разной шириной канала: *a* — $d = 180 \text{ нм}$, $\alpha_i = 0.369^\circ$; *б* — $d = 80 \text{ нм}$, $\alpha_i = 0.246^\circ$

- $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(19.4 \text{ нм}, 8.53 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2})/$
 $\text{Cu}(101.7 \text{ нм}, 6.58 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2})/$
 $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(51.0 \text{ нм}, 8.53 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2})//$
 $\text{Al}_2\text{O}_3(5.73 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2}),$
- 4) $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}\text{O}(0.4 \text{ нм}, 4.61 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2})/$
 $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(17.6 \text{ нм}, 8.53 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2})/$
 $\text{Cu}(79.2 \text{ нм}, 6.58 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2})/$
 $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(49.0 \text{ нм}, 8.53 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2})//$
 $\text{Al}_2\text{O}_3(5.73 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2}).$

Видно, что толщины слоев слабо отличаются от номинальных значений.

На рис. 7 показана интенсивность нейтронов в зависимости от длины волны нейтронов и конечного угла α_f . На рис. 7*a* приведены экспериментальные данные для волновода с номинальной шириной канала 180 нм и угла скольжения начального пучка

$\alpha_i = 0.369^\circ$. Зеркально-отраженный пучок (верхняя горизонтальная линия) и прямой пучок (нижняя горизонтальная линия) почти полностью блокированы пластинами Cd, но преломленный пучок (изогнутый пучок большой интенсивности) не блокирован. Овалами и цифрами $n = 0, 1, 2, 3, 4$ показаны микропучки соответствующих порядков резонансов. Можно заметить, что микропучки имеют различные длины волн для разных порядков резонансов. Максимумы микропучков распределены по конечному углу α_f симметрично относительно направления плоскости образца $\alpha_f = 0$. Можно видеть, что микропучок порядка резонанса $n = 0$ почти не перекрывается преломленным пучком по углу и совсем не перекрывается отраженным пучком. Для других резонансов верхняя часть микропучков находится довольно далеко от отраженного пучка, а нижняя часть полностью перекрывается преломленным пучком. На рис. 7б представлена интенсивность нейтронов для волновода с номинальной шириной канала 80 нм и угла скольжения начального пучка $\alpha_i = 0.246^\circ$. Овалом показан микропучок резонанса $n = 0$. Можно видеть вертикальную полосу, которая пересекает все пучки: зеркально отраженный, преломленный и прямой. Можно заметить, что угловое распределение интенсивности микропучка резонанса $n = 0$ для ширины волноводного канала 180 и 80 нм сильно отличаются друг от друга. Для ширины канала 180 нм интенсивность микропучка сконцентрирована в узком диапазоне углов в направлении плоскости пленки, а для ширины канала 80 нм интенсивность более равномерно распределена по широкому интервалу углов α_f .

На рис. 8 представлена интенсивность нейтронов в микропучке в зависимости от длины волны нейтронов для различной ширины волноводного канала и при разных углах скольжения начального пучка α_i . Цифрами $n = 0, 1, 2, 3, 4$ показаны максимумы интенсивности для соответствующих порядков резонансов. Для кривых 3 на рис. 8б-г для уменьшения статистической ошибки проведено суммирование интенсивности по двум соседним точкам по длине волны, а на рис. 8в,г для наглядности интенсивность умножена на 10. На рис. 8 можно выделить следующие особенности. При малых углах скольжения пики резонансов разных порядков находятся близко друг к другу, а при увеличении угла скольжения начального пучка расстояние между пиками увеличивается. При уменьшении ширины d волноводного слоя расстояние между пиками также увеличивается. Наиболее интересным образцом является волновод с шириной канала $d = 180$ нм

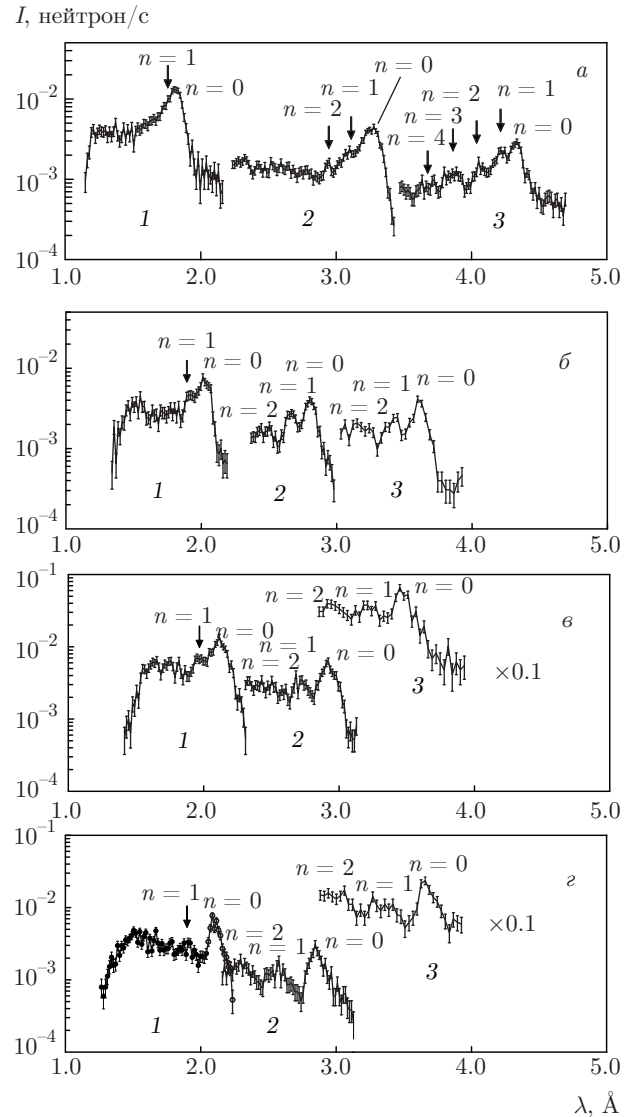


Рис. 8. Интенсивность нейтронного микропучка для волноводов с различной шириной канала в зависимости от длины волны нейтронов при фиксированных углах скольжения начального пучка: а — 180 нм, 1 — 0.152° , 2 — 0.281° , 3 — 0.369° ; б — 120 нм, 1 — 0.169° , 2 — 0.235° , 3 — 0.304° ; в — 100 нм, 1 — 0.175° , 2 — 0.246° , 3 — 0.292° ; з — 80 нм, 1 — 0.177° , 2 — 0.246° , 3 — 0.308°

(рис. 8а). При малых углах скольжения начального пучка (кривые 1 и 2) резонансные пики практически сливаются друг с другом, а при большом угле скольжения (кривая 3) можно различить наибольшее количество резонансов.

На рис. 9 показана интенсивность нейтронов в зависимости от конечного угла α_f для волновода с шириной канала $d = 180$ нм, просуммированная по узкому интервалу длин волн при фиксированном угле скольжения начального пучка 0.369° для различ-

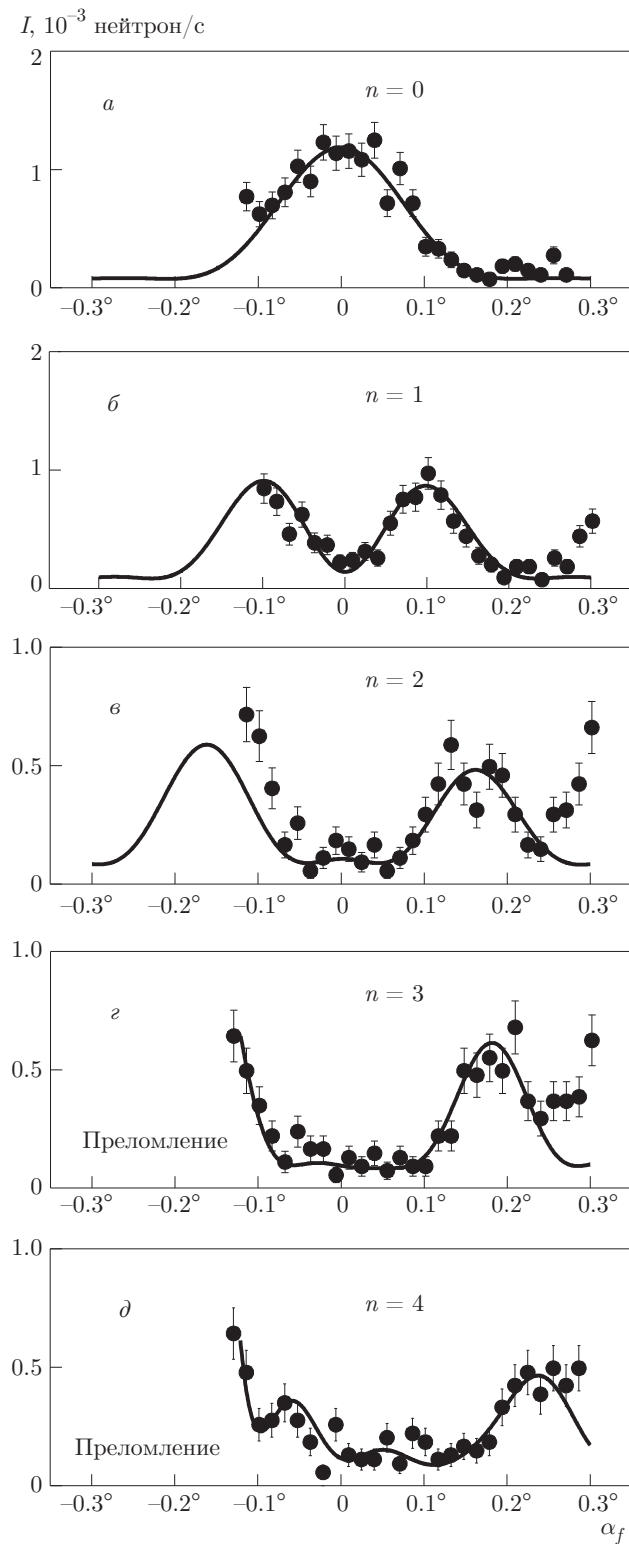


Рис. 9. Интенсивность микропучка нейтронов как функция угла скольжения рассеянного пучка для волновода с шириной канала 180 нм при фиксированном угле скольжения начального пучка 0.369° для различных порядков резонансов: *a* — $n = 0$; *b* — $n = 1$; *c* — $n = 2$; *d* — $n = 3$; *e* — $n = 4$. Точки — эксперимент, линии — расчет

ных резонансов. Интенсивность нейтронов просуммирована по двум соседним точкам по углу α_f для уменьшения статистической ошибки. Ширина пространственного канала ПЧД равна 0.67 мм, а разрешение детектора составляет 2.5 мм. Точки соответствуют экспериментальным данным, а линии — расчету по формуле (4) с учетом угловой расходимости входного пучка, углового разрешения детектора и интервала длин волн нейтронов в микропучке. Можно видеть, что экспериментальные данные хорошо описываются расчетом. Угловое распределение микропучка повторяет зависимость плотности волновой функции нейтронов от координаты z внутри волноводного слоя. При этом резонансы порядков $n = 1, 2, 3, 4$ видны только для углов выше плоскости образца (правая часть кривой), а для углов ниже плоскости образца (левая часть кривой) микропучки перекрываются преломленным пучком.

На рис. 10 приведена интенсивность нейтронов резонанса $n = 0$ для ширины волноводного слоя 180 нм как функция конечного угла скольжения при различных углах скольжения начального пучка: 0.152° (*a*), 0.281° (*b*) и 0.369° (*c*). Точки и штриховая линия соответствуют экспериментальным данным, сплошная линия — расчету по формуле (4). На рис. 10*a* индексами 1, 2 и 3 отмечены отраженный, преломленный и прямой пучки, соответственно. Можно видеть, что с увеличением угла скольжения начального пучка и соответствующей ему длины волны нейтронов растет угловая расходимость микропучка.

На рис. 11 показана интенсивность нейтронов резонанса $n = 0$ для ширины волноводного слоя 120 нм как функция конечного угла скольжения при различных углах скольжения начального пучка: 0.169° (*a*), 0.235° (*b*) и 0.304° (*c*). Точки — эксперимент, линия — расчет. На рис. 11*a* можно видеть, что угловая расходимость микропучка увеличивается по сравнению с данными для канала 180 нм на рис. 10*a*, что приводит к большему перекрытию микропучка преломленным пучком.

На рис. 12 представлена интенсивность нейтронов резонанса $n = 0$ для ширины волноводного слоя 100 нм как функция конечного угла скольжения при различных углах скольжения начального пучка: 0.175° (*a*), 0.246° (*b*) и 0.292° (*c*). Точки — эксперимент, линия — расчет. Можно заметить, что угловая расходимость микропучка и его перекрытие преломленным пучком увеличиваются по сравнению с данными для ширины канала 180 и 120 нм.

На рис. 13 показана интенсивность нейтронов резонанса $n = 0$ для ширины волноводного слоя 80 нм

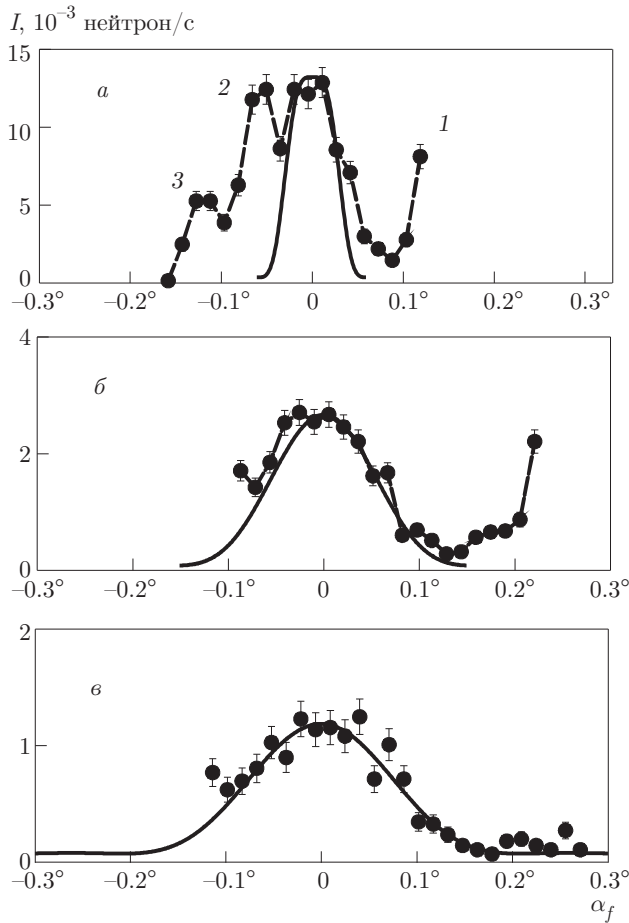


Рис. 10. Интенсивность микропучка нейтронов резонанса $n = 0$ как функция угла скольжения рассеянного пучка для волновода с шириной канала 180 нм при фиксированных углах скольжения начального пучка: *a* — 0.152° ; *б* — 0.281° ; *в* — 0.369° . Точки и штриховая линия — эксперимент, сплошная линия — расчет; 1 — отраженный пучок, 2 — преломленный пучок, 3 — прямой пучок

как функция конечного угла скольжения при различных углах скольжения начального пучка: 0.177° (*a*), 0.246° (*б*) и 0.308° (*в*). Точки и пунктирная линия — эксперимент, сплошная линия — расчет. Индекс 1 показывает часть зеркально отраженного пучка, а индекс 2 — часть преломленного пучка. Можно видеть, что интенсивность микропучка распределена по широкому диапазону углов. Выраженного пика интенсивности практически не видно.

Анализ экспериментальных данных на рис. 10–12 показывает, что для резонанса порядка $n = 0$ описание углового распределения интенсивности микропучка с помощью фурье-преобразования по формуле (4) мало отличается от описания формы пика гауссовым распределением.

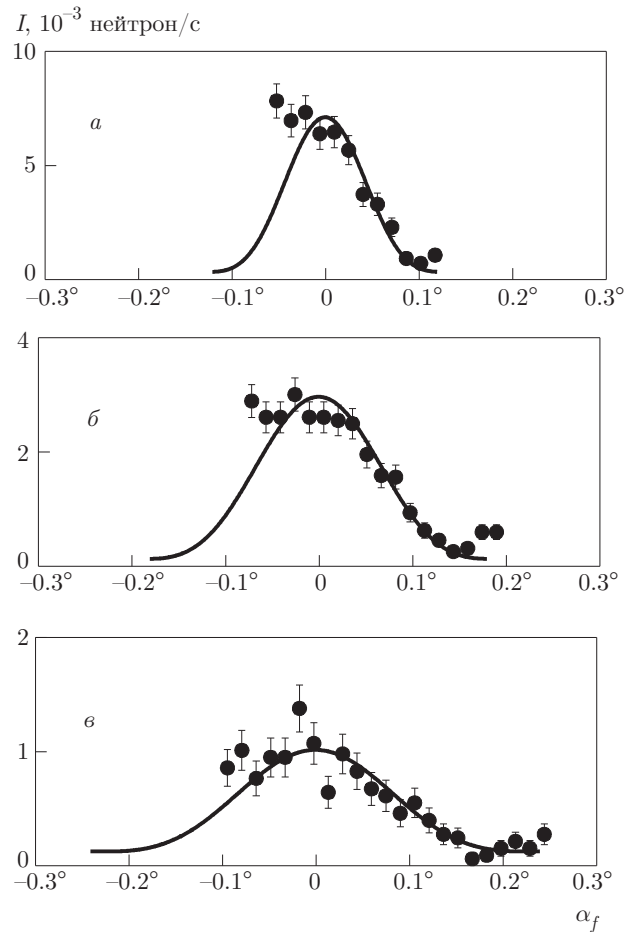


Рис. 11. Интенсивность микропучка нейтронов порядка резонанса $n = 0$ для волновода с шириной канала 120 нм в зависимости от угла скольжения рассеянного пучка при фиксированных углах скольжения начального пучка: *a* — 0.169° ; *б* — 0.235° ; *в* — 0.304° . Точки — эксперимент, линии — расчет

Поэтому мы можем экспериментально определить ширину пика микропучка, используя функцию Гаусса с шириной пика в качестве параметра подгонки. Зная угловую расходимость начального пучка и угловое разрешение детектора, из экспериментально измеряемой угловой расходимости $\delta\alpha_f$ микропучка можем определить вклад дифракции Фраунгофера:

$$\delta\alpha_F = \sqrt{(\delta\alpha_f)^2 - (\delta\alpha_i)^2 - (\delta\alpha_{det})^2}. \quad (9)$$

На рис. 14*a* показаны результаты, полученные на рефлектометре РЕМУР в работе [14] для волновода с шириной канала 141.7 нм. Представлена угловая ширина микропучка в зависимости от длины волны нейтронов. Точки — экспериментальные данные, линия соответствует расчету по формулам дифракции

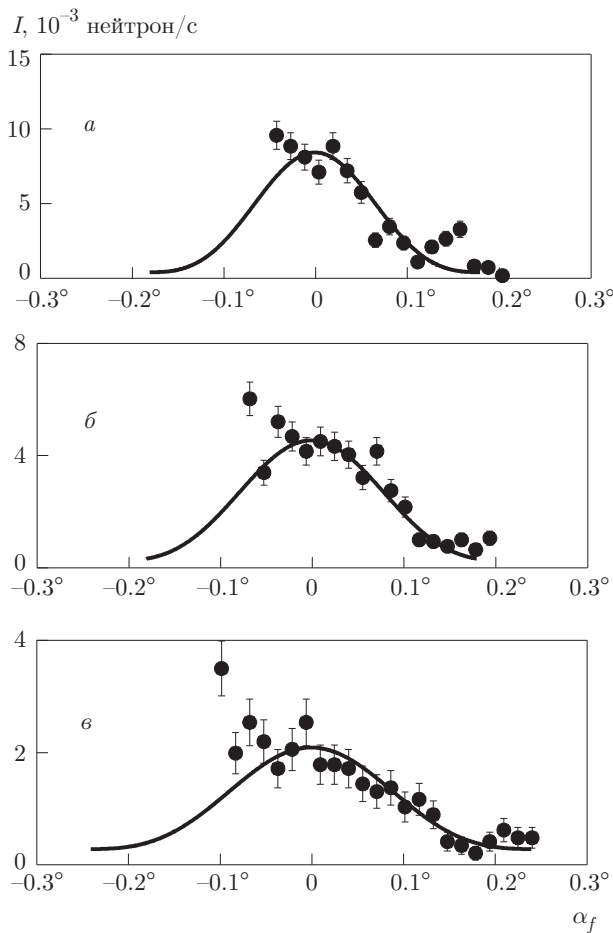


Рис. 12. Интенсивность микропучка нейтронов порядка резонанса $n = 0$ для волновода с шириной канала 100 нм в зависимости от угла скольжения рассеянного пучка при фиксированных углах скольжения начального пучка: *a* — 0.175° ; *б* — 0.246° ; *в* — 0.292° . Точки — эксперимент, линии — расчет

Фраунгофера (6)–(8). Угловая расходимость микропучка растет линейно с увеличением длины волны нейтронов, а экспериментальные результаты соответствуют расчетам.

Теперь мы проанализируем зависимость угловой расходимости микропучка от ширины d волноводного канала. Наиболее точный способ определить эту зависимость — это использовать монохроматический пучок нейтронов. Теоретически, на времяпролетном рефлектометре тоже можно выбрать нужную длину волны, изменяя угол скольжения падающего пучка с помощью поворота волновода в гониометре. Но точность шаговых двигателей позволяет установить угол с шагом 0.017° или, с относительной точностью, около 10%. Это означает, что длину волны нейтронов можно установить с точно-

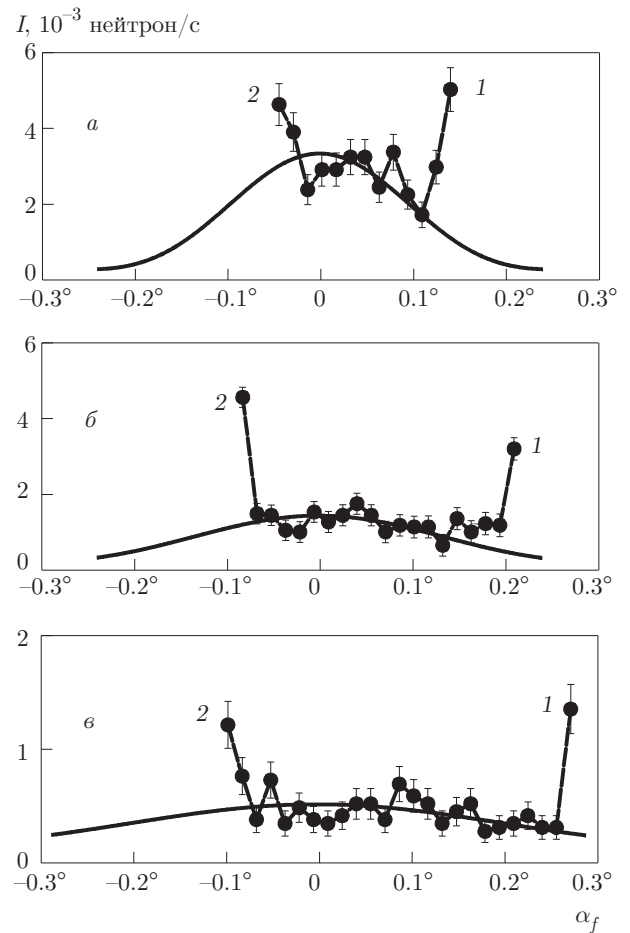


Рис. 13. Интенсивность микропучка нейтронов порядка резонанса $n = 0$ для волновода с шириной канала 80 нм в зависимости от угла скольжения рассеянного пучка при фиксированных углах скольжения начального пучка: *a* — 0.177° ; *б* — 0.246° ; *в* — 0.308° . Показаны части зеркально-отраженного (1) и преломленного (2) пучков. Точки и штриховые линии — эксперимент, сплошные линии — расчет

стью около 10%. Поэтому мы использовали другой способ.

На рис. 14б представлена экспериментально измеренная угловая расходимость микропучка в зависимости от длины волны нейтронов для разных ширин канала волновода. Точки — эксперимент, прямая линия проведена на глаз. Из экспериментальной величины угловой расходимости микропучка на рис. 14а,б определена экспериментальная величина вклада фраунгоферовой дифракции (9), которая показана на рис. 14в как функция длины волны нейтронов для разных ширин канала волновода. Теперь мы можем выбрать определенную длину волны, например, 4.26 \AA (вертикальная штриховая линия на

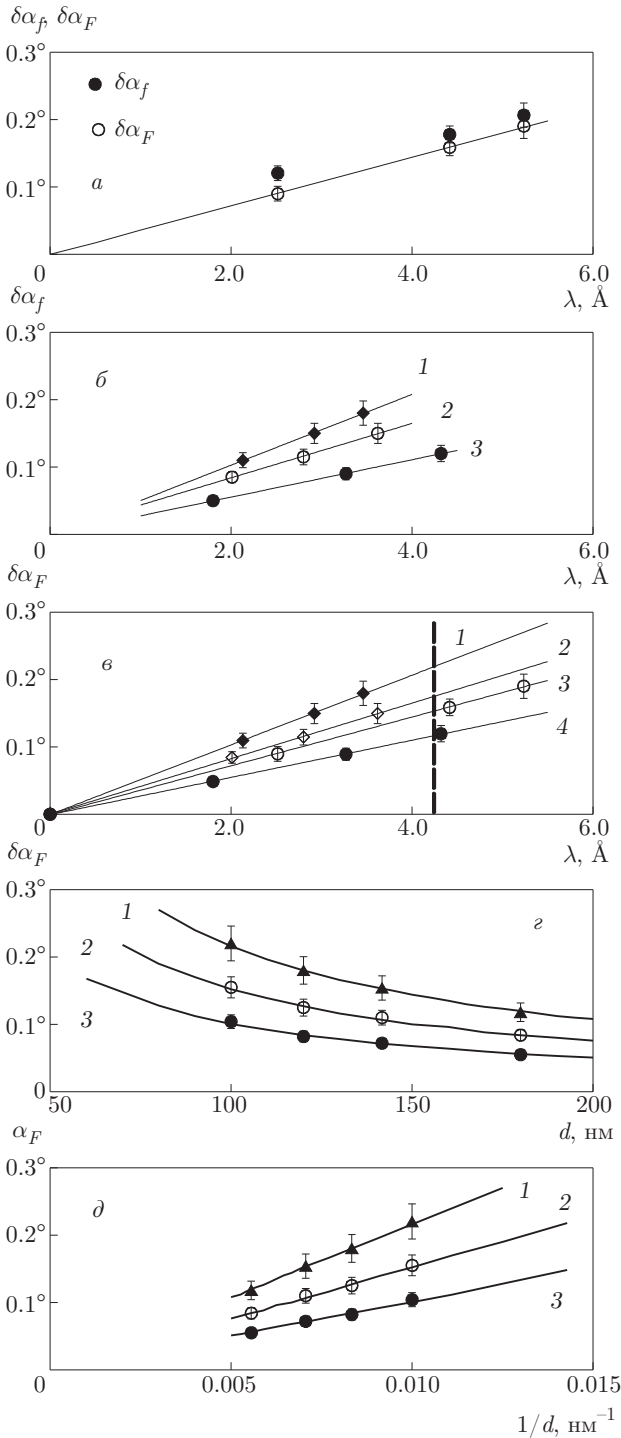


рис. 14б). Пересечение вертикальной линии с наклонными прямыми дает экспериментальную величину вклада фраунгоферовой дифракции в угловую расходимость микропучка при фиксированной длине волны.

Рис. 14. а) Угловая расходимость микропучка из волновода с шириной канала 141.7 нм как функция длины волны нейтронов [14]. Темные символы — экспериментальная расходимость микропучка, светлые — вклад фраунгоферовой дифракции, линия — расчет. б) Экспериментально измеренная угловая расходимость микропучка для ширины волноводного канала 100 нм (кривая 1), 120 нм (2), 180 нм (3) как функция длины волны нейтронов. в) Вклад фраунгоферовой дифракции в расходимость микропучка для ширины волноводного канала 100 нм (кривая 1), 120 нм (2), 141.7 нм (3), 180 нм (4) как функция длины волны нейтронов. Точки — эксперимент, линия — подгонка по методу наименьших квадратов. г, д) Вклады фраунгоферовой дифракции в расходимость микропучка как функции ширины (г) и обратной ширины (д) волноводного канала для длины волны нейтронов 4.26 Å (кривая 1), 3 Å (2), 2 Å (3). Точки — эксперимент, линии — расчет

На рис. 14г приведен вклад фраунгоферовой дифракции в угловую расходимость микропучка в зависимости от ширины волноводного канала при фиксированной длине волны нейтронов. Точки — экспериментально определенные значения, линии — расчет по формулам дифракции Фраунгофера (6)–(8). Можно видеть, что экспериментальные данные соответствуют расчету. При этом зависимость угловой расходимости микропучка из-за дифракции Фраунгофера является обратно пропорциональной ширине волноводного канала. Это наглядно видно, если построить угловую расходимость микропучка как функцию обратной величины ширины волноводного канала (рис. 14д) при разных длинах волны нейтронов. Зависимость от обратной величины $1/d$ является прямо пропорциональной.

Таким образом, мы экспериментально определили вклад фраунгоферовой дифракции на узкой щели в угловую ширину микропучка резонанса порядка $n = 0$ в зависимости от длины волны нейтронов и ширины волноводного канала. Экспериментальные данные соответствуют предсказаниям теории.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследована угловая расходимость микропучка из торца плоского волновода в зависимости от длины волны нейтронов и ширины волноводного канала. Экспериментальные результаты получены на времяпролетном рефлектометре с вертикальной плоскостью образца. Была исследована серия образцов с шириной волноводного канала в диапазоне от 80 до 180 нм. Показано, что угловая расходимость

микропучка растет прямо пропорционально с увеличением длины волны нейтронов и уменьшается обратно пропорционально с ростом ширины волноводного канала. С учетом углового разрешения детектора и угловой расходимости начального пучка определен вклад дифракции Фраунгофера в угловую расходимость микропучка. Экспериментальные результаты подтверждают предсказание теории. Таким образом, для сохранения минимальной угловой расходимости микропучка нужно уменьшать длину волны нейтронов и увеличивать ширину волноводного канала. Мы думаем, что результаты работы будут полезны для оптимизации экспериментов с нейтронным микропучком и дальнейшего развития метода зондовой нейтронной микроскопии для исследования локальных неоднородностей в объеме вещества.

В обзоре [63] сравниваются различные способы формирования нейтронных микропучков: 1) применение диафрагм из поглощающих нейтроны материалов; 2) полное зеркальное отражение нейтронов от подложки при малых углах; 3) плоские волноводы. Наиболее гибким и светосильным является полное зеркальное отражение нейтронов от подложки, поскольку используется весь спектр нейтронов. Но практически достижимая ширина микропучка все еще составляет около 20 мкм. А практическая ширина микропучка из плоского волновода равна около 2 мкм, поэтому плоские волноводы на данный момент являются рекордсменом по минимальной ширине нейтронного микропучка. Мы надеемся, что с появлением новых мощных источников нейтронов микропучки из плоских волноводов будут более активно использоваться для исследований.

Авторы признательны В. К. Игнатовичу, Ф. Отту (F. Ott) и Т. Келлеру (T. Keller) за полезные обсуждения, В. Л. Аксёнову и Ю. В. Никитенко за интерес к теме исследований, а также А. В. Петренко за помощь при проведении эксперимента на рефлектометре РЕМУР и Ю. Н. Хайдукову за помощь в проведении измерений на рефлектометре NREX. Работа выполнена при поддержке научного проекта ОИЯИ-Румыния № 323/21.05.2018, пункты 89 и 90.

ЛИТЕРАТУРА

1. F. Ott, Springer Ser. Opt. Sci. **137**, 113 (2008).
2. С. В. Кожевников, F. Ott, J. Torrejón, M. Vázquez, and A. Thiaville, ФТТ **56**, 63 (2014).
3. M. Vázquez and A.-L. Adenot-Engelvin, J. Magn. Magn. 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, Crystallogr. Rep. **56**, 1207 (2011).
9. R. E. de Wames and S. K. Sinha, Phys. Rev. B **7**, 197 (1973).
10. S. P. Pogossian, A. Menelle, H. Le Gall, J. Ben-Youssef, and J. M. Desvignes, J. Appl. Phys. **83**, 1159 (1998).
11. F. Pfeiffer, V. Leiner, P. Høghøj, and I. Anderson, Phys. Rev. Lett. **88**, 055507 (2002).
12. F. Pfeiffer, P. Høghøj, I. S. Anderson, and V. Leiner, Proc. SPIE **4509**, 79 (2001).
13. S. V. Kozhevnikov, A. Rühm, F. Ott, N. K. Pleshanov, and J. Major, Physica B **406**, 2463 (2011).
14. S. V. Kozhevnikov, V. K. Ignatovich, Yu. V. Nikitenko, F. Ott, and A. V. Petrenko, Письма в ЖЭТФ **102**, 3 (2015).
15. V. L. Aksenov, K. N. Jernenkov, S. V. Kozhevnikov, H. Lauter, V. Lauter-Pasyuk, Yu. V. Nikitenko, and A. V. Petrenko, JINR Comm. D13-2004-47 (2004).
16. F. Radu and V. K. Ignatovich, Physica B **292**, 160 (2000).
17. S. V. Kozhevnikov, T. Keller, Yu. N. Khaydukov, F. Ott, A. Rühm, A. Thiaville, J. Torrejón, M. Vázquez, and J. Major, arXiv:1209.3889.
18. С. В. Кожевников, В. Д. Жакетов, Ю. Н. Хайдуков, Ф. Отт, Ф. Раду, ЖЭТФ **152**, 1192 (2017).
19. А. В. Антонов, А. И. Исаков, В. И. Микеров, С. А. Старцев, Письма в ЖЭТФ **20**, 632 (1974).
20. K.-A. Steinhauser, A. Steyerl, H. Scheckenhofer, and S. S. Malik, Phys. Rev. Lett. **44**, 1306 (1980).
21. A. Steyerl, T. Ebisawa, K.-A. Steinhauser, and M. Utsuro, Z. Phys. B **41**, 283 (1981).

22. И. В. Бондаренко, В. И. Боднарчук, С. Н. Балашов, П. Гельтенборт, А. Г. Кляйн, А. В. Козлов, Д. А. Корнеев, С. В. Масалович, В. Г. Носов, А. И. Франк, П. Хогхой, А. Чиммино, ЯФ **62**, 775 (1999).
23. А. А. Серёгин, ЖЭТФ **73**, 1634 (1977).
24. M. Maaza and D. Hamidi, Phys. Rep. **514**, 177 (2012).
25. С. Ш. Шильштейн, В. И. Марухин, М. Каланов, В. А. Соменков, Л. А. Сысоев, Письма в ЖЭТФ **12**, 80 (1970).
26. С. Ш. Шильштейн, В. А. Соменков, В. П. Докашенко, Письма в ЖЭТФ **13**, 301 (1971).
27. Ю. В. Никитенко, ЭЧАЯ **40**, 1682 (2009).
28. L. J. Norton, E. J. Kramer, R. A. L. Jones, F. S. Bates, H. R. Brown, G. P. Felcher, and R. Kleb, J. de Phys. II **44**, 367 (1994).
29. M. Wolff, F. Adlmann, J. Dura, A. Devishvili, G. Palsson, and B. Toperverg, Talk on the Conf. “Trends and Perspectives in Neutron Instrumentation: Probing Structure and Dynamics at Interfaces and Surfaces”, October 10–13, 2017, Tutzing, Germany.
30. 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).
31. V. L. Aksenov, Yu. V. Nikitenko, F. Radu, Yu. M. Gledenov, and P. V. Sedyshev, Physica B **276–278**, 946 (2000).
32. В. Л. Аксёнов, Ю. В. Никитенко, С. В. Кожевников, Ф. Раду, Р. Круис, Т. Реквелдт, Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования **8**, 10 (2000).
33. В. К. Игнатович, Письма в ЖЭТФ **28**, 311 (1978).
34. G. P. Felcher, S. Adenwalla, V. O. de Haan, and A. A. van Well, Nature **377**, 409 (1995).
35. G. P. Felcher, S. Adenwalla, V. O. de Haan, and A. A. van Well, Physica B **221**, 494 (1996).
36. D. A. Korneev, V. I. Bodnarchuk, and V. K. Ignatovich, Письма в ЖЭТФ **63**, 900 (1996).
37. V. L. Aksenov, Yu. V. Nikitenko, and S. V. Kozhevnikov, Physica B **297**, 94 (2001).
38. S. V. Kozhevnikov, F. Ott, and F. Radu, J. Appl. Cryst. **45**, 814 (2012).
39. S. V. Kozhevnikov, F. Ott, and E. M. Semenova, Physica B **508**, 12 (2017).
40. С. В. Кожевников, В. К. Игнатович, Ф. Раду, Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования **2**, 12 (2018).
41. Yu. N. Khaydukov, V. L. Aksenov, Yu. V. Nikitenko, K. N. Zhernenkov, B. Nagy, A. Teichert, R. Steitz, A. Rühm, and L. Bottyán, J. Supercond. Nov. Magn. **24**, 961 (2011).
42. Yu. Khaydukov, A. M. Petrzhik, I. V. Borisenko, A. Kalabukhov, D. Winkler, T. Keller, G. A. Ovsyannikov, and B. Keimer, Phys. Rev. B **96**, 165414 (2017).
43. S. P. Pogossian, J. Appl. Phys. **102**, 104501 (2007).
44. S. V. Kozhevnikov, F. Ott, E. Kentzinger, and A. Paul, Physica B **397**, 68 (2007).
45. S. V. Kozhevnikov, F. Ott, A. Paul, and L. Rosta, Eur. Phys. J. Special Topics **167**, 87 (2009).
46. E. Kentzinger, U. Rucker, B. Toperverg, and T. Bruckel, Physica B **335**, 89 (2003).
47. F. Radu, A. Vorobiev, J. Major, H. Humblot, K. Westerholt, and H. Zabel, Physica B **335**, 63 (2003).
48. F. Radu, M. Etzkorn, R. Siebrecht, T. Schmitte, K. Westerholt, and H. Zabel, Phys. Rev. B **67**, 134409 (2003).
49. D. E. Popov, V. V. Kaplin, and S. A. Vorobiev, Phys. Stat. Sol. (b) **96**, 263 (1979).
50. В. В. Воронин, Е. Г. Лапин, С. Ю. Семенихин, В. В. Фёдоров, Письма в ЖЭТФ **71**, 110 (2000).
51. С. В. Кожевников, В. К. Игнатович, А. В. Петренко, Ф. Раду, ЖЭТФ **150**, 1094 (2016).
52. Y. P. Feng, C. F. Majkrzak, S. K. Sinha, D. G. Wiesler, H. Zhang, and H. W. Deckman, Phys. Rev. B **49**, 10814 (1994).
53. V. L. Aksenov and Yu. V. Nikitenko, Physica B **297**, 101 (2001).
54. S. P. Pogossian, H. Le Gall, and A. Menelle, J. Magn. Magn. Mater. **152**, 305 (1996).
55. A. Rühm, S. V. Kozhevnikov, F. Ott, F. Radu, and J. Major, Nucl. Instrum. Meth. A **708**, 83 (2013).
56. S. V. Kozhevnikov, Yu. N. Khaydukov, T. Keller, F. Ott, and F. Radu, Письма в ЖЭТФ **103**, 38 (2016).
57. V. K. Ignatovich and F. Radu, Phys. Rev. B **64**, 205408 (2001).

58. S. V. Kozhevnikov, V. K. Ignatovich, F. Ott, A. Rühm, and J. Major, *ЖЭТФ* **144**, 733 (2013).
59. Ю. В. Никитенко, В. В. Проглядо, В. Л. Аксёнов, *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования* **10**, 3 (2014).
60. S. V. Kozhevnikov, T. Keller, Yu. N. Khaydukov, F. Ott, and F. Radu, *Nucl. Instrum. Meth. A* **875**, 177 (2017).
61. С. В. Кожевников, Ю. Н. Хайдуков, Ф. Отт, Ф. Радду, *ЖЭТФ* **153**, 712 (2018).
62. S. V. Kozhevnikov, T. Keller, Yu. N. Khaydukov, F. Ott, and F. Radu, arXiv:1808.03497.
63. F. Ott, S. Kozhevnikov, A. Thiaville, J. Torrejon, and M. Vazquez, *Nucl. Instrum. Meth. A* **788**, 29 (2015).