Письма в ЖЭТФ, том 110, вып. 12, с. 799 – 805 © 2019 г. 25 декабря

Измерение жесткости спиновых волн в аморфных ферромагнитных микропроводах методом малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов

С. В. Григорьев[+*1)], *К. А. Пшеничный*[+*], *И. А. Барабан*[×], *В. В. Родионова*[×], *К. А. Чичай*[×], *А. Хайнеманн*[°]

[+]*Петербургский институт ядерной физики, НИЦ "Курчатовский институт", 188300 Гатчина, Россия*

[*]*Санкт-Петербургский государственный университет, 198504 С.-Петербург, Россия*

[×]*Балтийский федеральный университет им. И. Канта, 234041 Калининград, Россия*

[°]*Helmholtz Zentrum Geesthacht, 21502 Geesthacht, Germany*

Поступила в редакцию 20 октября 2019 г.
После переработки 13 ноября 2019 г.
Принята к публикации 13 ноября 2019 г.

Представлены результаты измерения спин-волновой жесткости ферромагнитного микропровода, представляющего собой аморфную жилу соединения $Fe_{77.5}Si_{5.5}B_{15}$ диаметром 10 мкм в стеклянной оболочке. Исследования проводились методом малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов. В соответствии с квадратичным законом дисперсии для ферромагнетика, рассеяние нейтронов на спиновых волнах сконцентрировано внутри конуса с углом отсечки θ_C. Угол отсечки θ_C был получен сравнением антисимметричного вклада в интенсивность рассеяния поляризованных нейтронов с модельной функцией для магнитного поля, которое изменялось от 3.40 до 41 мТ. При этом угол отсечки θ_C уменьшался в соответствии с уравнением $\theta_C^2(H) = \theta_0^2 - (g\mu_B H + \Delta)\theta_0/E_i$, где $\theta_0 = \hbar^2/(2Am_n)$. Жесткость спиновых волн A и щель в спектре спиновых волн Δ были получены из полевой зависимости $\theta_C^2(H)$. Величина жесткости спиновых волн ферромагнитного микропровода $Fe_{77.5}Si_{5.5}B_{15}$ при комнатной температуре равна $A = 82(3)$ мэВÅ^2, а энергетическая щель $\Delta = 0.048(2)$ мэВ. Показано, что эта методика измерения жескости спиновых волн может быть успешно использована на компактных (с малым и средним потоком) импульсных источниках нейтронов на основе ускорителей.

DOI: 10.1134/S0370274X19240068

Свойства магнитных материалов в значительной степени зависят от характера взаимодействия между электронами и величины обменного интеграла. Возможность измерения величины этого взаимодействия связана, в первую очередь, с измерением динамических свойств спиновой системы, а именно, спектра спиновых волн. Одним из самых прямых, информативных и надежных способов измерения спинволнового спектра магнитных материалов является неупругое рассеяние нейтронов. Среди методов, развитых за последние 70 лет, можно перечислить метод трехосной нейтронной спектроскопии и метод спектроскопии по времени пролета нейтронов, в которых измеряется зависимость энергии возбуждения от переданного импульса [1, 2]. Используя эти методы, было экспериментально показано, что спектр спиновых волн ферромагнетиков в длинноволновом пределе ($ka \ll 1$) является квадратичным по импульсу и имеет щель, пропорциональную магнитному полю. Однако малое сечение неупругого рассеяния нейтронов делает эти методы прерогативой узкого круга специалистов, способных поставить физическую задачу и выполнить статистически достоверные измерения на высокопоточных источниках нейтронов. При этом стандартными образцами для таких измерений служат монокристаллы (трехосная спектроскопия) и поликристаллы (спектроскопия по времени пролета) объемом в несколько кубических сантиметров.

Альтернативным способом измерения спинволновой жесткости ферромагнетиков оказался метод МалоУглового Рассеяния Нейтронов (МУРН) [3]. Метод был успешно применен для исследования спиновых волн в аморфных ферромагнетиках [4, 5], в инварном железо-никелевом сплаве $Fe_{65}Ni_{35}$ [6, 7], в образце монокристалла Ni–Mn–Ga [8, 9]. Основы метода детально описаны в работе [7] на примере изучения температурной эволюции спиновой динамики в железо-никелевом сплаве $Fe_{65}Ni_{35}$.

[1)]e-mail: grigoryev_sv@pnpi.nrcki.ru
[2)]A. Heinemann.

Интересное развитие эта методика недавно получила при измерении жесткости спиновых волн в геликоидальных магнетиках с взаимодействием Дзялошинского–Мория (ДМ). Как было показано [10], даже в полностью поляризованном состоянии присутствие ДМ взаимодействия приводит к киральности спиновых волн и к асимметричному сдвигу кривой дисперсии в направлении магнитного поля на величину, равную волновому вектору спирали: $\epsilon_k = A(\mathbf{k}-\mathbf{k}_s)^2 + g\mu_B(H-H_{C2})$, где $\mathbf{k}_s$ – волновой вектор спиновой спирали, а H_{C2} – критическое поле перехода из геликоидального состояния в ферромагнитное, поляризованное магнитным полем. В таких системах магноны, распространяющиеся параллельно и антипараллельно внешнему магнитному полю, имеют различный характер. Это явление названо магнитохиральной невзаимностью распространяющихся магнонов, причем знак их невзаимности зависит от киральности магнитной системы [11, 12]. Именно благодаря высокому импульсному разрешению метода МУРН удалось экспериментально показать необычный вид дисперсионного соотношения и измерить величину и температурную зависимость жесткости спиновых волн для целого ряда соединений: для MnSi [10], в $Mn_xFe_{1-x}Si$ [13], в $Fe_xCo_{1-x}Si$ [14, 15], в Cu_2OSeO_3 [16]. Несмотря на заметный интерес к методу, возникший благодаря исследованиям магнетиков с взаимодействием ДМ, его потенциал в изучении свойств ферромагнитных материалов еще далеко не исчерпан. Использование метода для нецентросимметричных ферромагнетиков, таких как $LiFe_5O_8$ [11], даст информацию об энергетическом ландшафте системы, поскольку карты интенсивности малоуглового рассеяния нейтронов позволят прямо определить не только константу жескости спиновых волн, но и величину ДМ взаимодействия.

К неоспоримым достоинствам метода следует отнести тот факт, что исследуемые образцы ферромагнетиков необязательно должны быть монокристаллами или даже поликристаллами. Это условие особенно актуально для ферромагнитных нанокристаллов, наночастиц и, особенно, аморфных ферромагнитных сплавов [3–5]. Как показали эксперименты методом трехосной спектроскопии нейтронов, энергетический спектр элементарных магнитных возбуждений аморфного ферромагнетика оказывается квадратичным в области малых импульсов k и характеризуется небольшой щелью Δ, не связанной с магнитным полем и не зависящей от температуры [17–20]:

$$\epsilon_k = Ak^2 + \Delta + g\mu_B H. \tag{1}$$

Кроме того, спектр также имеет “ротонный” характер [21], т.е. в нем обнаружен минимум энергии при величине волнового вектора $k \approx 3\,\text{Å}^{-1}$, определяемом максимумом структурного фактора и характеризующим масштаб неоднородности структуры [22]. Возможно, что неполевая щель в спектре и ротонный характер спиновых волн имеет одну природу, однако это остается до конца невыясненным.

Не менее интересной оказывается возможность (с помощью метода МУРН) измерения малых величин энергетической щели неполевой природы Δ в спектре спиновых волн ферромагнетика, которая открывается с измерением полевой зависимости угла отсечки при различных значениях энергии E_i падающей нейтронной волны (ур. (4)). Эта возможность реализуется в случае, когда величина щели Δ оказывается больше или порядка щели, обусловленной магнитным полем. Влияние неполевой щели выражается в сильной зависимости угла отсечки θ_C от энергии нейтрона E_i, особенно в малых полях. Возможность измерения энергетической щели открывается для “мягких” ферромагнетиков, среди которых аморфные магнитные материалы занимают заметную нишу.

Еще одно достоинство метода связано с тем фактом, что для исследования методом малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов требуется небольшое (по сравнению с трехосными спектрометрами) количество образца (обычно около $0.01\,\text{см}^3$). Это обусловлено двумя факторами. Во-первых, формфактор магнитного рассеяния близок к 1 в области малых углов рассеяния, но он падает на порядок при рассеянии на большие углы. Во-вторых, измеряемая интенсивность в методе малоуглового рассеяния интегрируется по энергии, что на порядки улучшает статистику измерений по сравнению с дифференциальными измерениями, выполненными методом трехосной спектроскопии нейтронов.

Метод измерения спин-волновой жесткости с помощью МУРН основан на том факте, что при рассеянии нейтронов на спиновых волнах, удовлетворяющих дисперсионному соотношению для ферромагнетика (ур. (1)), волновой вектор рассеянного нейтрона $\mathbf{k}_f$ описывает две сферы в обратном пространстве $(\mathbf{q}_x, \mathbf{q}_y, \mathbf{q}_z)$ (рис. 1) [3–7]. Это является следствием законов сохранения импульса и энергии нейтрона в процессе рассеяния. При этом из-за того, что рассеяние осуществляется под малыми углами, ось обратного пространства $\mathbf{q}_z$ соответствует неупругой составляющей переданного импульса нейтрона и пропорциональна переданной энергии ω, а оси $(\mathbf{q}_x, \mathbf{q}_y)$ являются

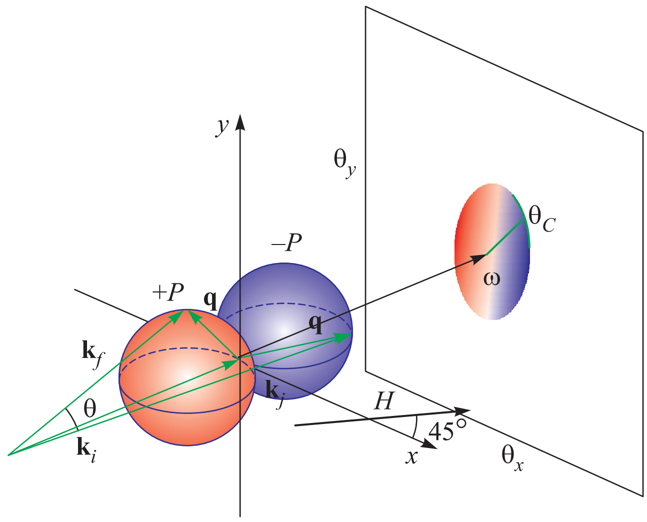

Рис. 1. (Цветной онлайн) Кинематическая схема малоуглового рассеяния нейтронов на спиновых волнах в ферромагнетике

компонентами упругой составляющей переданного импульса.

Уравнения для сфер, выраженные в терминах углов рассеяния (θ_x, θ_y), имеют вид:

$$(\widetilde{\omega} - \theta_0)^2 + \theta_x^2 + \theta_y^2 = \theta_C^2, \qquad (2)$$

$$(\widetilde{\omega} + \theta_0)^2 + \theta_x^2 + \theta_y^2 = \theta_C^2, \qquad (3)$$

где $\widetilde{\omega} = \omega/2E_i$ – переданная нейтрону энергия, $\theta_0 = \hbar^2(2Am_n)^{-1}$ – параметр, связывающий жесткость спиновых волн A с массой нейтрона m_n. Радиус сферы представлен через угол θ_C, квадрат которого выражается через θ_0 и линейно зависит от величины внешнего поля H [7]:

$$\theta_C^2(H) = \theta_0^2 - (g\mu_B H + \Delta)\theta_0/E_i. \qquad (4)$$

В методе малоуглового рассеяния нейтронов сечение рассеяния интегрируется по энергии, и поэтому сферы рассеяния проецируются на плоскость (θ_x, θ_y), а детектируемая интенсивность представляет собой круг с радиусом $\theta_C(H)$ (рис. 1).

В этой работе мы покажем, что, несмотря на небольшое количество и аморфное состояние материала, метод малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов в наклонной геометрии магнитного поля можно использовать для измерения жесткости спиновых волн в магнитных микропроводах. Ферромагнитный микропровод представляет собой аморфную жилу соединения $Fe_{77.5}Si_{7.5}B_{15}$ в стеклянной оболочке [23, 24]. Диаметр жилы 10 мкм, а диаметр всего провода вместе со стеклянной оболочкой 21 мкм. Такие магнитные микропровода с положительной магнитострикцией имеют доменную структуру типа Ландау–Лифшица, которая состоит в основном из одного большого домена с намагниченностью, ориентированной в осевом направлении. Перемагничивание происходит скачком Баркгаузена, т.е. быстрым распространением вдоль оси микропровода доменной границы, находящейся между большим аксиальным и кольцевым доменами. Петля гистерезиса в таком случае имеет прямоугольный вид с коэрцетивной силой, равной 0.2 мТл, а сами микропровода обладают свойством магнитной бистабильности. При перемагничивании микропровода доменная стенка движется по проводу с определенной скоростью, которая заметно меняется в зависимости от температуры и прикладываемого магнитного поля [23–25].

Магнитные характеристики аморфных и нанокристаллических магнитомягких материалов хорошо описываются в терминах модели неоднородного на наномасштабе магнетика со случайной анизотропией [26–28]. Важной особенностью этой модели является установление связи между макроскопическими и микроскопическими параметрами. Модель позволяет из кривой намагничивания $M(H)$ определить параметры средней корреляционной длины магнитной неоднородности и средней анизотропии в ней. Более того, было показано, что размерность системы обменно-связанных зерен определяет показатель в степенной зависимости приближения намагниченности к насыщению [26] и, следовательно, модель неоднородного магнетика со случайной анизотропией описывает не только низкоразмерные системы с размерностью, равной 1 или 2 [26, 29], но может быть использована и при анализе фрактальных свойств магнитных систем [30, 31]. Однако, несмотря на успех в описании свойств магнитомягких аморфных магнетиков, модель не дает величины обменной константы (жесткости спиновых волн), поэтому задача ее прямого измерения методами рассеяния нейтронов оказывается необыкновенно актуальной.

Эксперимент по малоугловому рассеянию нейтронов проводили на установке SANS-1 в Центре Майер–Лейбница (Мюнхен, Германия). Использовали поляризованный пучок нейтронов с длиной волны $\lambda = 0.6$ нм. В качестве образца использовали около 100 микропроводов длиной 10 мм соединения $Fe_{77.5}Si_{7.5}B_{15}$. Набор микропроводов длинной осью располагали под углом 35° по отношению к оси пучка в плоскости (x, z). Магнитное поле (3.4–41 мТл) прикладывали также под углом 35° градусов к падающему пучку нейтронов и параллельно нанонитям.

В методе наклонной геометрии используют поляризационно-зависящую часть (киральный канал) рассеяния поляризованных нейтронов для выделения исключительно рассеяния на спиновых волнах в ферромагнетиках, вычитая при этом как фон от ядерного рассеяния, так и от падающего нейтронного пучка. Интенсивность нейтронного рассеяния $\mathrm{I}(\mathbf{P}_0, \mathbf{Q})$ измеряли в зависимости от угла рассеяния с поляризацией падающих нейтронов по или против направления поля при разных значениях поля и $T = 300$ К. Обнаружено, что для поляризации падающих нейтронов $(+P_0)$ появляется плечо интенсивности в рассеянии слева, при отсутствии такого плеча справа от нуля переданного импульса $q = 0$. Напротив, для поляризации падающих нейтронов $(-P_0)$ появляется плечо в рассеянии справа, при отсутствии такого плеча слева от $q = 0$. Очевидно, что поляризационно-зависящая часть рассеяния, выделяемая как $\Delta I(\theta) = I(+P_0, \theta)^{\cup} I(-P_0, \theta)$, является асимметричной. Эта асимметрия в эксперименте обусловлена направлением магнитного поля и киральной природой спиновых волн. В случае H, лежащем в плоскости (xz), эта асимметрия более всего выражена вдоль x-й компоненты переданного импульса Q_x.

На рисунке 2 представлена карта интенсивности поляризационно-зависящей части рассеяния нейтронов на микропроводах соединения $Fe_{77.5}Si_{5.5}B_{15}$, $d/D = 10/21$, при значении магнитного поля $\mu_0 H = 3.4$ мТл. В правой (относительно центра) части карты интенсивность имеет ясно выраженные положительные значения, а в левой части – отрицательные. Эти области с ненулевыми значениями (положительными и отрицательными) наблюдаются только вблизи центра, внутри окружности определенного радиуса. Все значения $\Delta I(\theta)$ за пределами этой окружности равны нулю в пределах статистической ошибки.

Для определения угла отсечки θ_C интенсивность рассеяния нейтронов $\Delta I(\theta)$ была азимутально усреднена по угловому сектору 120°, как для правой, так и для левой частей карты, как показано на рис. 2. Обе зависимости – $[-\Delta I(\theta_x)]$ для отрицательных значений θ_x и $[\Delta I(\theta_x)]$ для положительных значений θ_x – суммировали. Усредненная зависимость интенсивности рассеяния от угла рассеяния θ представлена на рис. 3 для разных значенй магнитного поля $H = 3.4$ мТл, $H = 12.38$ мТл и $H = 32.0$ мТл при температуре $T = 300$ К. Угол отсечки $\theta_C(H)$ получали из экспериментальной зависимости I от θ_x, аппроксимируя полученные данные следующей функцией: $1/2 - (1/\pi)\arctan(2(\theta - \theta_C)/\delta)$. Положение угла отсечки θ_C определяли как среднее положение на обрыве arctan-функции, а размытие обрыва δ определяется разрешением установки.

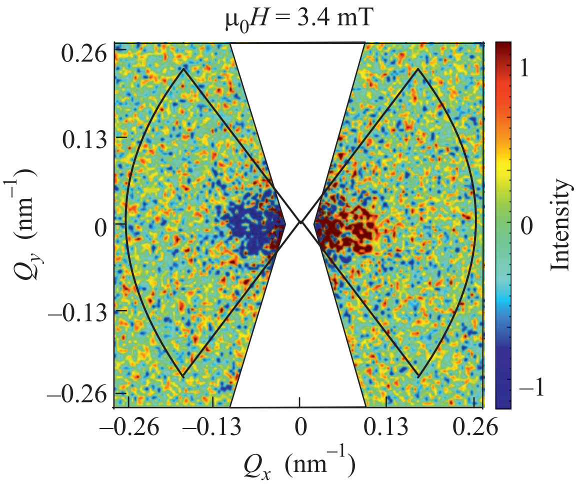

Рис. 2. (Цветной онлайн) Карта интенсивности малоуглового рассеяния нейтронов на микропроводах соединения $Fe_{77.5}Si_{7.5}B_{15}$, $d/D = 10/21$, при значении магнитного поля $\mu_0 H = 3.4$ мТл и $T = 300$ К

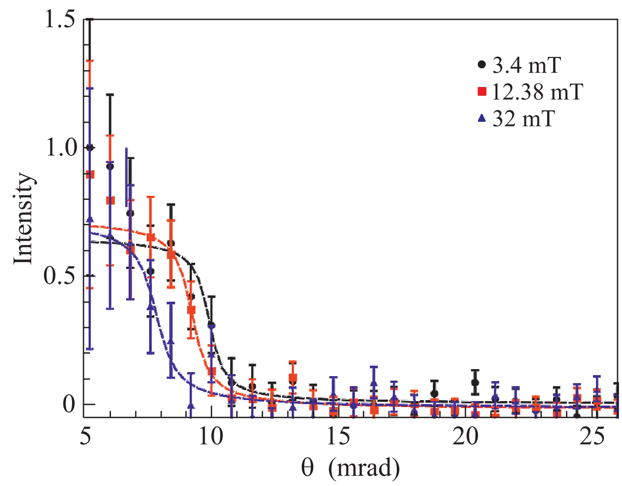

Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость интенсивности ΔI от угла θ_x, полученная в результате азимутального усреднения двумерных карт

Квадрат угла отсечки θ_C^2 показан на рис. 4 в зависимости от поля при $T = 300$ К. В соответствии с моделью θ_C^2 линейно зависит от магнитного поля (ур. (4)). Аппроксимируя зависимость этим выражением, можно с высокой точностью определить значение параметра $\theta_0 = 25(1)$ мрад и $\Delta = 0.048(2)$ мэВ. Величина жесткости спиновых волн ферромагнитного микропровода $Fe_{77.5}Si_{5.5}B_{15}$ при комнатной температуре равна $A = 82(3)$ мэВ Å^2.

Следует заметить, что жескость спиновых волн измерена в этом материале впервые. Основная трудность измерения этой, самой главной, характери-

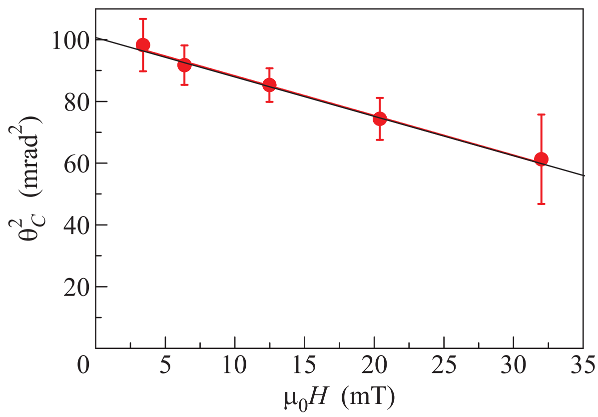

Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимость квадрата угла отсечки θ_C^2 от напряженности приложенного магнитного поля

стики магнитного материала состоит в том, что микроскопические количества магнитного материала невозможно исследовать такими методами нейтронной спектроскопии, как трехосная спектроскопия и спектроскопия по времени пролета. Количество образца, которое было использовано в этом эксперименте, составило всего лишь 0.03 мм^3, в то время как стандартные эксперименты требуют 100 мм^3 образца для получения детектируемого на фоне шумов сигнала. Другим препятствием к измерению спин-волновой жесткости магнитных материалов является время-затратность и труднодоступность методов нейтронной спекроскопии, работающих лишь в больших нейтронных центрах, лишь на значимые фундаментальные задачи. Для того, чтобы сделать такие измерения рутинной процедурой, необходимо развитие и строительство компактных источников нейтронов на основе импульсных ускорителей [32–34].

В этой связи следует отметить, что эксперимент, представленный в настоящей работе, как и те, что выполнены в работах [3–7], были произведены на монохроматических пучках нейтронов на стационарных (не импульсных) источниках нейтронов. В то же время техника измерения жесткости спиновых волн с помощью МУРН на импульсном источнике может иметь преимущество перед установками МУРН на стационарных источниках. Смысл этого преимущества обусловлен необычным свойством рассеяния нейтронов на спиновых волнах, для которых угол отсечки θ_0 одинаков для всех нейтронов независимо от их длины волны. Как же изменится технология эксперимента, получения и обработки экспериментальных данных при измерении жесткости спиновых волн в ферромагнетиках на импульсных источниках нейтронов?

Важно отметить, что угол отсечки $\theta_0 = \hbar/(2Am_n)$ зависит от жесткости спиновых волн и массы нейтрона, но не зависит от длины волны нейтрона. Это означает, что нейтроны всех длин волн (всех энергий), падающие на образец и рассеянные на спиновых волнах, будут ограничены одним и тем же конусом рассеяния. Следовательно, в экспериментах на импульсном источнике можно не дифференцировать по длине волны, а суммировать все нейтроны, всего импульса от источника, которые будут лишь увеличивать суммарную интенсивность рассеяния.

Эта особенность, однако, перестает работать, если приложить магнитное поле или щель Δ не равна нулю (см. ур. (4)), поскольку второй член в выражении ур. (4) обратно пропорционален энергии, т.е. квадратично зависит от длины волны нейтрона. Чтобы проиллюстрировать вышесказанное, мы смоделировали малоугловое рассеяние поляризованных нейтронов на спиновых волнах в ферромагнетике с жесткостью спиновых волн, равной $A = 200$ мэВ Å^2 и $\Delta = 0$. На рисунке 5 показана асимметричная поляризационно

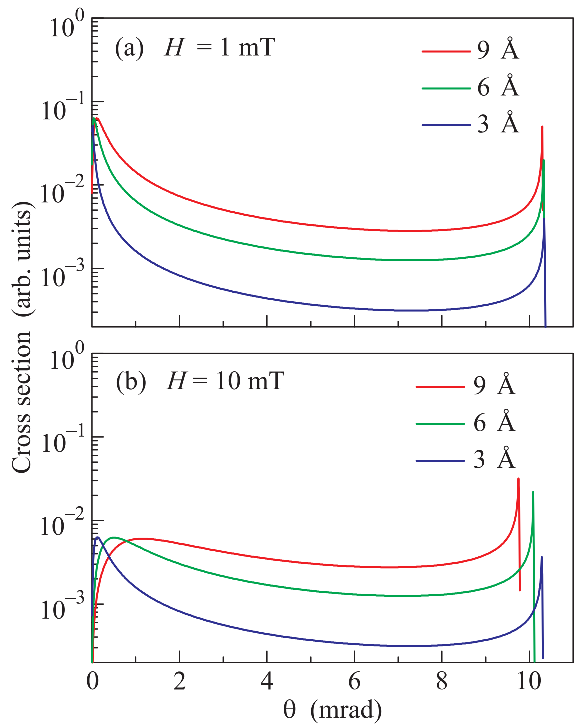

Рис. 5. (Цветной онлайн) Интенсивность рассеяния нейтронов на спиновых волнах в ферромагнетике ΔI от угла рассеяния θ_x для длины волны $\lambda = 3, 6, 9$ Å в магнитном поле (a) $H = 1$ мТл, (b) $H = 10$ мТл

зависящая часть интенсивности рассеяния нейтронов $\Delta I(\theta)$ для длины волны $\lambda = 3, 6, 9$ Å в магнитном поле $H = 1$ и 10 мТл.

На рисунке 5a для магнитного поля $H = 1$ мТл видно, что угол отсечки θ_c практически совпадает для трех длин волн нейтронов $\lambda = 3, 6, 9$ Å и близок к углу $\theta_0 = \hbar/(2Am_n) = 10.36$ мрад. На рисунке 5b для магнитного поля $H = 10$ мТл видно, что угол отсечки θ_c различается для трех длин волн $\lambda = 3, 6, 9$ Å, причем $\theta_c(9\,\text{Å}) < \theta_c(6\,\text{Å}) < \theta_c(3\,\text{Å}) < \theta_0$. Заметим, что сечение рассеяния $\Delta I(\theta)$ сильно (на порядок) различается для нейтронов с длиной волны $\lambda = 3$ Å и 9 Å. Сечение рассеяния нейтронов пропорционально квадрату длины волны нейтрона λ.

Эти модельные кривые показывают, что методика обработки экспериментальных данных, получаемых на импульсных источниках нейтронов, в которой можно суммировать интенсивности рассеяния для всех длин волн нейтронов в зависимости от угла рассеяния (но не от переданного импульса!) действительно может существенно (на порядок) улучшить статистику измерения угла отсечки при рассеянии нейтронов на спиновых волнах в ферромагнетиках. При этом следует помнить, что магнитное поле должно быть по возможности близким к нулевому. В реальном эксперименте это невозможно, во-первых, потому, что используются поляризованные нейтроны, которым необходимо так называемое "поле проводки" порядка 1 мТл, а, во-вторых, потому, что образец должен быть намагничен, а следовательно, необходимо приложить к нему некоторое магнитное поле. В конкретном примере ферромагнитного микропровода образец намагничивается уже в поле 0.2 мТл и имеет прямоугольную петлю гистерезиса, а следовательно, эксперимент можно проводить в малых полях, которые слабо влияют на величину угла отсечки различных длин волн в пределах от 3 до 9 Å. При этом, если дисперсия характеризуется ненулевой щелью в спектре, то даже при малых величинах магнитного поля угол отсечки θ_C продемонстрирует заметную зависимость от длины волны нейтрона, обнаруживая, тем самым, наличие щели в спектре спиновых волн.

Таким образом, в работе показано, что метод малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов дает уникальную возможность измерения таких параметров спектра спиновых волн, как жесткость и щель, для образцов аморфных ферромагнетиков с минимальным количеством материала. Более того, методика измерения может быть еще более успешной на импульсных источниках нейтронов, а именно, на компактных (с малым и средним потоком) импульсных источниках нейтронов на основе ускорителей, разрабатываемых для нужд образования и промышленных применений.

Авторы благодарят за поддержку Российский научный фонд (грант # 19-12-00363).

1. G. Squires, *Introduction to the Theory of Thermal Neutron Scattering*, Cambridge University Press, Cambridge (2012); doi:10.1017/CBO9781139107808.
2. J. R. D. Copley and T. J. Udovic, J. Res Natl. Inst. Stand. Technol. **98**(1), 71 (1993); doi:10.6028/jres.098.006.
3. A. I. Okorokov, V. V. Runov, B. P. Toperverg, A. D. Tretyakov, E. I. Maltsev, I. M. Puzeii, and V. E. Mikhailova, JETP Lett. **43**, 503 (1986).
4. V. Deriglazov, A. Okorokov, V. Runov, B. Toperverg, R. Kampmann, H. Eckerlebe, W. Schmidt, and W. Lobner, Physica B **181–182**, 262 (1992).
5. B. P. Toperverg, V. V. Deriglazov, and V. E. Mikhailova, Physica B **183**, 326 (1993).
6. S. V. Grigoriev, S. V. Maleyev, V. V. Deriglazov, A. I. Okorokov, N. H. van Dijk, E. Bruck, J. C. P. Klaasse, H. Eckerlebe, and G. Kozik, Appl. Phys. A Materials Science Processing A **74**, 719 (2002).
7. С. В. Григорьев, Е. В. Алтынбаев, H. Eckerlebe, А. И. Окороков, Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования **10**, 71 (2014) [S. V. Grigoriev, E. V. Altynbayev, H. Eckerlebe, and A. I. Okorokov, J. Surface Inv. **8**(5), 1027 (2014)].
8. В. В. Рунов, Ю. П. Черненков, М. К. Рунова, ЖЭТФ **129**, 117 (2006).
9. V. Runov and U. Stuhr, J. Magn. Magn. Mat. **323**, 244 (2011).
10. S. V. Grigoriev, A. S. Sukhanov, E. V. Altynbaev, S.-A. Siegfried, A. Heinemann, P. Kizhe, and S. V. Maleyev, Phys. Rev. B **92**, 220415(R) (2015).
11. Y. Iguchi, S. Uemura, K. Ueno, and Y. Onose, Phys. Rev. B **92**, 184419 (2015).
12. S. Seki, Y. Okamura, K. Kondou, K. Shibata, M. Kubota, R. Takagi, F. Kagawa, M. Kawasaki, G. Tatara, Y. Otani, and Y. Tokura, Phys. Rev. B **93**, 235131 (2016).
13. S. V. Grigoriev, E. V. Altynbaev, S.-A. Siegfried, K. A. Pschenichnyi, D. Menzel, A. Heinemann, and G. Chaboussant, Phys. Rev. B **97**, 024409 (2018).
14. С. В. Григорьев, К. А. Пшеничный, Е. В. Алтынбаев, С.-А. Зигфрид, А. Хайнеманн, Д. Хоннекер, Д. Мензель, Письма в ЖЭТФ **107**(10), 673 (2011).
15. S. V. Grigoriev, K. A. Pschenichnyi, E. V. Altynbaev, S.-A. Siegfried, A. Heinemann, D. Honnecker, and D. Menzel, Phys. Rev. B **100**, 094409 (2019).
16. S. V. Grigoriev, K. A. Pschenichnyi, E. V. Altynbaev, A. Heinemann, and A. Magrez, Phys. Rev. B **99**, 054427 (2019).
17. J. A. Fernandez-Baca, J. W. Lynn, J. J. Rhyne, and G. E. Fish, Phys. Rev. B **36**, 8497 (1987).

18. J. A. Fernandez-Baca, J. J. Rhyne, and G. E. Fish, J. Magn. Magn. Mat. **54–57**, 289 (1986).
19. J. A. Fernandez-Baca, J. W. Lynn, J. J. Rhyne, and G. E. Fish, J. Appl. Phys. **61**, 3406 (1987).
20. J. A. Fernandez-Baca, J. W. Lynn, J. J. Rhyne, and G. E. Fish, J. Appl. Phys. **63**, 3749 (1988).
21. Г. А. Петраковский, УФН **134**, 305 (1981).
22. H. A. Mook and C. C. Tsuei, Phys. Rev. B **16**, 2184 (1977).
23. V. Zhukova, J. M. Blanco, P. Corte-Leon, M. Ipatov, M. Churyukanova, S. Taskaev, and A. Zhukov, Acta Mater. **155**, 279 (2018).
24. I. Baraban, S. Leble, L. V. Panina, and V. Rodionova, J. Magn. Magn. Mater. **477**, 415 (2019).
25. R. Varga, A. Zhukov, N. Usov, J. M. Blanco, J. Gonzalez, V. Zhukova, and P. Vojtanik, J. Magn. Magn. Mater. **316**, 337 (2007).
26. Р. С. Исхаков, С. В. Комогорцев, А. Д. Балаев, Л. А. Чеканова, Письма в ЖЭТФ **72**(6), 440 (2000).
27. Р. С. Исхаков, С. В. Комогорцев, Ж. М. Мороз, Е. Е. Шалыгина, Письма в ЖЭТФ **72**(12), 872 (2000).
28. Р. С. Исхаков, В. А. Игнатченко, С. В. Комогорцев, А. Д. Балаев, Письма в ЖЭТФ **78**(10), 1142 (2003).
29. Р. С. Исхаков, С. В. Комогорцев, А. Д. Балаев, А. В. Окотруб, А. Г. Кудашов, В. Л. Кузнецов, Ю. В. Бутенко, Письма в ЖЭТФ **78**(4), 271 (2003).
30. Р. С. Исхаков, С. В. Комогорцев, Б. А. Денисова, Ю. Е. Калинин, А. В. Ситников, Письма в ЖЭТФ **86**, 534 (2007).
31. С. В. Комогорцев, Р. С. Исхаков, В. А. Фельк, ЖЭТФ **155**(5), 886 (2019).
32. D. V. Baxter, J. M. Cameron, V. P. Derenchuk, C. M. Lavelle, M. B. Leuschner, M. A. Lone, H. O. Meyer, T. Rinckel, and W. M. Snow, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms **241**(1), 209 (2005).
33. M. B. Leuschner, D. V. Baxter, V. P. Derunchuk, H. Kaiser, C. M. Lavelle, H. Nann, N. B. Remmes, T. Rinckel, W. M. Snow, and P. E. Sokol, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms **261**(1), 956 (2007).
34. Y. Yamagata, K. Hirota, J. Ju, Sh. Wang, Shinya Morita, Jun-ichi Kato, Y. Otake, A. Taketani, Y. Seki, M. Yamada, H. Ota, U. Bautista, and Q. Jia, J. Radioanal. Nucl. Chem. **305**(3), 787 (2015).