

УДК 538.9

ИЗУЧЕНИЕ СПИН-ВОЛНОВОЙ ДИНАМИКИ АМОРФНЫХ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ И ГЕЛИМАГНЕТИКОВ СО ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ ДЗЯЛОШИНСКОГО–МОРИЯ

© 2022 г. С. В. Григорьев^{1,2,*}, Е. В. Алтынбаев^{1,3}, К. А. Пшеничный^{1,2,3}

¹ Петербургский институт ядерной физики НИЦ “Курчатовский институт”, Гатчина, Санкт-Петербург, Россия

² Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

³ Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН, Троицк, Москва, Россия

*E-mail: grigoryev_sv@npi.nrcki.ru

Поступила в редакцию 17.06.2020 г.

После доработки 17.06.2020 г.

Принята к публикации 29.07.2020 г.

Метод “косой” динамики, разработанный для изучения спиновых волн в ферромагнетиках, предложен и реализован в Ленинградском институте ядерной физики в середине 1980-х годов в Гатчине. Метод основан на анализе лево-правой асимметрии в магнитном рассеянии поляризованных нейтронов, возникающей в случае, когда направление намагниченности в образце наклонено по отношению к волновому вектору падающего пучка. Рассеяние нейтронов на спиновых волнах сконцентрировано внутри конуса, ограниченного критическим углом – углом отсечки, который равен отношению массы магнона к массе нейтрона. Измеряя это отношение, находят массу магнона и константу жесткости спиновых волн в ферромагнитном материале. Эксперименты по измерению жесткости спиновых волн в гелимагнетиках со взаимодействием Дзялошинского–Мория методом малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов показали наличие квадратичного закона дисперсии, смещенного в направлении поля на величину волнового вектора спирали: $\epsilon_q = A(\mathbf{q} - \mathbf{k})^2 - g_{\mu_B}(H - H_{C2})$. Измерена величина жесткости спиновых волн в зависимости от температуры для бинарных и квазибинарных соединений: MnSi, Mn_{1-x}Fe_xSi, FeGe, Mn_{1-x}Fe_xGe, Fe_{1-x}Co_xSi, Cu₂OSeO₃.

DOI: 10.31857/S0023476122010052

ОГЛАВЛЕНИЕ

- Введение
1. Малоугловое рассеяние поляризованных нейтронов на спиновых волнах в ферромагнетиках
 - 1.1. Кинематика рассеяния: как измерить массу магнона
 - 1.2. Поляризованные нейтроны и киральность спиновых волн
 - 1.3. Методика измерения и обработки полученных данных
 - 1.4. Жесткость спиновых волн в ферромагнитных аморфных материалах и поликристаллических сплавах
 2. Малоугловое рассеяние нейтронов на спиновых волнах в геликоидальных магнетиках со взаимодействием Дзялошинского–Мория
 - 2.1. Влияние ДМ-взаимодействия на кинематику рассеяния нейтронов
 - 2.2. Методика измерения и обработки полученных данных

- 2.3. Жесткость спиновых волн в гелимагнетиках и проверка теории Бака–Йенсена

Заключение

ВВЕДЕНИЕ

Измерение фононных и магнонных спектров с использованием трехосных и времяпролетных спектрометров нейтронов стало рутинной работой нейтронных центров. За последнее время появилось несколько книг, посвященных методам нейтронной спектроскопии и исследованиям возбуждений в кристаллах с использованием этих методов [1–4].

Менее известен способ измерения основной константы спиновой динамики ферромагнетиков, жесткости спиновых волн, предложенный и реализованный в Ленинградском институте ядерной физики в середине 1980-х годов [5–7]. Измерения константы спин-волновой жесткости A (коэффициента в дисперсионном соотношении

для ферромагнетиков $E = Aq^2$) проводились методом малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов (МУРН). Метод основан на анализе лево-правой асимметрии в магнитном рассеянии поляризованных нейтронов, возникающей в случае, когда направление намагниченности в образце наклонено по отношению к волновому вектору падающего пучка.

Известно, что в случае квадратичной дисперсии спин-волновое рассеяние нейтронов сконцентрировано в узком конусе с максимальным углом θ_c , который зависит от магнитного поля и однозначно связан с жесткостью спиновых волн A [8, 9].

Поскольку в экспериментах методом МУРН использовалась наклонная (по отношению к оси падающего пучка) геометрия магнитного поля, то он был назван методом наклонной геометрии. Метод успешно применялся для исследования спиновых волн в аморфных ферромагнетиках [6, 7] и поликристаллических инварных сплавах: железо-никелевом $Fe_{65}Ni_{35}$ [10, 11] и железо-платиновом $Fe_{75}Pt_{25}$ [12], а также в образце монокристалла Ni–Mn–Ga [12, 13].

Интересное развитие эта методика недавно получила при измерении жесткости спиновых волн в геликоидальных магнетиках со взаимодействием Дзялошинского–Мория (ДМ). Как показано в [14], даже в полностью поляризованном состоянии присутствие ДМ-взаимодействия приводит к киральности спиновых волн и 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 магнитокиральной невязимостью распространяющихся магнонов, причем знак их невязимости зависит от киральности магнитной системы [15, 16]. 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: MnSi [14], $Mn_xFe_{1-x}Si$ [17], $Fe_xCo_{1-x}Si$ [18, 19], Cu_2OSeO_3 [20].

В настоящей работе кратко изложим теоретические основы метода и представим обзор экспериментальных результатов, полученных с его помощью.

1. МАЛОУГЛОВОЕ РАССЕЯНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ НА СПИНОВЫХ ВОЛНАХ В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ

Рассмотрим задачу неупругого рассеяния нейтрона с импульсом \mathbf{k}_i , рассеянного на спиновой волне, подчиняющейся закону дисперсии E_q . После рассеяния нейтрон изменит как направление, так и величину импульса \mathbf{k}_f . Однако характеристики нейтрона после рассеяния не могут быть произвольными, они жестко связаны с дисперсией спиновых волн исследуемой системы, поскольку совокупные энергия и импульс двух сталкивающихся частиц (нейтрона и магнона) должны сохраняться. В пределе МУР, когда модуль вектора рассеяния равен $|\mathbf{q}| = |\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f| \ll |\mathbf{k}_i|, |\mathbf{k}_f|$, компоненты переданного импульса нейтрона можно представить в виде [5, 11]:

$$\begin{cases} q_x = k_i\theta_x, \\ q_y = k_i\theta_y, \\ q_z = k_i\hbar\omega/2E_n, \end{cases} \quad (1)$$

где E_n – энергия падающего нейтрона. В этой системе уравнений x - и y -компоненты вектора \mathbf{q} описывают упругое рассеяние, а z -компонента – неупругое.

В случае рассеяния нейтронов на спиновых волнах в ферромагнетике дисперсионное соотношение имеет вид

$$E_q = Aq^2, \quad (2)$$

где A – жесткость спиновых волн ферромагнетика, а q и E_q – импульс и энергия спиновой волны. Для простоты пренебрежем пока щелью, наводимой магнитным полем. Учитывая закон сохранения импульса и подставляя разложенные компоненты вектора переданного импульса \mathbf{q} из выражения (1) в дисперсионное соотношение (2), получим

$$E_q = Ak_i^2 \left\{ \theta^2 + \left(\frac{\hbar\omega}{2E_n} \right)^2 \right\}, \quad (3)$$

где $\theta^2 = \theta_x^2 + \theta_y^2$. Принимая во внимание закон сохранения энергии для поглощения и возбуждения магнонами нейтронов $\omega - E_q = 0$ и $\omega + E_q = 0$ и делая замену $\tilde{\omega} = \hbar\omega/2E_n$, из (3) получим уравнения:

$$\begin{aligned} Ak_i^2\tilde{\omega}^2 - 2E_n\tilde{\omega} + Ak_i^2\theta_0^2 &= 0, \\ Ak_i^2\tilde{\omega}^2 + 2E_n\tilde{\omega} + Ak_i^2\theta_0^2 &= 0, \end{aligned} \quad (4)$$

корни которых можно представить в виде:

$$\begin{aligned}\tilde{\omega}_1 &= -\frac{E_n}{Ak_i^2} - \sqrt{\frac{E_n^2}{A^2k_i^4} - \theta^2}, \\ \tilde{\omega}_2 &= -\frac{E_n}{Ak_i^2} + \sqrt{\frac{E_n^2}{A^2k_i^4} - \theta^2}, \\ \tilde{\omega}_3 &= \frac{E_n}{Ak_i^2} - \sqrt{\frac{E_n^2}{A^2k_i^4} - \theta^2}, \\ \tilde{\omega}_4 &= \frac{E_n}{Ak_i^2} + \sqrt{\frac{E_n^2}{A^2k_i^4} - \theta^2}.\end{aligned}\quad (5)$$

1.1. Кинематика рассеяния: как измерить массу магнона

Уравнения (4) можно представить в виде канонических уравнений двух сфер:

$$\begin{aligned}(\tilde{\omega} - \theta_0)^2 + \theta^2 &= \theta_0^2, \\ (\tilde{\omega} + \theta_0)^2 + \theta^2 &= \theta_0^2,\end{aligned}\quad (6)$$

где $\theta_0 = \frac{m_m}{m_n}$, $m_m = \frac{\hbar^2}{2A}$ – эффективная масса магнона, а m_n – масса нейтрона. Уравнения (6) удобно представить графически (рис. 1) в пространстве переданных импульсов и энергий нейтрона ($k_i, \tilde{\omega}$) в виде двух сфер с радиусом θ_0 , сдвинутых на величину θ_0 вдоль оси $\tilde{\omega}$ в положительном и отрицательном направлениях [9].

1.2. Поляризованные нейтроны и киральность спиновых волн

Поскольку метод МУРН является интегральным по энергии ω , то для получения поляризационно-зависящей части интенсивности рассеяния необходимо взять интеграл следующего вида [5, 11]:

$$\Delta I = 2k_B T \int \frac{(\hat{\mathbf{q}}\hat{\mathbf{m}})}{\omega} [\delta(\omega - E_q) + \delta(\omega + E_q)] d\omega, \quad (7)$$

где $(\hat{\mathbf{q}}\hat{\mathbf{m}})$ – геометрический фактор рассеяния нейтронов, а $\hat{\mathbf{m}}$ – единичный вектор, направленный вдоль намагниченности образца. Далее согласно [11] для поляризации нейтронов, направленной под углом α к падающему пучку нейтронов, можно получить аналитическое выражение для зависящего от поляризации сечения рассеяния нейтронов:

$$\Delta I = \sin(2\alpha) \frac{2k_B T}{E_n} \frac{\theta_x |\theta_0|}{\theta_0^2 \sqrt{\theta_0^2 - \theta^2}}. \quad (8)$$

Без потери общности рассмотрения можно учесть влияние магнитного поля на дисперсию спиновых волн: $E_q = Aq^2 + g\mu_B H$. В этом случае кри-

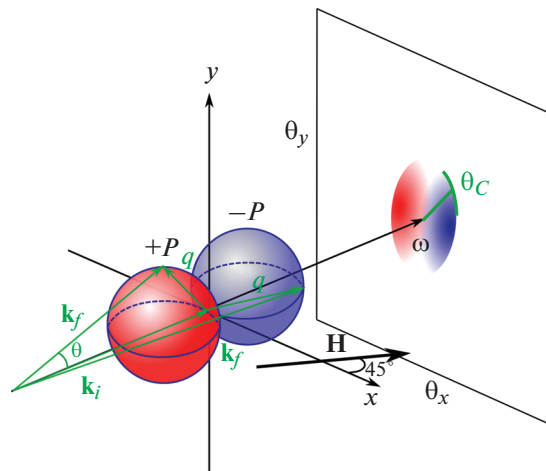


Рис. 1. Кинематическая схема рассеяния поляризованных нейтронов на спиновых волнах в ферромагнетике.

тический угол зависит от магнитного поля:

$$\theta_C^2 = \theta_0^2 - \theta_0 \frac{g\mu_B H}{E_n}.$$

Изображенная на рис. 1 кинематическая схема рассеяния поясняет суть происходящего. При интегрировании по энергии сферы следует спроецировать на плоскость (θ_x, θ_y) с учетом геометрического фактора $(\hat{\mathbf{q}}\hat{\mathbf{m}})$ (7). На рис. 2 показаны результирующие двумерные карты поляризационно-зависящей части рассеяния нейтронов, полученные из выражения (8) для трех значений приложенного магнитного поля: $B = 10, 50$ и 100 мТл, где $B = \mu_0 H$, а на рис. 3 представлены зависимости интенсивности (8) от угла рассеяния θ_x для магнитных полей $B = 10, 250$ и 500 мТл.

Из рис. 2 видно, что картина рассеяния представляет собой круг с четко очерченной границей при $\theta = \theta_C$, а из рис. 3 – что угол отсечки θ_C плавно уменьшается с ростом поля так, что его квадрат θ_C^2 линейно зависит от поля. Рассеяние исчезает при $\theta_C = 0$, т.е. при напряженности поля $g\mu_B H = E_n \theta_0$. В малых полях наблюдается особенность в области малых углов θ . Эта особенность подавляется с ростом поля как $1/\theta^2 + g\mu_B \frac{H}{E_n}$. Отметим, что влияние магнитного поля на картину рассеяния сводится к быстрому (как $1/H^2$) спадающему интенсивности рассеяния при малых углах рассеяния θ , в то время как угол отсечки θ_C медленно уменьшается с ростом поля пропорционально $\sqrt{\theta_0 - g\mu_B H/E_n}$.

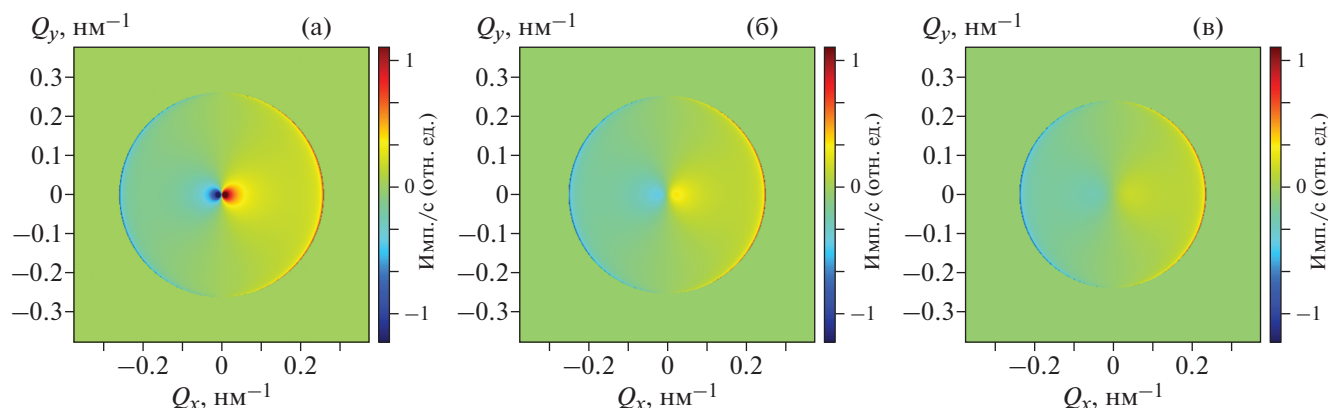


Рис. 2. Двумерная карта поляризационно-зависящей части рассеяния поляризованных нейтронов с длиной волны $\lambda = 5.1 \text{ \AA}$ на магнонах в ферромагнетике при $A = 100 \text{ мЭВ \AA}^2$ в магнитном поле B , равном 10 (а), 50 (б) и 100 мТл (в).

1.3. Методика измерения и обработки полученных данных

Методика измерения спин-волновой жесткости ферромагнетиков заключается в использовании поляризационно-зависимой части (киральный канал) рассеяния поляризованных нейтронов для выделения исключительно рассеяния на спиновых волнах в ферромагнетике, вычитая при этом фон как от ядерного рассеяния, так и от падающего нейтронного пучка. Для измерения необходимо подготовить образец таким образом,

чтобы количества измеряемого материала хватало для получения достаточной интенсивности для набора статистически разрешимого сигнала [22]. Интенсивность $I(\mathbf{P}_0, \mathbf{Q})$ измеряется в зависимости от угла рассеяния с поляризацией падающих нейтронов по или против направления поля при разных значениях поля и разных температурах. Таким образом получают набор “карт интенсивности”, из которых методом азимутального усреднения левой и правой частей карты и последующей аппроксимации ступенчатой функцией находят значение угла отсечки θ_C . Имея набор зависимостей $\theta_C(H, T)$, можно получить значение спин-волновой жесткости для каждой измеренной температуры.

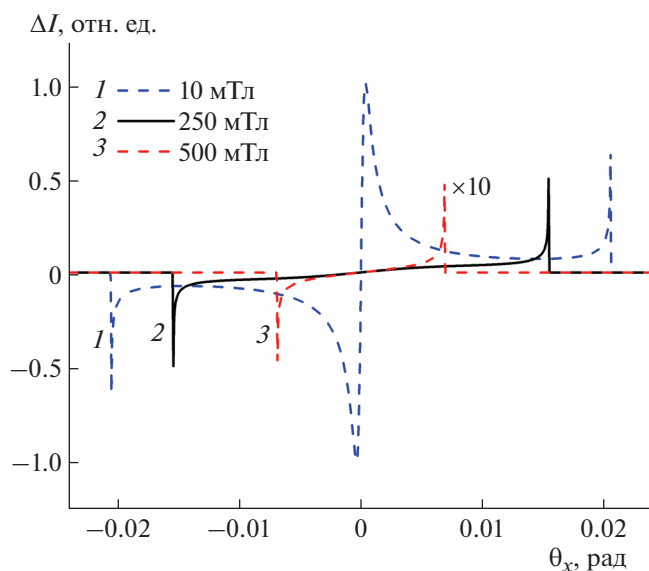


Рис. 3. Зависимость разности интенсивности рассеяния поляризованных нейтронов на магнонах в ферромагнетике от угла рассеяния при различных приложенных магнитных полях: $\theta_C = 20$ мрад при 10 мТл, $\theta_C = 15$ мрад при 250 мТл и $\theta_C = 6.8$ мрад при 500 мТл.

1.4. Жесткость спиновых волн в ферромагнитных аморфных материалах и поликристаллических сплавах

При помощи метода, основанного на эффекте асимметрии МУРН, в 1986 г. впервые была измерена спин-волновая жесткость в аморфных ферромагнитных материалах $\text{Fe}_{50}\text{Ni}_{22}\text{Cr}_{10}\text{P}_{18}$ и $\text{Fe}_{48}\text{Ni}_{34}\text{P}_{18}$ в критической области вблизи температуры Кюри [5]. В эксперименте использовались образцы размером $1 \times 10 \times 50 \text{ мм}^3$, приготовленные из отрезков ленты толщиной 30 мкм. Измерения проводились на пучке поляризованных нейтронов “Вектор” на реакторе ВВР-М с длиной волны $\lambda = 8.8 \text{ \AA}$. В результате была получена температурная зависимость спин-волновой жесткости, из которой был экспериментально определен критический индекс спин-волновой жесткости χ . Для соединения $\text{Fe}_{50}\text{Ni}_{22}\text{Cr}_{10}\text{P}_{18}$ он составил $\chi = 0.36 \pm 0.025$, а для $\text{Fe}_{48}\text{Ni}_{34}\text{P}_{18}$ получили $\chi = 0.31 \pm 0.02$.

В [6] при помощи МУРН с высокой точностью была исследована спин-волновая динамика в

аморфном соединении $\text{Fe}_{50}\text{Ni}_{22}\text{Cr}_{10}\text{P}_{18}$. В качестве образца использовалась стопка из 40 лент длиной 50 мм, шириной 10 мм и толщиной 30 мкм. Эксперимент проводили на установке малоуглового рассеяния нейтронов SANS-2 на реакторе FRG-1 в Гестахте (Германия), использовались поляризованные нейтроны с длиной волны 5.25 и 9.6 Å. Рассеяние нейтронов измерялось при комнатной температуре, которая заметно меньше критической температуры Кюри $T_C = 335$ К. Магнитное поле прикладывалось вдоль лент в диапазоне $30 \leq \mu_0 H \leq 300$ мТл под углом к падающему пучку в 45° . Из анализа данных получили набор параметров, характеризующих спиновые волны, т.е. жесткость, затухание и напряженность внутреннего поля. Показано сильное влияние диполь-дипольного взаимодействия на поведение спиновых волн при малых импульсах.

В [10, 11] представлены результаты измерения спин-волновой жесткости в классическом инварном сплаве $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$. Эксперимент МУРН проводился на установке SANS-2 на реакторе FRG-1 в Гестахте (Германия). Поляризация составляла $P_0 = 0.9$ при длине волны $\lambda = 5.6$ Å. Сплав $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$ изучали в широком температурном интервале ниже критической температуры $T_C = 485$ К в диапазоне магнитного поля 0.05–0.25 Тл. Показано, что спин-волновое рассеяние сконцентрировано в узком конусе внутри критического угла θ_C , который зависит от магнитного поля как $\theta_C^2(H) = \theta_0^2 - \theta_0 g_{\mu_B} H / E_n$, где θ_0 – значение угла отсечки в нулевом поле. В окрестности критического угла θ_C теоретически предсказываемый резкий обрыв интенсивности размыт спиновым затуханием. Постоянная жесткости спиновой волны была получена сравнением антисимметричного вклада в рассеяние с модельной функцией. Величина спин-волновой жесткости A уменьшается с ростом температуры. Установлено [11], что температурная зависимость хорошо аппроксимируется выражением $A = A_0 |\tau|^x$, где $\tau = 1 - T/T_C > 0.1$, $x = 0.48 \pm 0.01$ и $A_0 = 137 \pm 3$ мэВ Å². Полученное значение x близко к предсказаниям теории среднего поля $x = 0.5$. Удивительным является тот факт, что спиновую жесткость можно шкалировать на критическую температуру не только в критической области, но и во всем температурном диапазоне ниже T_C . Это может быть связано с близостью магнитной системы инварных сплавов к магнитному переходу порядок–беспорядок по концентрации x . Действительно, критическая температура перехода парамагнетик–ферромагнетик T_C инварных сплавов $\text{Fe}_x\text{Ni}_{1-x}$ стремительно падает с ростом концентрации Fe от $T_C = 600$ К при $x = 0.6$ до $T_C = 0$ при $x \approx 0.75$. Причиной нестабильности ферро-

магнитной структуры, возможно, следует признать конкуренцию взаимодействий ферромагнитного обменного взаимодействия между атомами никеля и между атомами никеля и железа; антиферромагнитного или неколлинеарного (типа ДМ) обменного взаимодействия, появляющегося с ростом числа связей между атомами железа. Такого вида переходы часто наблюдаются в сплавах переходных металлов.

В [12] представлены результаты измерения спин-волновой жесткости другого инварного сплава состава $\text{Fe}_{75}\text{Pt}_{25}$. Образец представлял собой “таблетку” диаметром 12 мм и толщиной 1 мм. Состав был гомогенизирован в течение 100 ч при температуре 1100°C . После быстрого охлаждения образец отжигался при 600°C в течение 100 ч. Степень порядка, оцененная из величины критической температуры ($T_C = 400$ К), достигала 70%. Эксперимент МУРН также проводился на дифрактометре SANS-2 реактора FRG-1 в Гестахте (Германия). Поляризация падающего пучка составляла $P_0 = 0.95$ при длине волны $\lambda = 0.58$ нм. Спиновую динамику сплава изучали в диапазоне температур от 300 до 400 К. Магнитное поле величиной от 1 до 230 мТл прикладывали под углом 45° к падающему пучку. В результате была получена зависимость спин-волновой жесткости от температуры $A(T)$, которая уменьшается от 54 до 25 мэВ Å² с ростом температуры от 300 до 400 К.

В [13, 21] исследованы мезоскопическая структура и магнитная динамика в сплаве Гейслера $\text{Ni}_{49.1}\text{Mn}_{29.4}\text{Ga}_{21.5}$ методом МУРН в диапазоне температур от 15 до 400 К. Образцы характеризуются температурами фазового перехода ферромагнитной фазы $T_C = 347$ К и мартенситного перехода при $T_m = 306$ К. Эксперименты МУРН проводились на установке ВЕКТОР (реактор ВВР-М, Гатчина) на длине волны $\lambda = 9.2$ Å ($\Delta\lambda/\lambda = 0.25$). В результате были получены следующие выводы: все наблюдаемые структурные фазовые переходы идут через мезоскопические негомогенные фазы; структурные изменения в сплавах, включая изменения модуляции решетки, сопровождаются изменениями в спиновой динамике.

Методами МУРН и трехосной спектроскопии установлено, что в аустенитной фазе константа спин-волновой жесткости составила $A = 97 \pm 2$ мэВ Å², а величина магнетонной энергетической щели равна $\Delta E_g = 0.067 \pm 0.02$ мэВ. В тетрагональной фазе, которая была измерена при температуре 220 и 170 К, значения константы спин-волновой жесткости и магнетонной щели не показали существенной разницы по сравнению со значениями, полученными в аустенитной фазе. Однако в тетрагональной мартенситной фазе константа спин-волновой жесткости показывает существенное отличие и составляет

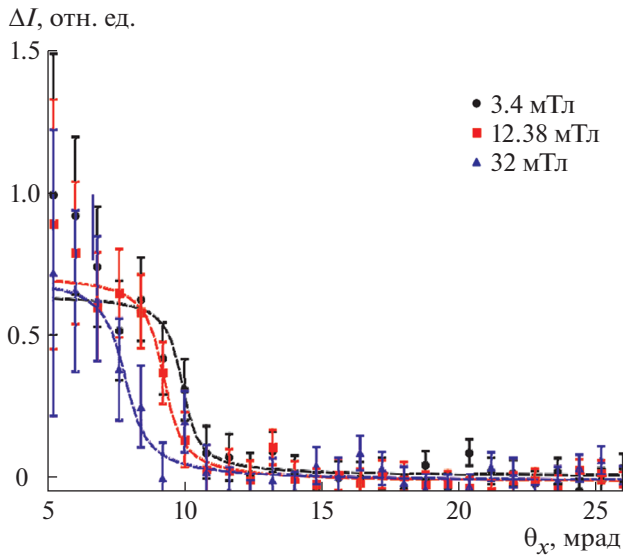


Рис. 4. Зависимость интенсивности малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов ΔI от угла θ_x .

$A = 149 \pm 3$ мЭВ \AA^2 , а значение магнитной щели выросло в 4 раза: $\Delta E_g = 0.24 \pm 0.02$ мЭВ. Более того, измерения спин-волновой динамики в низкотемпературной мартенситной фазе показывают значения константы спин-волновой жесткости $A = 197 \pm 7$ мЭВ \AA^2 и $\Delta E_g = 0.19 \pm 0.03$ мЭВ.

В [22] представлено измерение константы спин-волновой жесткости в аморфных ферромагнитных микропроводах. Микропровод представляет собой аморфную жилу соединения $\text{Fe}_{77.55}\text{Si}_{7.5}\text{B}_{15}$ в стеклянной оболочке [23, 24]. Диаметр жилы 10 мкм, а диаметр всего провода вместе со стеклянной оболочкой 21 мкм. 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 коэрцитивной силой, равной 159.15 А/м, 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 прикладываемого магнитного поля [23–25].

Эксперимент МУРН проводили на установке SANS-1 в центре Майер–Лейбница (Мюнхен, Германия). Использовали пучок поляризованных нейтронов с длиной волны $\lambda = 0.6$ нм. В качестве

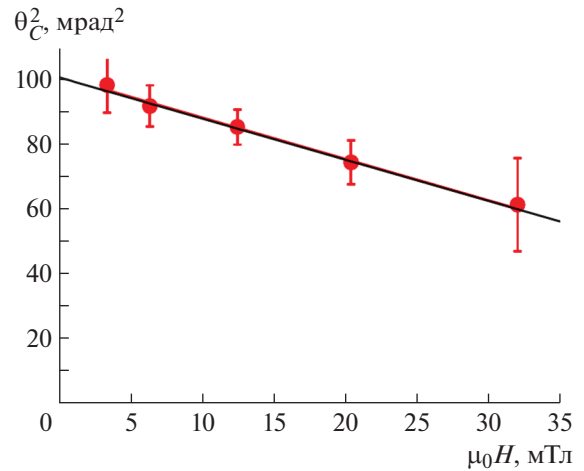


Рис. 5. Зависимость квадрата угла отсечки θ_C^2 от напряженности приложенного магнитного поля.

образца использовали набор из 100 микропроводов длиной 10 мм соединения $\text{Fe}_{77.55}\text{Si}_{7.5}\text{B}_{15}$. Набор микропроводов длинной осью располагали под углом 35° к падающему пучку нейтронов и параллельно нанонитям. Зависимость интенсивности рассеяния от угла рассеяния θ представлена на рис. 4 для разных значений магнитного поля $\mu_0H = 3.4$, $\mu_0H = 12.38$ и $\mu_0H = 32.0$ мТл при температуре 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 определяется как среднее положение на обрыве \arctan -функции, а размытие обрыва δ определяется разрешением установки.

Квадрат угла отсечки θ_C^2 изображен на рис. 5 в зависимости от приложенного магнитного поля при температуре 300 К. В соответствии с квадратичной моделью дисперсии в ферромагнетиках θ_C^2 линейно зависит от магнитного поля:

$$\theta_C^2(H) = \theta_0^2 - \theta_0(g\mu_B H + \Delta E_g)/2E_n. \quad (9)$$

В выражении (9) была введена добавка ΔE_g , обусловленная тем, что в ином случае два параметра линейной аппроксимации в (9) приводят к различным значениям величины θ_0 . Для того чтобы избежать противоречия, вводится ненулевое значение энергетической щели ΔE_g [22]. Аппроксимируя экспериментальную зависимость этим выражением, можно с высокой точностью определить значение параметра $\theta_0 = 25(1)$ мрад и $\Delta E_g = 0.048$ мЭВ. Величина спин-волновой жесткости при комнатной температуре равна $A = 82(3)$ мЭВ \AA^2 .

2. МАЛОУГЛОВОЕ РАССЕЙНИЕ НЕЙТРОНОВ НА СПИНОВЫХ ВОЛНАХ В ГЕЛИКОИДАЛЬНЫХ МАГНЕТИКАХ СО ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ ДЗЯЛОШИНСКОГО–МОРИЯ

Метод измерения спин-волновой жесткости при помощи МУРН [5–7] был успешно применен при измерениях спин-волновой константы в геликоидальных магнетиках с ДМ-взаимодействием, формирующихся в кубических кристаллах без центра инверсии (пр. гр. $P2_13$) [14]. Конкуренция между ферромагнитным обменным взаимодействием J и антисимметричным ДМ-взаимодействием D приводит к появлению геликоидальной магнитной структуры в соединениях этого типа. Внешнее магнитное поле H_{C2} требуется для перехода структуры с волновым вектором $\mathbf{k}_S = \mathbf{D}/J$ в полностью поляризованное коллинеарное состояние (ферромагнитное состояние). Несмотря на коллинеарное состояние магнитных моментов, присутствие ДМ-взаимодействия приводит к асимметрии закона дисперсии спиновых волн. В этом случае закон дисперсии может быть записан следующим образом [26]:

$$E_q = A(\mathbf{q} - \mathbf{k})^2 - g\mu_B(H - H_{C2}), \quad (10)$$

где A – жесткость спиновых волн. Отметим, что ферромагнитное состояние гелимагнетиков оказывается единственным примером системы с возбуждениями, которые описываются асимметричным законом дисперсии.

Метод МУРН успешно применен к наиболее известному представителю геликомагнетиков с ДМ-взаимодействием – MnSi , чтобы подтвердить основные закономерности геликомагнетонного спектра в ферромагнитном состоянии [14].

Было показано, что из-за асимметричности закона дисперсии сечение рассеяния содержит поляризационно-зависящую часть. Следовательно, рассеяние на спиновых волнах в ферромагнитном состоянии геликомагнетиков может быть экспериментально выделено путем вычитания измеренных интенсивностей рассеяния нейтронов для различной поляризации падающего нейтронного пучка. Неупругое рассеяние нейтронов на магнонах появляется в узком конусе вокруг брэгговского пика при углах рассеяния меньше, чем $\theta_0 = \hbar^2/2Am_n$, где m_n – масса нейтрона. Значения жесткости спиновых волн и ее температурные зависимости установлены в результате аппроксимации экспериментальных данных и анализа параметров этой аппроксимации [14]. Выводы [14] подтверждены методом трехосной спектроскопии нейтронов [27].

Как было показано позднее, метод применим и для поликристаллов. В [28] методом МУРН неполяризованных нейтронов успешно изучена спи-

новая динамика поликристаллического образца FeGe в диапазоне температур 200–278 К.

Таким образом, была продемонстрирована возможность с помощью МУРН измерять динамику спиновых волн в поликристаллических образцах гелимагнетиков с ДМ-взаимодействием в полностью поляризованном состоянии с приемлемой статистикой за приемлемое время. Метод позволяет измерять спин-волновую жесткость в широком интервале температур и, прежде всего, открывает совершенно новые возможности в исследовании таких соединений, которые могут быть синтезированы только в виде порошка или поликристалла [28, 29]. Для описания этих экспериментальных результатов была разработана аналитическая модель, основанная на дисперсии гелимагнонов (10).

2.1. Влияние ДМ-взаимодействия на кинематику рассеяния нейтронов

ДМ-взаимодействие, приводящее к виду дисперсионного соотношения (10), заметно меняет кинематику рассеяния нейтронов. Подставляя компоненты вектора рассеяния (1) в дисперсионное выражение для геликоидального магнетика с ДМ-взаимодействием (10) при условии, что прикладываемое поле \mathbf{H} направлено вдоль оси θ_x , получим два квадратных уравнения:

$$\begin{aligned} Ak_i^2\tilde{\omega} - 2E_n\tilde{\omega} + A\{k_i^2\theta^2 - 2k_i k_S \theta_x + k_S^2\} + \\ + g\mu_B(H - H_{C2}) = 0, \\ Ak_i^2\tilde{\omega} + 2E_n\tilde{\omega} + A\{k_i^2\theta^2 + 2k_i k_S \theta_x + k_S^2\} + \\ + g\mu_B(H - H_{C2}) = 0, \end{aligned} \quad (11)$$

которые можно свести к каноническим уравнениям двух сфер:

$$\begin{aligned} (\tilde{\omega} - \theta_0)^2 + (\theta_x - \theta_S)^2 + \theta_y^2 = \theta_C^2, \\ (\tilde{\omega} + \theta_0)^2 + (\theta_x + \theta_S)^2 + \theta_y^2 = \theta_C^2, \end{aligned} \quad (12)$$

где $\theta_C^2 = \theta_0^2 - \theta_0 g\mu_B(H - H_{C2})/2E_n$. Центры этих сфер сдвинуты вдоль оси $\tilde{\omega}$ на величину $\pm\theta_0$, однако в отличие от ферромагнетика центры сфер также сдвинуты на величину $\pm\theta_S$ вдоль оси θ_x , а радиус сфер равен θ_C .

На рис. 6 изображена кинематическая схема рассеяния поляризованных нейтронов в случае геликоидального магнетика, намагниченного полем $H > H_{C2}$. Иллюстрация показывает, что вектор рассеяния подчиняется законам сохранения импульса и энергии в соответствии с уравнениями (12), т.е. конец вектора \mathbf{k}_r пробегает по поверхностям сфер. При этом при одной поляризации рассеяние будет происходить только на одной сфере, при изменении поляризации падающих нейтронов рассеяние будет происходить на другой сфе-

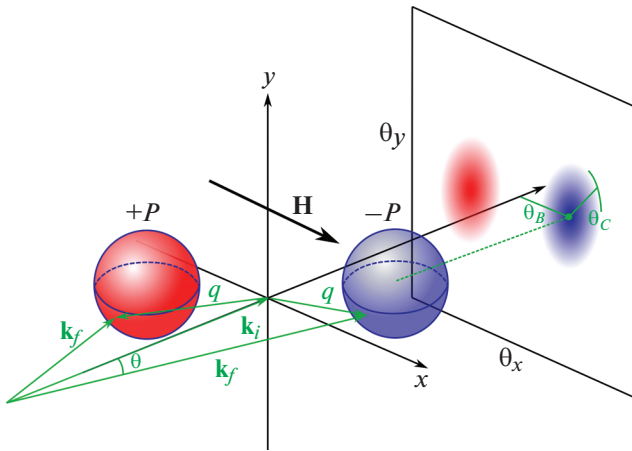


Рис. 6. Кинематическая схема рассеяния поляризованных нейтронов на геликоидальном магнетике, намагниченном в поле $H > H_{C2}$.

ре. Интеграл (7) учитывает разницу интенсивностей при различной поляризации, и поляризационно-зависящее сечение МУРН на спиновых волнах в случае гелимагнетика примет вид

$$\Delta I = 2k_B T \int \frac{1}{\omega \theta^2 + \tilde{\omega}} [\delta(\omega - E_q) + \delta(\omega + E_q)], \quad (13)$$

где было учтено, что вектор приложенного магнитного поля \mathbf{H} направлен вдоль оси x , а геометрический фактор принимает вид

$$(\hat{\mathbf{q}}\mathbf{m})^2 = \frac{\theta_x^2}{\theta^2 + \tilde{\omega}^2}. \quad (14)$$

2.2. Методика измерения и обработки полученных данных

Методика измерения заключается в том, чтобы получить карты интегрального неупругого

МУРН для разных значений магнитного поля и разных температур, что позволит определить зависимость спин-волновой жесткости от температуры. Для получения неупругого рассеяния необходимо перевести геликоидальный магнетик в состояние индуцированной ферромагнитной фазы. Для того чтобы избавиться от упругого рассеяния, прикладывается поле $H > H_{C2}$. В методе МУРН интенсивность рассеяния интегрируется по энергии, поэтому сферы рассеяния проецируются на плоскость (θ_x, θ_y) , а детектируемая интенсивность представляет собой два круга, как показано на рис. 7. В случае эксперимента с поляризованными нейтронами законами сохранения энергии разрешено рассеяние только в одну из сфер в зависимости от направления поляризации нейтронов и знака ДМ-константы системы. В случае рассеяния неполяризованных нейтронов наблюдаются два круга интенсивности. Радиус этих кругов представляет собой величину θ_C , которую можно получить путем аппроксимации азимутального интегрирования карт МУР возле центра круга. Здесь также нужно учитывать, что круги сдвинуты по оси x на величину k_S , которую можно определить из расстояния между упругими пиками при $H < H_{C2}$.

2.3. Жесткость спиновых волн в гелимагнетиках и проверка теории Бака–Йенсена

Справедливость дисперсионного выражения (10) проверена на монокристалле соединения MnSi в [14], где была разработана методика изучения при помощи МУРН спин-волновой динамики геликоидальных магнетиков с ДМ-взаимодействием в полностью поляризованном (ферромагнитном) состоянии. Экспериментально показано, что дисперсия спиновых волн в геликоидальных магнети-

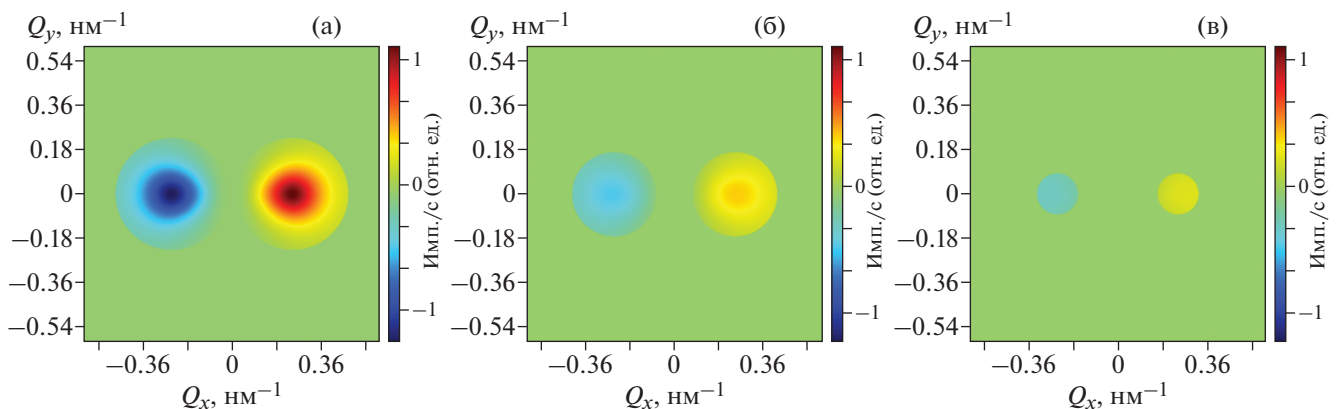


Рис. 7. Двумерные карты поляризационно-зависящей части рассеяния поляризованных нейтронов на магнонах в гелимагнетике в случае, когда $\theta_0 \leq \theta_S$, $H > H_{C2}$ для $A = 100 \text{ мЭВ } \text{Å}^2$, $\theta_S = 28 \text{ мрад}$, для трех значений приложенного магнитного поля $\mu_0(H - H_{C2}) = 100$ (а), 300 (б) и 500 мТл (в) при длине волны нейтронов $\lambda = 5.1 \text{ Å}$.

ках с ДМ-взаимодействием имеет анизотропный вид. Продемонстрировано, что малоугловое неупругое рассеяние нейтронов представляет собой два круга с ограниченными радиусами и центрированными по передаче импульсами в соответствии с волновым вектором магнитной спирали \mathbf{k}_S , ориентированных вдоль приложенного вектора напряженности магнитного поля \mathbf{H} . Радиус этих кругов напрямую связан с константой спин-волновой жесткости A . Константа A для MnSi геликоидального магнетика уменьшается в 2 раза с изменением температуры T от 0 К до критической температуры фазового перехода в парамагнитное состояние $T_C = 29$ К (рис. 8). Для сравнения на рис. 8 представлены экспериментальные значения жесткости, полученные методом трехосной спектроскопии [30, 31].

Теоретическая оценка величины спин-волновой жесткости может быть получена из модели Бака–Йенсена [32, 33] с использованием соотношения, связывающего критическое магнитное поле H_{C2} и разность энергий между поляризованным (ферромагнитным) и спиральным состояниями магнитной системы: $g\mu_B H_{C2} = Ak_S^2$, учитывая, что величина волнового вектора спирали удовлетворяет соотношению $k_S = SD/A$, где S – упорядоченный спин системы, а D – константа Дзялошинского. Решая эти два уравнения с двумя неизвестными (A , D), из экспериментальных значений (k_S , S , H_{C2}) получим величины параметров A , D , которые определяют энергетический ландшафт магнитной системы.

Температурная зависимость жесткости, рассчитанная по этой модели, показана на рис. 8. Как величина жесткости, так и тенденция к небольшому снижению с температурой одинаковы для расчетных и измеренных значений, за исключением небольшого расхождения в области низких температур. Согласно [14] рассчитанные значения жесткости могут быть завышенными, так как приведенное выше выражение должно быть скорректировано на кубическую анизотропию [34]. Тем не менее было продемонстрировано, что выражение, связывающее H_{C2} и k_S , можно использовать для оценки жесткости спиновых волн во всем диапазоне температур от нуля до критической температуры T_C .

В [17] использовали МУРН для измерения жесткости спиновой волны гелимагнетиков с ДМ-взаимодействием в соединениях $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ с $x = 0.03, 0.06, 0.09, 0.10$. Известно, что эти соединения не только магнитно упорядочиваются в спиновую спираль ниже T_C , но и демонстрируют режим сильных геликоидальных флуктуаций выше температуры упорядочения T_C в широком диапазоне вплоть до T_{DM} [35]. Критические температуры T_C и T_{DM} уменьшаются с x и стремятся к 0

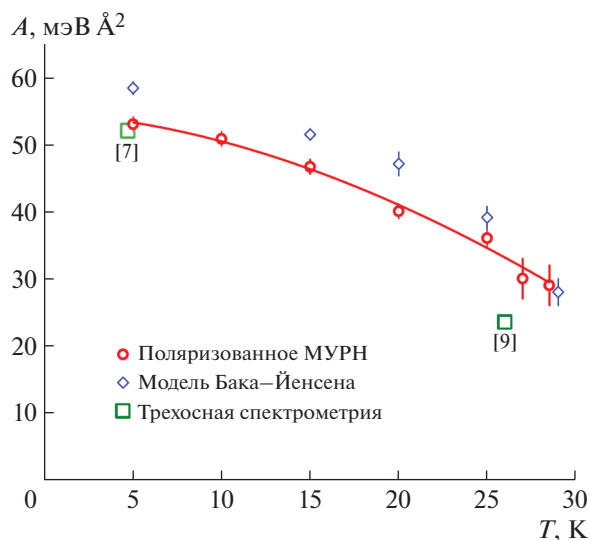


Рис. 8. Температурная зависимость константы спин-волновой жесткости, полученная при помощи МУРН (круги) [15] в сравнении с моделью Бака–Йенсена (ромбы) и результатами, полученными при помощи трехосного спектрометра (квадраты) [30, 31].

при $x = 0.11$ и $x = 0.17$ соответственно. Установлено, что жесткость спиновых волн A слабо изменяется с температурой для каждого отдельного соединения, легированного железом (рис. 9). С другой стороны, жесткость A заметно уменьшается с ростом x , буквально повторяя зависимость $T_{DM}(x)$, и отклоняется от зависимости $T_C(x)$. Связь между спин-волновой жесткостью A и критическими температурами T_C и T_{DM} для различных соединений $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ показана на рис. 10. Как видно из рисунка, спин-волновая жесткость меняется линейно с увеличением T_{DM} , но не T_C . Это обусловлено тем, что образование дальнего порядка, связанного с T_C , не тривиально определяется изотропным обменом A , но дестабилизируется другим механизмом.

Полученные данные демонстрируют, что величина критической температуры T_C определяется только ферромагнитным взаимодействием, но заметно зависит от ДМ-взаимодействия, что говорит о его значительной роли как дестабилизирующего фактора магнитного порядка в этих соединениях. Роль ДМ-взаимодействия возрастает с уменьшением обменного взаимодействия A . Возможно, при константе спин-волновой жесткости, меньшей 10 мэВ Å^2 , ДМ-взаимодействие способно полностью разрушить дальний магнитный порядок и привести к ближнему магнитному порядку, что в результате и приводит к флуктуациям ориентации вектора магнитной спирали \mathbf{k}_S .

Как показано в [19], соединения $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$, характеризующиеся геликоидальной структурой

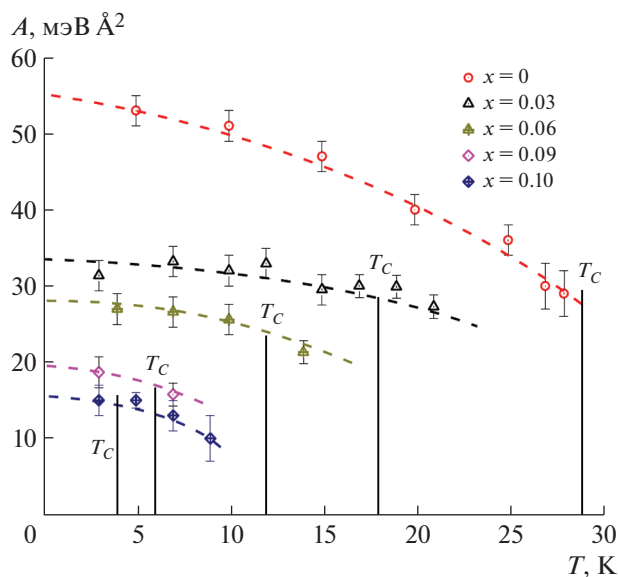


Рис. 9. Температурная зависимость константы спин-волновой жесткости $A(T)$ в соединениях $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ с $x = 0.03, 0.06, 0.09$ и 0.10 .

ниже критической температуры T_C в диапазоне концентраций $x \in [0.05; 0.8]$, также демонстрируют необычные магнитные свойства. Зависимость критической температуры T_C от концентрации кобальта x имеет асимметричную колоколообразную форму с максимумом при $x \approx 0.4$. Напротив, оценка величины жесткости спиновых волн с использованием модели Бака–Йенсена из макроскопических параметров показывает линейную зависимость жесткости A от концентрации в диапазоне x от 0.1 до 0.6 [36].

Прямое экспериментальное измерение жесткости с помощью МУРН в соединениях $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ с концентрациями $x = 0.25, 0.3$ и 0.5 показало, что спин-волновая жесткость A слабо зависит от температуры (рис. 11) и смятения спектра с ростом температуры не происходит. По-видимому, такое температурное поведение спин-волновой жесткости характерно для гелимагнетиков с ДМ-взаимодействием, поскольку оно также наблюдалось для образца MnSi [14]. Более того, можно заключить, что разрушение дальнего магнитного порядка (спиновой спирали) в этих системах является результатом конкуренции ферромагнитного обменного взаимодействия и ДМ-взаимодействия, а температурный фазовый переход в них следует признать переходом первого рода.

Зависимость константы спин-волновой жесткости A от концентрации x для соединений $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ изображена на рис. 12. Несмотря на то что экспериментально при помощи МУРН было получено всего три точки, они очень хорошо ло-

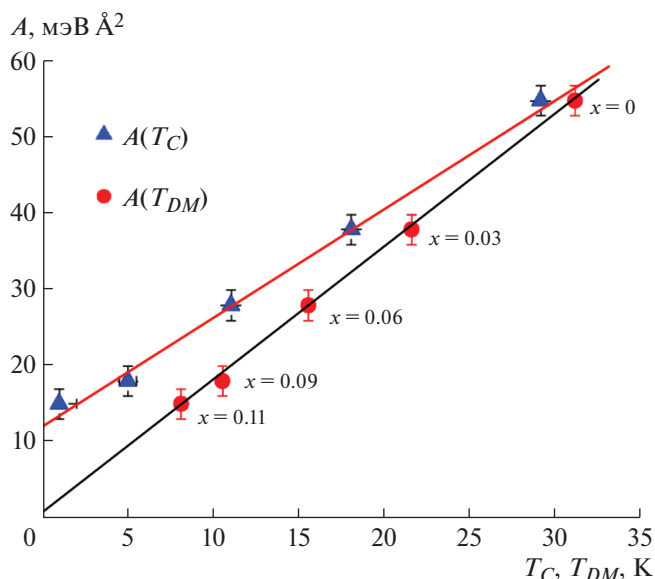


Рис. 10. Константа спин-волновой жесткости в соединениях $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ в зависимости от критической температуры перехода в парамагнитное состояние T_C и от критической температуры флуктуаций геликоидальной фазы T_{DM} [18].

жаты на линейную зависимость с нулем в точке $x = 0.05$. Это концентрация, при которой система становится магнитоупорядоченной. Спин-волновая жесткость хорошо коррелирует с критической температурой T_C в диапазоне концентраций $x \in [0.05-0.4]$. Эта корреляция неудивительна, она также наблюдалась для соединений $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$.

Отметим, что жесткость спиновых волн A повторяет x -зависимость критической температуры T_C в области больших концентраций Fe и сильно отклоняется от нее в соединениях, обогащенных Co. Тем не менее полученные значения жесткости A демонстрируют количественную применимость модели Бака–Йенсена по крайней мере для соединений $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ для $x = 0.25, 0.30$ и 0.50 .

В [20] методом МУРН исследовали спиновую динамику соединения Cu_2OSeO_3 с пр. гр. $P2_13$, которая имеет киральную кристаллографическую структуру и, как следствие этого, возникшее ДМ-взаимодействие приводит к появлению геликоидальной ферримагнитной структуры [37]. Магнитная фазовая диаграмма этого соединения схожа с фазовой диаграммой классического MnSi . При этом Cu_2OSeO_3 является магнитным изолятором, обладает сегнетоэлектрическими свойствами и, кроме того, является ферримагнетиком. Нет сомнений в том, что сложная магнитная фазовая диаграмма Cu_2OSeO_3 требует для ее понимания детального знания всех параметров вза-

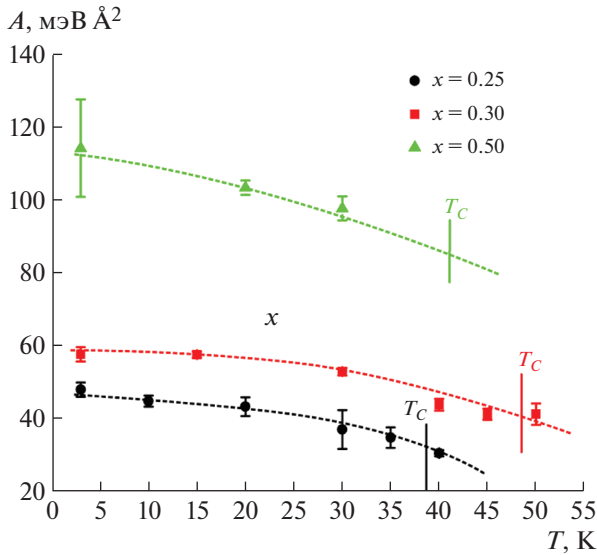


Рис. 11. Температурная зависимость константы спин-волновой жесткости для соединений $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ с $x = 0.25, 0.3$ и 0.5 [20].

имодействия спинового гамильтониана. Недавно было предложено несколько микроскопических теоретических моделей для описания спиновой системы Cu_2OSeO_3 [38–42]. Эти модели включают в рассмотрение пять интегралов магнитного обмена и пять анизотропных ДМ-связей между соседними $S = 1/2$ спинами атомов меди. Полный набор спиновых возбуждений в Cu_2OSeO_3 получен в широких диапазонах переданных энергий и импульсов с использованием неупругого рассеяния нейтронов [43], а параметры взаимодействия получены из аппроксимации полученного спектра спиновых возбуждений. Практически все наблюдаемые особенности могут быть превосходно описаны теоретическими моделями взаимодействия тетраэдров меди Cu_4 с двумя параметрами сильного взаимодействия: $J_S^{AF} = 145$, $J_S^{AF} = -170$ К (в тетраэдрах) и тремя параметрами слабого взаимодействия $J_w^{AF} = 27$, $J_w^{AF} = -50$ и $J_{O.O}^{AF} = 45$ К (между тетраэдрами) [43]. Однако относительно низкое инструментальное разрешение измерений, позволявшее разрешить низкоэнергетическую моду с ферромагнитной дисперсией $\epsilon_q = Aq^2$, не может разрешить влияние на спектр ДМ-взаимодействия. Тем не менее эту модель можно рассматривать как основу для более сложных теорий низких энергий, способных объяснить сложную магнитную фазовую диаграмму Cu_2OSeO_3 , включая гелимагнитный порядок и А-фазу со скирмионной решеткой.

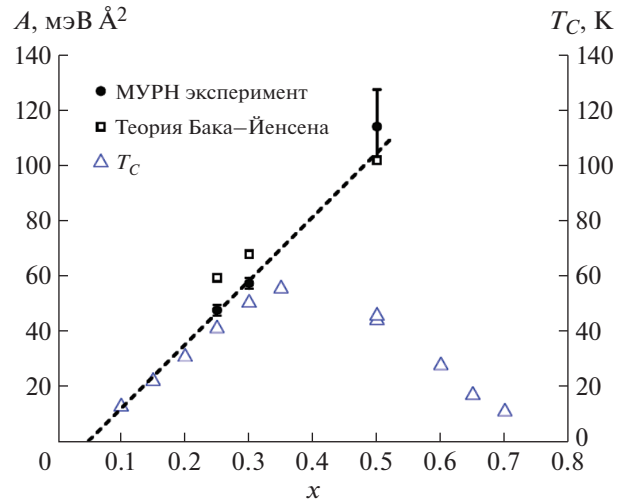


Рис. 12. Зависимость константы спин-волновой жесткости A от концентрации x в соединениях $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$: кружками обозначены результаты, полученные в ходе МУРН, квадратами – оценка при помощи модели Бака–Йенсена, треугольниками – зависимость спин-волновой жесткости от критической температуры T_C [20].

В [20] была измерена зависимость константы спин-волновой жесткости A от температуры T в монокристалле Cu_2OSeO_3 и установлено, что данная величина слабо зависит от температуры (рис. 13). Жесткость спиновых волн равна 76 ± 1 мэВ Å^2 при низких температурах и уменьшается с температурой до 39 ± 3 мэВ Å^2 при T_C . Отметим, что температурная зависимость жесткости A в этом геликоидальном ферримагнетике Cu_2OSeO_3 схожа с

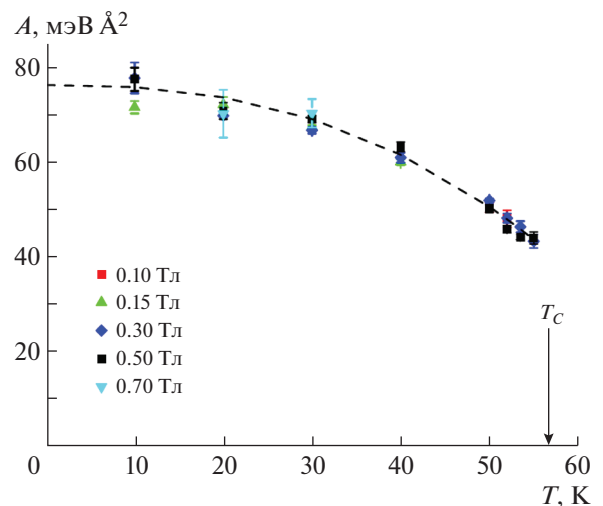


Рис. 13. Температурная зависимость константы спин-волновой жесткости для нескольких значений магнитного поля [21].

температурным поведением жесткости спиновых волн как в архетипическом гелимагнетике MnSi [15], так и архетипическом ферримагнетике Fe₃O₄ [44, 45]. Согласно [46] именно флуктуации спина между подрешетками определяют величину жесткости спиновых волн A при $T = 0$ и влияют на ее температурную зависимость, тогда как флуктуации спина внутри подрешетки не вносят существенного вклада.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлен краткий обзор работ с использованием метода малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов, разработанного для измерения жесткости спиновых волн в аморфных и поликристаллических ферромагнетиках. Метод был апробирован на серии аморфных ферромагнетиков как в низкотемпературной области, так и вблизи критических температур. Измерения жесткости спиновых волн в широком температурном диапазоне классического инварианного сплава Fe₆₅Ni₃₅ показали, что температурная зависимость жесткости описывается единым скейлинговым выражением $A = A_0 |t|^x$, где $x = 0.48 \pm 0.01$ и $A_0 = 137 \pm 3$ мЭВ Å². Полученное значение $x = 0.5$ близко к предсказаниям теории среднего поля. Другой особенностью метода является возможность измерения энергетической щели в спектре спиновых волн, которая была продемонстрирована в аморфных ферромагнитных микропроводах соединения Fe_{77.55}Si_{7.5}B₁₅ при $T = 300$ К.

Метод измерения жесткости спиновых волн апробирован для гелимагнетиков на классическом монокристалле MnSi и поликристаллическом образце FeGe. Продемонстрировано явление магнитохиральной невязимости распространяющихся магнонов для нецентросимметричных гелимагнетиков MnSi, Mn_{1-x}Fe_xSi, Fe_{1-x}Co_xSi, Cu₂OSeO₃. Методом МУРН показана справедливость квадратичного закона дисперсии, смещенного в направлении поля на величину волнового вектора спирали: $\epsilon_q = A(\mathbf{q} - \mathbf{k})^2 - g\mu_B(H - H_{C2})$. Экспериментально определены константы обменных взаимодействий, формирующих магнитную структуру исследованных соединений, в зависимости от температуры для бинарных и квазибинарных соединений MnSi, Mn_{1-x}Fe_xSi, FeGe, Mn_{1-x}Fe_xGe, Fe_{1-x}Co_xSi, а также для геликоидального ферримагнетика Cu₂OSeO₃.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 17-12-01050).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Dorner B.* // Coherent Inelastic Neutron Scattering in Lattice Dynamics. Springer, 1982. P. 106.

2. *Izyumov Yu.A., Chernoplekov N.A.* // Neutron Spectroscopy, Springer, 1994. P. 373.

3. *Mitchell P.C.H., Parker S.F., Ramirez-Cuesta A.J.* // Vibrational Spectroscopy With Neutrons: With Applications in Chemistry, Biology, Materials Science and Catalysis (Neutron Techniques and Applications), World Scientific Publishing, 2005. С. 668.

4. *Fishman R.S., Fernandez-Baca J.A., Rößl T.* // Spin-Wave Theory and its Applications to Neutron Scattering and THz Spectroscopy, Morgan & Claypool Publishers, 2018. P. 225.
<https://doi.org/10.1088/978-1-64327-114-9>

5. *Окороков А.И., Рунов В.В., Тонерверг Б.П. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 43. С. 390.

6. *Deriglazov V., Okorokov A., Runov V. et al.* // Physica B. 1992. V. 181–182. P. 262.
[https://doi.org/10.1016/0921-4526\(92\)90728-B](https://doi.org/10.1016/0921-4526(92)90728-B)

7. *Toperverg B.P., Deriglazov V.V., Mikhailova V.E.* // Physica B. 1993. V. 183. P. 326.

8. *Малеев С.В.* // Усп. физ. наук. 2002. Т. 172. С. 617.

9. *Пишеничный К.А., Алтынбаев Е.В., Григорьев С.В.* // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтр. исследования. 2018. № 5. С. 18.

10. *Grigoriev S.V., Maleyev S.V., Deriglazov V.V. et al.* // Appl. Phys. A. 2002. V. 74. P. 719.

11. *Григорьев С.В., Алтынбаев Е.В., Еckerlebe H., Окороков А.И.* // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтр. исследования. 2014. № 10. С. 71.

12. *Meteliev S.V., Grigoriev S.V., Maleyev S.V. et al.* // Physica B. 2004. V. 350. № 1–3. Suppl. 1. P. E319.

13. *Рунов В.В., Черненко Ю.П., Рунова М.К.* // ЖЭТФ. 2006. Т. 129. С. 117.

14. *Grigoriev S.V., Sukhanov A.S., Altylnbaev E.V. et al.* // Phys. Rev. B. 2015. V. 92. P. 220415(R).

15. *Iguchi Y., Uemura S., Ueno K., Onose Y.* // Phys. Rev. B. 2015. V. 92. P. 184419.

16. *Seki S., Okamura Y., Kondou K. et al.* // Phys. Rev. B. 2016. V. 93. P. 235131.

17. *Grigoriev S.V., Altylnbaev E.V., Siegfried S.-A. et al.* // Phys. Rev. B. 2018. V. 97. P. 024409.

18. *Григорьев С.В., Пишеничный К.А., Алтынбаев Е.В. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2018. Т. 107. Вып. 10. С. 673.

19. *Grigoriev S.V., Pschenichnyi K.A., Altylnbaev E.V. et al.* // Phys. Rev. B. 2019. V. 100. P. 094409.

20. *Grigoriev S.V., Pschenichnyi K.A., Altylnbaev E.V. et al.* // Phys. Rev. B. 2019. V. 99. P. 054427.

21. *Runov V., Stuhr U.* // J. Magn. Magn. Mater. 2011. V. 323. P. 244.

22. *Григорьев С.В., Пишеничный К.А., Барабан И.А. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2019. Т. 110. № 12. С. 799.

23. *Zhukova V., Blanco J.M., Corte-Leon P. et al.* // Acta Mater. 2018. V. 155. P. 279.

24. *Baraban I., Leble S., Panina L.V., Rodionova V.* // J. Magn. Magn. Mater. 2019. V. 477. P. 415.

25. *Varga R., Zhukov A., Usov N. et al.* // J. Magn. Magn. Mater. 2007. V. 316. P. 337.

26. *Kataoka M.* // J. Phys. Soc. Jpn. 1987. V. 56. № 10. P. 3635.

27. *Sato T.J., Okuyama D., Hong T. et al.* // Phys. Rev. B. 2016. V. 84. P. 144420.

28. *Siegfried S.-A., Sukhanov A.S., Alтынbaev E.V. et al.* // Phys. Rev. B. 2017. V. 95. P. 134415.
29. *Grigoriev S.V., Alтынbaev E.V., Siegfried S.-A. et al.* // J. Magn. Magn. Mater. 2018. V. 459. P. 159.
30. *Ishikawa Y., Shirane G., Tarvin J.A., Kohgi M.* // Phys. Rev. B. 1977. V. 16. P. 4956.
31. *Semadeni F., Boni P., Endoh Y. et al.* // Physica B. 1999. V. 267–268. P. 248.
32. *Nakanishia O., Yanase A., Hasegawa A., Kataoka M.* // Solid State Commun. 1980. V. 35. P. 995.
33. *Bak P., Jensen M.H.* // J. Phys. C. 1980. V. 13. P. L881.
34. *Grigoriev S.V., Sukhanov A.S., Maleyev S.V.* // Phys. Rev. B. 2015. V. 91. P. 224429.
35. *Grigoriev S.V., Moskvina E.V., Dyadkin V.A. et al.* // Phys. Rev. B. 2011. V. 83. P. 224411.
36. *Grigoriev S.V., Maleyev S.V., Dyadkin V.A. et al.* // Phys. Rev. B. 2007. V. 76 P. 092407.
37. *Dyadkin V., Prša K., Grigoriev S.V. et al.* // Phys. Rev. B. 2014. V. 89. P. 140409(R).
38. *Yang J.H., Li Z.L., Lu X.Z. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 109. P. 107203.
39. *Romhanyi J., van den Brink J., Rousochatzakis I.* // Phys. Rev. B. 2014. V. 90. P. 140404 (R).
40. *Janson O., Rousochatzakis I., Tsirlin A. et al.* // Nat. Commun. 2014. V. 5. P. 5376.
41. *Ozerov M., Romhanyi J., Belesi M. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 113. P. 157205.
42. *Chizhikov V.A., Dmitrienko V.E.* // J. Magn. Magn. Mater. 2015. V. 382. P. 142.
43. *Portnichenko P.Y., Romhanyi J., Onykienko Y.A. et al.* // Nature Commun. 2016. V. 7. P. 10725.
44. *Brockhouse B.N.* // Phys. Rev. 1957. V. 106. P. 859.
45. *Watanabe H., Brockhouse B.N.* // Phys. Lett. 1962. V. 1. P. 189.
46. *Srivastava C.M., Aiyar R.* // J. Phys. C. 1987. V. 20. P. 1119.