

ВОЗБУЖДЕНИЕ ТЕРАГЕРЦЕВЫХ МАГНОНОВ В АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ НАНОСТРУКТУРАХ: ТЕОРИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТ

А. Р. Сафин^{a,e*}, С. А. Никитов^{a,b,c**}, А. И. Кириллюк^{a,d}, Д. В. Калябин^{a,b},
А. В. Садовников^{a,c}, П. А. Стремощов^{a,b,d}, М. В. Логунов^a, П. А. Попов^{a,b}

^a Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук
125009, Москва, Россия

^b Московский физико-технический институт (Государственный университет)
141700, Долгопрудный, Московская обл., Россия

^c Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского
410071, Саратов, Россия

^d FELIX Laboratory, Radboud University
6525, ED Nijmegen, The Netherlands

^e Национальный исследовательский университет «МЭИ»
111250, Москва, Россия

Поступила в редакцию 28 января 2020 г.,
после переработки 28 января 2020 г.
Принята к публикации 10 марта 2020 г.

Представлен обзор современного состояния теоретических и экспериментальных исследований возбуждения, приема и распространения магнонов в антиферромагнитных наноструктурах. Использование свойств антиферромагнитных материалов, таких как отсутствие макроскопической намагниченности, большая величина обменных взаимодействий, сложная магнокристаллическая структура дает возможность реализовать новые виды памяти и устройств функциональной электроники. При этом изучение возможных магнонных эффектов в антиферромагнетиках в микро- и наномасштабе требует новых как экспериментальных, так и теоретических подходов. Целью данного обзора является описание и систематизация последних достижений в области возбуждения магнитных колебаний — магнонов в антиферромагнетиках, вызванных током и оптическим излучением. После изложения основных теоретических сведений об антиферромагнетиках и многослойных антиферромагнитных гетероструктурах рассмотрены модели для описания индуцируемых током и оптическими импульсами явлений в наногетероструктурах, содержащих антиферромагнетики. Кратко рассмотрены методы исследования антиферромагнитных микро- и наноструктур с помощью мандельштам-бриллюэновского рассеяния света, а также перспективы практического применения антиферромагнитной спинтроники и магноники.

Статья для специального выпуска ЖЭТФ, посвященного 100-летию А. С. Боровика-Романова

DOI: 10.31857/S0044451020070081

1. ВВЕДЕНИЕ

Активные исследования в области антиферромагнитных материалов и структур, особенно с раз-

мерами в единицы и сотни нанометров, в последние годы позволили получить научные результаты, которые легли в основу нового научного направления — антиферромагнитной (АФМ) спинтроники [1–3]. В АФМ-спинтронике исследуются процессы переноса магнитного момента или спина электрическим током в структурах, содержащих АФМ. Перенос спина может также осуществляться с помо-

* E-mail: arsaftn@gmail.com

** E-mail: nikitov@cplire.ru

щью квантов спиновых волн — магнонов в АФМ, металлах и диэлектриках [4]. В связи с этим возникло новое направление спинтроники — АФМ-магноника, изучающая физические свойства АФМ микро- и наноструктур, свойства распространяющихся в них спиновых волн, а также возможность применения спиновых волн для построения элементной базы функциональных узлов приборов генерации, приема и обработки сигналов миллиметровых и субмиллиметровых длин волн [5, 6].

За последние годы число публикаций в области АФМ-спинтроники и магноники стремительно выросло [7–13]. Это связано с высоким научным интересом и развитием технологий, позволяющих создавать новые материалы и структуры для исследования новых физических явлений и создания новой компонентной базы на основе АФМ. В эти же годы появилось несколько обзорных статей, в основном в англоязычных журналах, посвященных отдельным разделам АФМ-спинтроники и магноники (исключениями являются, например, работы [14–16], а также монография [17]).

Несмотря на то, что к настоящему времени основными активными элементами спинтроники являются ферромагнитные (ФМ) материалы (например, железо-иттриевый гранат [5, 6]), с прикладной точки зрения, АФМ имеют преимущества перед ФМ. В частности, АФМ-структуры имеют малую (в ряде случаев практически нулевую) намагниченность, т. е. не создают внешних магнитных полей. Следовательно, АФМ-элементы практически не взаимодействуют друг с другом посредством магнитного поля. Частоты АФМ-колебаний на порядки превышают частоты для ФМ, что дает возможность создавать сверхбыстрые (с частотами в сотни и тысячи ГГц) устройства функциональной электроники. Полупроводниковые АФМ встречаются гораздо чаще, чем ФМ, что дает возможность сочетать преимущества как спинтроники (малое энергопотребление, высокие частоты), так и полупроводниковой электроники (простоту технологической реализации, легкую управляемость и т. д.). Отметим также важное свойство спиновой динамики в АФМ, так называемое обменное усиление их динамических параметров. Это приводит к большим значениям скорости движения доменных стенок и скирмионов (десятки и сотни километров в секунду) [1, 18, 19] и большим значениям рабочих частот АФМ-резонанса. В ортоферритах, являющихся АФМ, в частности, обнаружен широкий спектр спонтанных и индуцированных полей фазовых переходов «порядок–порядок». Стоит отметить

и «немагнитные» свойства некоторых АФМ. В частности, борат железа прозрачен в оптическом диапазоне и в нем проявляется сильный эффект Фарадея, а гематит обладает сильной магнитоупругой связью. Совокупность этих свойств АФМ обуславливает широкие возможности их практического применения для создания электронной компонентной базы на новых физических принципах.

Структура данной обзорной статьи следующая. В разд. 2 кратко рассмотрены элементы магнитной динамики в АФМ, а именно, вывод сигма-модели с учетом различных воздействий на АФМ в нелинейном случае со ссылками на обширную библиографию. В разд. 3 представлены теоретические результаты по расчету закона дисперсии магнонов в АФМ-структурах, в частности, в связанных АФМ. В разд. 4 представлены результаты по возбуждению АФМ-магнонов. В разд. 4.1 и 4.2 представлен обзор экспериментальных и теоретических исследований по возбуждению магнитных колебаний в АФМ соответственно лазерными импульсами и спиновым током, в разд. 4.3 представлен обзор экспериментальных работ по исследованию АФМ методами мандельштам-бриллюэновской спектроскопии (МБС). Заключает обзор обсуждение перспектив применения АФМ-магноники и спинтроники.

2. ЭЛЕМЕНТЫ ДИНАМИКИ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКОВ

Явление антиферромагнетизма было открыто более 70-ти лет назад и нашло теоретическое объяснение в работах Нееля [20, 21] и Ландау [22]. С тех пор, АФМ активно изучаются как теоретически, так и экспериментально (см. ранние работы [23–27], а также [1, 17]). К АФМ относятся вещества, демонстрирующие дальний магнитный порядок и не имеющие при этом макроскопической намагниченности. На макроскопическом уровне АФМ можно описать, как систему вложенных друг в друга магнитных подрешеток с намагниченностями $\mathbf{M}_k(\mathbf{r}, t)$, где k — номер подрешетки АФМ. На микроуровне для АФМ-упорядочения существует ненулевой спиновый момент на каждом магнитном атоме. При рассмотрении двух соседних атомов направление спинового момента меняется так, что в пределах элементарной магнитной ячейки суммарный спин, а следовательно, и намагниченность равны нулю. Для двухподрешеточного АФМ может существовать ситуация, при которой происходит неполная компенсация (неколлинеарность) намагниченностей подре-

шетоков. Такие АФМ называются слабыми, или скошенными [28, 29]. Далее ограничимся двухподрешеточными АФМ (о динамике многоподрешеточных АФМ см. подробнее [17]). Параметром порядка для такого АФМ является вектор антиферромагнетизма (вектор Нееля) $\mathbf{L} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2$. Кроме того, для полного описания особенностей АФМ вводится вектор ферромагнетизма $\mathbf{M} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2$.

Существуют различные методы описания динамических процессов в АФМ (см. подробнее [17, 19, 30–33]). Нас будет интересовать лагранжево-формализм. При этом низкоэнергетическая динамика АФМ рассматривается как «твердотельное вращение» системы магнитных векторов, что позволяет существенно упростить описание магнитных возбуждений в АФМ и их взаимодействие с внешними возмущениями (магнитным полем, спиновым током, оптическими импульсами). Это естественное предположение для АФМ, когда энергия релятивистских взаимодействий мала по сравнению с энергией обмена. Впервые этот подход использовался в работах Андреева и Марченко [34], Барьяхтара и Иванова [35, 36] и получил название «сигма-модели» по аналогии с моделями квантовой теории поля. Уравнения для векторов \mathbf{M} и \mathbf{L} в рамках сигма-модели могут быть сведены к одному уравнению для вектора Нееля \mathbf{L} , а вектор \mathbf{M} выражается через \mathbf{L} и $\partial\mathbf{L}/\partial t$ (т. е. является подчиненной переменной). Получаемое в результате этого подхода уравнение допускает такое же подробное количественное описание динамики, как и уравнение Ландау–Лифшица–Гильберта (ЛЛГ) для ФМ. Отметим также, что сигма-модель допускает введение операторов рождения и уничтожения магнонов и позволяет, например, провести анализ релаксации как линейных, так и нелинейных возбуждений в анизотропном случае (см. подробнее [37]).

Для удобства введем нормированные неприводимые векторы $\mathbf{m} = \mathbf{M}/2M_s$ и $\mathbf{l} = \mathbf{L}/2M_s$, связанные соотношениями $\mathbf{m}^2 + \mathbf{l}^2 = 1$, $(\mathbf{m} \cdot \mathbf{l}) = 0$, где M_s — намагниченность насыщения подрешеток АФМ. В простейшем случае коллинеарного АФМ ($|\mathbf{m}| \approx 0$, $|\mathbf{l}| \approx 1$) намагниченность \mathbf{m} является малой величиной и находится из выражения [17, 33]

$$\mathbf{m} = \frac{1}{\gamma H_{ex}} \left[\mathbf{l} \times \frac{d\mathbf{l}}{dt} \right] + \frac{\mathbf{H}_{eff} - \mathbf{l}(\mathbf{l} \cdot \mathbf{H}_{eff})}{H_{ex}}, \quad (1)$$

где H_{ex} — обменное поле АФМ, γ — гиромагнитное отношение, \mathbf{H}_{eff} — эффективное поле АФМ, которое складывается из внешнего постоянного магнитного поля \mathbf{H}_0 , поля Дзялошинского–Мории $\mathbf{H}_D = H_D[\mathbf{d} \times \mathbf{l}]$, где H_D — модуль величины этого поля, а

\mathbf{d} — единичный вектор, направленный вдоль четной оси симметрии АФМ (см. [17]), а также эффективного поля $\mathbf{h}(t)$, обусловленного магнитооптическими эффектами, вызванным взаимодействием АФМ с переменным внешним полем (например, импульсом лазера). Первое слагаемое в (1) описывает переменную часть вектора \mathbf{m} , необходимую для описания динамики АФМ, а второе слагаемое определяет скашивание векторов магнитных подрешеток, вызванное действием \mathbf{H}_{eff} . В отсутствие внешних воздействий и слабого обменно-релятивистского взаимодействия Дзялошинского–Мории последним слагаемым в (1) обычно пренебрегают [17].

Динамические уравнения для вектора \mathbf{l} можно получить непосредственно из уравнений ЛЛГ, записанных относительно переменных векторов \mathbf{m} и \mathbf{l} [34, 35]. Получающиеся динамические уравнения можно рассматривать как уравнения Эйлера–Лагранжа для функции Лагранжа вида (в расчете на один спин):

$$\mathcal{L} = \frac{\hbar}{\gamma H_{ex}} \left(\frac{1}{2} \left(\frac{\partial \mathbf{l}}{\partial t} \right)^2 - c_m^2 (\nabla \mathbf{l})^2 - \gamma \left(\mathbf{H}_{eff} \cdot \left[\mathbf{l} \times \frac{\partial \mathbf{l}}{\partial t} \right] \right) \right) - W(\mathbf{l}), \quad (2)$$

где первое и третье слагаемые определяют соответственно инерционную и гироскопическую динамику АФМ, причем величина, стоящая перед квадратом производной по времени имеет смысл эффективной массы для движения вектора \mathbf{l} , второе слагаемое характеризует пространственную динамику вектора \mathbf{l} с введенной предельной скоростью распространения магнонов в среде $c_m = \gamma \sqrt{2H_{ex}A/M_s}$, зависящей от константы H_{ex} (т. е. является обменно-усиленной) и константы неоднородного обмена A (характерная скорость для ортоферрита составляет 20 км/с, для хрома 100 км/с). Слагаемое $W(\mathbf{l})$ имеет смысл эффективной «потенциальной энергии» системы (в механической аналогии) и рассчитывается так [33]:

$$W(\mathbf{l}) = W_0(\mathbf{l}) + \frac{g\mu_B}{2H_{ex}} ((\mathbf{H}_{eff} \cdot \mathbf{l})^2 - \mathbf{H}_{eff}^2) - \frac{g\mu_B H_D}{H_{ex}} \mathbf{H}_{eff} [\mathbf{d} \times \mathbf{l}], \quad (3)$$

где g — фактор Ланде, μ_B — модуль магнетона Бора, слагаемые W_0 включает в себя члены, характеризующие анизотропию кристалла, а также взаимодействие света с АФМ.

Варьируя лагранжиан (2) для вектора \mathbf{l} , $|\mathbf{l}| = 1$, получаем замкнутое динамическое уравнение сиг-

ма-модели (без учета взаимодействия Дзялошинско-Морин) следующего вида [15, 33, 35]:

$$\frac{M_s}{2\gamma^2 H_{ex}} \mathbf{l} \times \left(\frac{\partial^2 \mathbf{l}}{\partial t^2} - c_m^2 \Delta \mathbf{l} + \gamma \left[\frac{d\mathbf{H}_{eff}}{dt} \times \mathbf{l} \right] + 2\gamma \left[\mathbf{H}_{eff} \times \frac{\partial \mathbf{l}}{\partial t} \right] \right) + \left[\mathbf{l} \times \frac{\partial W_0(\mathbf{l})}{\partial \mathbf{l}} \right] = 0. \quad (4)$$

Получившееся уравнение для вектора \mathbf{l} — дифференциальное уравнение в частных производных (лоренц-инвариантная запись), содержащее вторую производную по времени, что ведет к инерционной динамике (см. ниже разд. 4). Это существенное свойство отличает динамические свойства АФМ от ФМ, динамика которых описывается уравнением ЛЛГ с первой производной по времени. Собственные колебания вектора \mathbf{m} в ФМ поляризованы циркулярно, в то время как собственные моды АФМ могут иметь и линейную поляризацию. Вектор \mathbf{m} в ФМ движется по поверхности сферы, тогда как вектор \mathbf{l} в АФМ колеблется в плоскости. Стоит заметить, что из (4) следует, что длина вектора \mathbf{l} сохраняется. При малых колебаниях вблизи положения равновесия в АФМ при фиксированном направлении оси анизотропии закон дисперсии находится из (4) в виде

$$(\omega - \omega_H)^2 = \omega_0^2 + c_m^2 k^2, \quad (5)$$

где $\omega_0 = \sqrt{H_{ex} H_a}$, H_a — поле анизотропии (для одноосного АФМ), k — волновое число и $\omega_H = \gamma H_0$. Как видно из (5), одному и тому же значению k отвечают две частоты, различающиеся величиной и знаком. Таким образом, существуют две ветви дисперсии спиновых волн. В отсутствие постоянного магнитного поля дисперсионные зависимости двух этих типов волн совпадают (модовое вырождение). Для бианизотропных АФМ типа «легкая плоскость» (оксид никеля, гематит, борат железа) будут существовать две ветви дисперсионных характеристик, соответственно, акустическая и оптическая. За счет обменного усиления эти частоты, даже при $k = 0$ могут быть порядка 100 ГГц для акустической ветви и единиц и десятков ТГц для оптической. Подробную теорию распространяющихся спиновых волн в АФМ можно найти в работах [19, 34–37]. Далее в разд. 3 мы рассмотрим дисперсионные зависимости спиновых волн в связанных АФМ-структурах.

Несмотря на большой успех в области применения сигма-модели для описания динамических процессов в АФМ, включая динамику солитонов и доменных стенок [19], в настоящее время в связи с успехами в области создания наногетероструктур и

АФМ-спинтроники, в целом, появляются новые задачи, в которых применение этой модели позволяет предсказывать новые физические эффекты. Далее в разд. 4 подробнее остановимся на применении сигма-модели к описанию процессов в наногетероструктурах, содержащих АФМ, при протекании через них спинового тока высокой плотности и действия сверхкоротких импульсов (фемто- и пикосекундной длительности).

3. ДИСПЕРСИЯ СПИНОВЫХ ВОЛН В СВЯЗАННЫХ АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ СТРУКТУРАХ

Для описания свойств распространяющихся спиновых волн в антиферромагнитных материалах существенным является то, в АФМ какой магнитной структуры эти волны распространяются. В зависимости от того, является ли антиферромагнетик легкоосным (с осью, лежащей перпендикулярно поверхности антиферромагнитного образца или параллельно ей), легкоплоскостным или АФМ со слабым ферромагнетизмом, свойства спиновых волн в них будут существенно различаться. Кроме того, в ограниченных образцах АФМ наличие поверхностей приводит к существованию в них поверхностных волн наряду с объемными. В недавнем теоретическом обзоре [4] дается введение в теорию распространения спиновых волн и существования антиферромагнитного резонанса в АФМ двух типов (легкоосного, на примере гематита) и легкоплоскостного (на примере NiO). В основном описываются свойства антиферромагнитного резонанса и существования объемных волн в безграничных кристаллах. Описание существования спиновых волн дается в рамках вторичного квантования магнетонов в модели преобразования Холштейна–Примакова [38, 39]. В более ранних работах [40–44] рассматривались свойства поверхностных спиновых волн в полуограниченных АФМ. Учитывая развитие АФМ-спинтроники и магноники, безусловно наиболее интересными представляются свойства спиновых волн в тонких АФМ-пленках и гетероструктурах на их основе. В работах [43, 45, 46] рассмотрены свойства спиновых волн в пленках АФМ, в работах авторов [47, 48] исследовалось распространение спиновых волн в тонких пленках АФМ, а также в слоистых структурах, содержащих две АФМ-пленки, разделенные немагнитной прослойкой. Такие структуры представляют интерес при исследовании генерации излучения из АФМ при протекании тока в прилегающих слоях

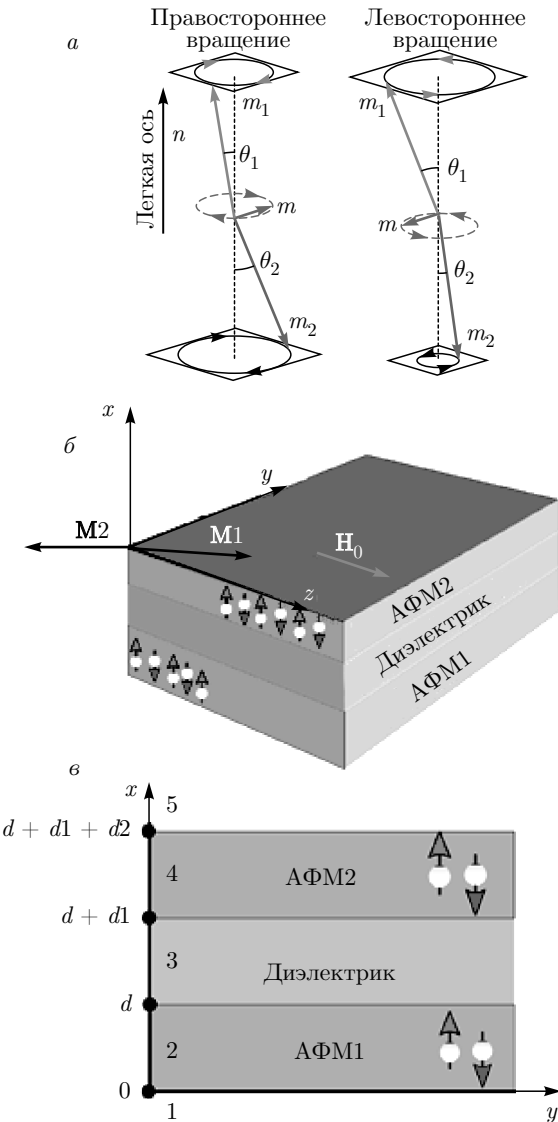


Рис. 1. Схема вертикально связанных АФМ-слоев: а — направление вращения переменных компонент m_1 и m_2 (намагниченности) подрешеток, б — макет структуры, в — срез в плоскости xy

металла или в диэлектрических прослойках, в которых может генерироваться спиновый ток за счет туннелирования магнонов.

Для описания распространения спиновых волн в АФМ-материалах используется основное уравнение движения магнитных моментов подрешеток — уравнение ЛЛГ, а также уравнения Максвелла. Эффективное магнитное поле, действующее на намагниченности подрешеток, определяется как вариационная производная полной энергии АФМ по намагниченности. Энергия АФМ, помещенного во внешнее магнитное поле, в общем случае состоит из энер-

гии обменного взаимодействия между подрешетками, зеемановской энергии во внешнем магнитном поле, энергии анизотропии (которая различна для легкоосных и легкоплоскостных АФМ, энергии слабого взаимодействия Дзялошинского–Мории). Уравнение ЛЛГ определяет тензоры магнитных восприимчивостей подрешеток, которые при подстановке в уравнения Максвелла позволяют рассчитать дисперсионные зависимости спиновых волн в АФМ. При ориентации поля $\mathbf{H} \parallel z$, где z — направление нормали к поверхности (см. рис. 1) тензор магнитной проницаемости соответствует полдеровскому [30]:

$$\mu = \begin{bmatrix} \mu_{1,2}(\omega) & i\mu_{a1,2}(\omega) & 0 \\ -i\mu_{a1,2}(\omega) & \mu_{1,2}(\omega) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (6)$$

где диагональные компоненты тензора (6) равны [44, 49]

$$\mu_1 = \mu_2 = 1 + 8\pi\gamma^2 M_s H_A \frac{(\omega_+ \cdot \omega_- - \omega^2)}{(\omega_+^2 - \omega^2) \cdot (\omega_-^2 - \omega^2)} \quad (7)$$

недиагональные компоненты тензора

$$\mu_{a1} = \mu_{a2} = 8\pi\gamma^2 M_s H_A \frac{\omega(\omega_- - \omega_+)}{(\omega_+^2 - \omega^2) \cdot (\omega_-^2 - \omega^2)}. \quad (8)$$

Резонансные частоты $\omega_+ = \gamma(H_c + H_{ex})$, $\omega_- = \gamma(H_c - H_{ex})$, $H_c = \sqrt{H_A(2H_{ex} + H_A)}$ — поле «опрокидывания» подрешеток [50], H_A — поле анизотропии АФМ.

Для нахождения спектров спиновых волн необходимо решить граничную задачу по «сшиванию» нормальных компонент магнитной индукции и тангенциальных компонент магнитного поля на границах раздела сред. В результате решения граничной задачи дисперсионное уравнение выглядит следующим образом:

$$e^{2kd_1} = \frac{(e^{2kd} - 1)(\mu_2^2 - (1 + \mu_{a2})^2)}{(-\mu_{a2}^2 + (\mu_2 + 1)^2)e^{2kd_2} + \mu_{a2}^2 - (\mu_2 - 1)^2} \times \frac{(\mu_1^2 - (1 - \mu_{a1})^2)(e^{2kd_2} - 1)}{(-\mu_{a1}^2 + (\mu_1 + 1)^2)e^{2kd} + \mu_{a1}^2 - (\mu_1 - 1)^2}. \quad (9)$$

На рис. 2 приведены дисперсионные характеристики поверхностных магнитостатических волн согласно уравнению (9) для двух связанных тонких ($d = 3$ мкм) АФМ-пленок для кристалла фторида железа (FeF_2) в случае антипараллельного состояния при разных величинах диэлектрического зазора. Для расчета таких характеристик

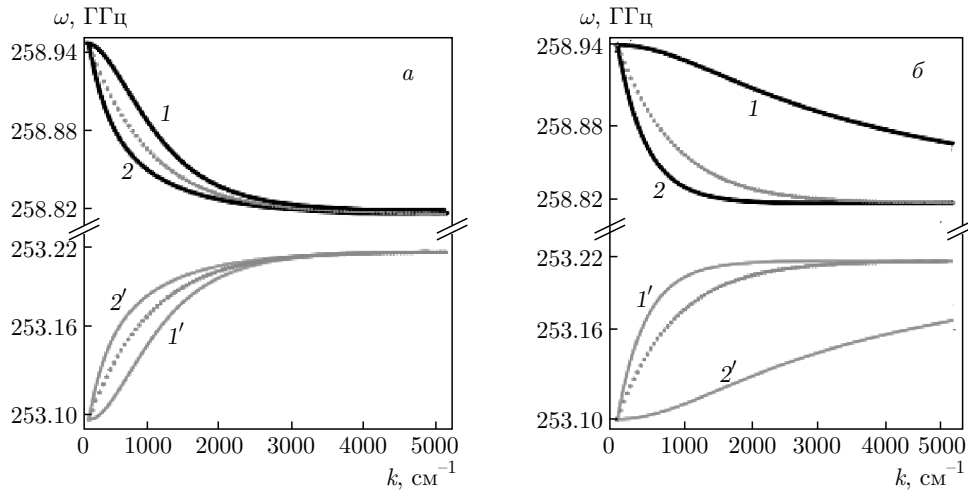


Рис. 2. (В цвете онлайн) Дисперсионные характеристики ПМСВ для связанных АФМ-пленок: *a* — $d = 3$ мкм, $d_1 = 12$ мкм, $d_2 = 3$ мкм; *б* — $d = 3$ мкм, $d_1 = 1$ мкм, $d_2 = 3$ мкм. Пунктирная линия — дисперсия для одиночного АФМ, сплошная черная — связанные моды в двухслойной структуре для ω_+ , сплошная серая — связанные моды в двухслойной структуре для ω_- ; 1 — симметричные моды, 2 — антисимметричные моды; $M_0 = 0.560$ кГс, $H_0 = 1$ кЭ, $H_E = 515$ кЭ, $H_A = 8$ кЭ, $H_C = 91$ кЭ, $\gamma = 2.8$ ГГц/кЭ

использовались следующие параметры для FeF_2 : $M_s = 0.560$ кГс, $H_0 = 1$ кЭ; $H_{ex} = 515$ кЭ; $H_A = 8$ кЭ; $H_C = 91$ кЭ. $\gamma = 2.8$ ГГц/кЭ [49–51].

В такой связанной структуре при данных ориентациях магнитных подрешеток дисперсионные кривые для одиночного АФМ (пунктирные кривые на рис. 2) содержат две моды за счет наличия двух резонансных частот (ω_- , ω_+). Показано, что в области резонансных частот (ω_- , ω_+) распространяются волны с разным типом дисперсии (нормальным для ω_+ и аномальным для ω_-). При наличии связи между пленками наблюдается расщепление дисперсионных кривых на симметричную (1) и антисимметричную моды (2) (сплошные кривые на рис. 2). Как видно на рис. 2*а,б*, при увеличении связи наблюдается расталкивание мод по оси ω , аналогично связанным модам в ферромагнитных слоях. Интересным представляется тот факт, что при такой ориентации постоянного магнитного поля (поле направлено вдоль оси анизотропии) наблюдаются одновременно два вида дисперсии для поверхностной магнитостатической волны. Физически это может быть связано с наличием левостороннего и правостороннего вращения переменных составляющих намагниченности в антипараллельном основном состоянии. Данная особенность расширяет возможности управления спиновыми волнами, в частности, такую структуру можно использовать для генерации и фильтрации волн терагерцевого диапазона частот.

4. ВОЗБУЖДЕНИЕ ТЕРАГЕРЦЕВЫХ МАГНОНОВ В АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ НАНОСТРУКТУРАХ

4.1. Возбуждение магнонов в АФМ оптическими импульсами

С экспериментальной точки зрения, сверхбыстрая динамика АФМ по-прежнему остается интригующим вопросом [52]. Данная проблема является нетривиальной, поскольку не существует простого метода для манипулирования и детектирования спинов в АФМ. Необходимо найти механизм, который бы отклонял магнитные моменты АФМ на временах порядка единиц фемтосекунд. Учитывая, что частоты АФМ-резонанса лежат в диапазоне от 100 ГГц до единиц ТГц, непосредственное манипулирование спинами в АФМ представляет собой практическую проблему. По этой причине обычно используются полностью оптические методы, в которых задействованы фемтосекундные лазерные импульсы как для импульсного возбуждения динамики АФМ, так и для ее обнаружения во временной области. Хотя технически это и похоже на экспериментальные схемы, используемые для исследования ФМ-материалов, отсутствие суммарного магнитного момента ограничивает возможности использования внешнего магнитного поля в процессе возбуждения. Поэтому необходимо полагаться на прямые механизмы, связывающие импульс возбуждения либо с параметром порядка АФМ или с магнитокристаллической ани-

зотропией материала.

Что касается прямого механизма первого типа, то было показано, что обратные оптомагнитные эффекты эффективно возбуждают динамику спинов АФМ в различных магнитных оксидах. В этом случае свет с круговой поляризацией с компонентой электрического поля $\mathbf{E}(\omega)$ действует на намагниченность, как эффективное магнитное поле \mathbf{H}_{eff} , направленное вдоль волнового вектора света:

$$\mathbf{H}_{eff}(0) = \alpha[\mathbf{E}(\omega) \times \mathbf{E}^*(\omega)]. \quad (10)$$

Отсюда следует, что право- и левополяризованные волны должны действовать на намагниченность, как магнитные поля противоположного знака. В скошенных антиферромагнетиках, таких как орторомбические ортоферриты, наличие взаимодействия Дзялошинского – Морри и возникающего слабого магнитного момента делает возможным прямое возбуждение посредством обратного эффекта Фарадея. Пример возбуждения как квази-ФМ, так и квази-АФМ мод магнонов был продемонстрирован для скошенного антиферромагнетика DyFeO_3 в работе [53].

Параметр α в (10) является константой, которая определяет магнитооптический отклик образца, такой как, например, эффект Фарадея. Поэтому появление эффективного поля называется обратным эффектом Фарадея (ОЭФ). На микроскопическом уровне ОЭФ описывается, как вынужденное импульсное комбинационное рассеяние на магнонах, где спины переворачиваются из-за спин-орбитальной связи в виртуально-возбужденном состоянии. В случае ультракоротких импульсов этому процессу способствует их большая полоса пропускания: частоты смещенных магнонов всегда присутствуют во входящей волне и, таким образом, усиливают возбуждение. Кроме того, число фононов в этом процессе не изменяется, что делает ОЭФ действительно нетепловым эффектом.

В отсутствие взаимодействия Дзялошинского – Морри и скошенной антиферромагнитной структуры, эффективного поля в (10) не достаточно в качестве источника внешнего возбуждения из-за отсутствия ненулевого магнитного момента в основном состоянии. Вместо этого, динамические процессы в чистых АФМ могут быть возбуждены благодаря члену, содержащему производную по времени от эффективного поля $d\mathbf{H}_{eff}(t)/dt$, как описано в сигма-модели (4). Хотя этот процесс менее очевиден и имеет меньшую эффективность, это может привести к возбуждению антиферро-

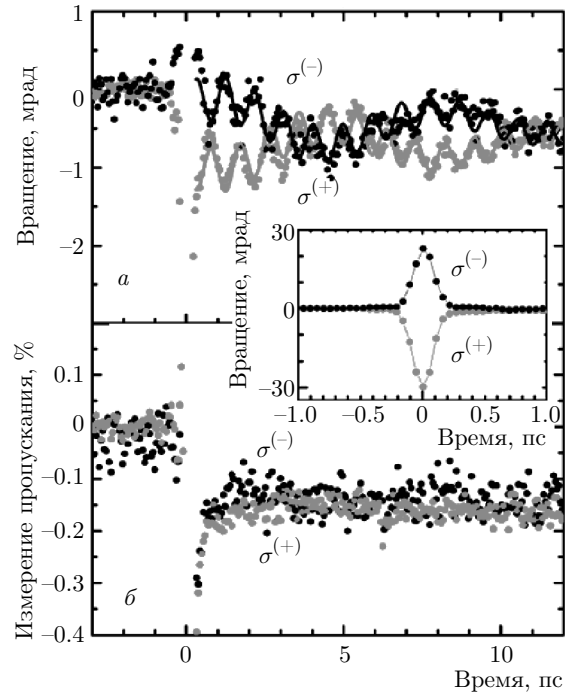


Рис. 3. Разрешенное во времени вращение поляризации и изменение пропускания в NiO (111) для противоположных поляризаций накачки. В этом случае спиновые колебания с частотами $f_1 = 1.07$ ТГц и $f_2 = 140$ ГГц возбуждаются импульсным ОЭФ через производную эффективного магнитного поля (из [54])

магнитной прецессии в кубическом NiO [54], как показано на рис. 3.

Понижение кристаллографической симметрии позволяет учитывать помимо обратного эффекта Фарадея и такие эффекты более высокого порядка, как обратный эффект Коттона – Мутона [55]. В этом случае линейно поляризованный свет, не имеющий углового момента, также может возбуждать динамику АФМ. Такого рода возбуждение сильно зависит от симметрии кристаллической и магнитной структуры, а также геометрии экспериментов [56] и в некоторых случаях может превышать величину ОЭФ на несколько порядков, как это наблюдается в монокристаллах антиферромагнитного NiO [57].

С другой стороны, новшества ТГц-технологии позволили генерировать очень короткие, вплоть до субпикосекундного диапазона, одноцикловые импульсы электромагнитного излучения. Магнитное поле этих импульсов достаточно сильное, чтобы можно было непосредственно возбуждать динамические процессы в АФМ. Эффективная полоса пропускания этого излучения очень велика. Тем не менее, возбуждение может быть очень эффективным,

позволяя возбуждать и обнаруживать нелинейную динамику антиферромагнитных мод [58].

Отметим здесь также, что в некоторых случаях чисто тепловое возбуждение системы может привести к прецессии, как показано в работе [59]. Однако для такого возбуждения необходимы очень специфические условия, такие как, например, спиновый переориентационный фазовый переход.

Сверхкороткий импульсный характер возбуждения позволяет исследовать интересную особенность спиновой динамики в АФМ, а именно, наличие инерции, что проявляется в теории в обсуждаемой выше сигма-модели (см. (4)). Уравнение (4) можно записать в сферической системе координат $l_x = \cos(\phi) \sin(\theta)$, $l_y = \sin(\phi) \sin(\theta)$, $l_z = \cos(\theta)$, а также принимая во внимание, что согласно экспериментальным данным $\theta(t) \approx \text{const}$, дифференциальное уравнение для $\phi(t)$ можно записать так [33]:

$$\frac{d^2\phi}{dt^2} + \lambda \frac{d\phi}{dt} + \omega_0^2 \frac{dW}{d\phi} + \gamma \Omega_D H(t) \cos(\phi) = \gamma \frac{dH(t)}{dt}. \quad (11)$$

Здесь $\lambda = \alpha \gamma H_{ex}$, α — гильбертово затухание АФМ, а ω_0 — его резонансная частота. Функция $W(\phi)$ характеризует анизотропию АФМ. Два последних слагаемых в (11) задают действие импульса магнитного поля $H(t)$, а $\Omega_D = \gamma H_D$.

Отметим, что модель (11) использовалась для теоретического исследования терагерцевых эмиттеров [60], состоящих из многослойной структуры с АФМ и слоем тяжелого металла (платины). Была показана возможность управления переключением намагниченностей подрешеток в антиферромагнетике со слабым ферромагнетизмом (взаимодействием Дзялошинского–Мории, для примера — гематит) терагерцевыми импульсами электромагнитного поля. Была построена теория усреднения, позволяющая аналитически рассчитывать огибающую электромагнитного поля отклика системы на внешнее импульсное воздействие.

Несмотря на то, что продолжительность возбуждения намного короче периода прецессии, в системе накапливается определенная «кинетическая энергия», так что спины продолжают двигаться в направлении, заданном возбуждающим импульсом, длительное время после того, как импульс покинул систему. В скошенном АФМ HoFeO_3 взаимодействие Дзялошинского–Мории и результирующая намагниченность позволяют эффективному полю ОЭФ управлять динамикой. С другой стороны, в области

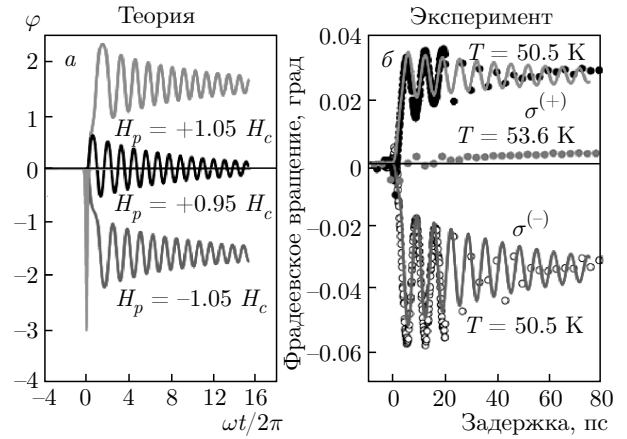


Рис. 4. (В цвете онлайн) Теоретическая и экспериментальная демонстрация инерционного переключения спина в HoFeO_3 . *а*) В расчетах предполагается, что переориентация инициируется импульсом магнитного поля Гаусса с длительностью 100 фс, направленным вдоль оси z . H_c — критическое поле, необходимое для перехода. *б*) В эксперименте эффективные магнитные поля вдоль оси z генерировались лазерными импульсами с правой и левой циркулярной поляризацией посредством обратного эффекта Фарадея. График, полученный при $T = 53.6$ К для левоциркулярно поляризованного насоса, показан зелеными точками и показывает, что за пределами диапазона от 38 до 52 К никакого переключения спина, управляемого инерцией, не наблюдается [61]

температур 38–58 К магнитная система HoFeO_3 характеризуется двумя минимумами термодинамического потенциала. Переход между соответствующими состояниями является фазовым переходом первого рода и, таким образом, может быть достигнут путем применения эффективного поля ОЭФ. Это можно увидеть на рис. 4, где показано переключение фаз в зависимости от спиральности света [61].

Этот механизм переключения спинов, основанный на инерции спиновой системы в АФМ, в принципе позволяет запускать запись одного бита информации, используя чрезвычайно короткие импульсы магнитного поля (см. последнее слагаемое в уравнении (11)). Такой инерционный механизм магнитной записи открывает новые возможности для последовательной записи большого количества данных, например, для реализации трехмерных дисплеев и многих других приложений, где достижение конечной скорости адресации одного бита чрезвычайно важно, тогда как фактическое переключение одного бита между двумя состояниями может происходить в гораздо более медленном масштабе времени. Однако конечной целью всей области

ти динамики намагниченности является полностью оптическое переключение магнитного порядка между его (мета) стабильными состояниями, показанное ранее для ФМ [62]. В случае АФМ эта цель еще не достигнута, хотя некоторые разработки в этом направлении выглядят многообещающими. Решение этой проблемы можно найти в магнитокристаллической анизотропии. Действительно, быстрое изменение этой анизотропии через спин-решеточное взаимодействие может привести к переориентации спинов. Такое изменение анизотропии, в свою очередь, может быть вызвано коротким фемтосекундным лазерным импульсом в материале с сильной зависящей от температуры анизотропией.

Таким образом, было показано, что если индуцированный температурой спин-переориентационный фазовый переход инициируется лазерным импульсом, движение спинов в направлении нового равновесия происходит на два порядка быстрее, чем в ферромагнетиках [59].

В целом, спектроскопия во временной области терагерцевых магнитных резонансов в ортоферритах показывает, что наблюдаемые спектры не могут быть описаны без учета распространения электромагнитных волн. Вместо одного пика в спектрах наблюдаются два пика с частотами чуть ниже и чуть выше частоты магнитного резонанса. Наши результаты имеют значение для нескольких областей магнетизма, включая терагерцевую магнонику и спектроскопию электромагнонов.

4.2. Возбуждение магнонов в АФМ электрическим током

Большинство применений АФМ в спинтронике до последних лет ограничивалось [1] использованием их в качестве буферных слоев для фиксации намагниченности в спиновых вентилях (например, на эффекте гигантского магнитосопротивления). Возможность создания спиновых вентилях на основе только АФМ (т. е. два и более рабочих слоев АФМ) обсуждалась и анализировалась в ряде работ (см. подробнее обзоры [14, 63–65]). Оказалось [1], что для АФМ присущи явления переноса спина, спиновой накачки, анизотропного магнитосопротивления, так же как и для ФМ-структур. Однако, в отличие от ФМ, перечисленные выше эффекты за счет «обменного усиления» могут наблюдаться в АФМ без применения внешних постоянных магнитных полей. А поскольку резонансные частоты АФМ лежат в терагерцевом диапазоне частот, можно реализовать сверхбыструю память, управляемую как оптически

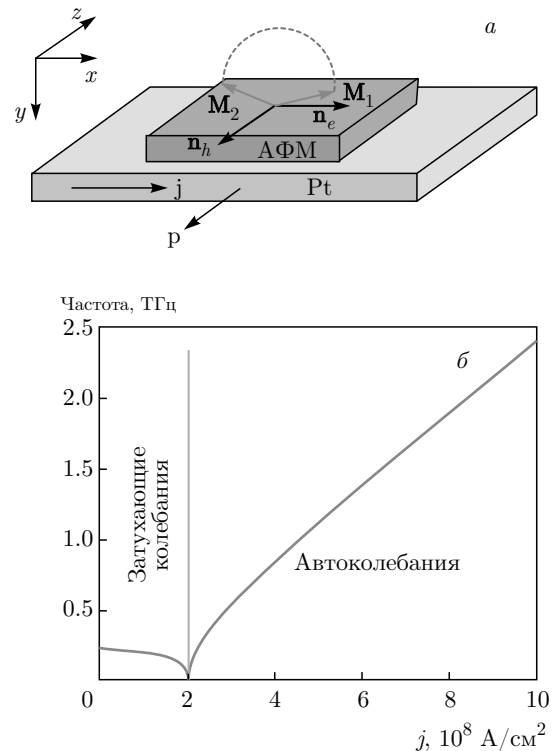


Рис. 5. *a*) Конструкция осциллятора терагерцевых магнонов колебаний, построенного на основе АФМ/ТМ; *б*) зависимость частоты колебаний от плотности тока j_{dc} , пропускаемого через слой ТМ

(см. разд. 4.1), так и электронно (током), а также устройства генерации, приема и обработки сигналов.

Были продемонстрированы возможность [66, 67] реализации ячеек памяти путем переключения током (за счет спинового эффекта Холла) состояний полупроводниковых АФМ, возможность реализации преобразователей спиновых токов [68–70] в структурах, состоящих из ФМ и АФМ, причем перенос спинового момента осуществляется за счет эванесцентных мод, возникающих в АФМ [71]. Были предложены конструкции основанных на АФМ терагерцевых осцилляторов [72–75], искусственных нейронов [76, 77], выпрямителей и детекторов [78, 79]. В работах [80, 81] были представлены результаты экспериментов по возбуждению терагерцевых спиновых волн в антиферромагнетике со слабым ферромагнетизмом (гематите) за счет спинового эффекта Холла и их детектированию за счет обратного спинового эффекта Холла (расстояние между передающей и приемной антеннами менялось для нахождения оптимума).

Базовой ячейкой описанных выше устройств терагерцевой магноники, управляемых током, является двухслойная структура, состоящая из АФМ и слоя тяжелого металла (ТМ) рис. 5 (построено на примере оксида никеля и платины). Постоянный электрический ток, проходящий через слой ТМ, создает, благодаря спиновому эффекту Холла, перпендикулярно поляризованный спиновый ток, протекающий в слой АФМ. Спиновый ток в АФМ создает неконсервативный вращающий момент для намагниченности подрешеток. Если спиновый ток поляризован перпендикулярно основному состоянию АФМ (вдоль «жесткой» оси АФМ), он отклоняет намагниченности от их равновесной противоположной ориентации, что создает сильное эффективное поле, приводящее к равномерному вращению (при отсутствии анизотропии в плоскости) подрешеточных намагниченностей в плоскости, перпендикулярной поляризации спинового тока (вращению вектора Нееля). Можно выделить два режима работы такого устройства при изменении плотности тока j_{dc} : режим затухающих колебаний при $j_{dc} < j_{th1}$ и режим автоколебаний $j_{dc} > j_{th2}$, причем в общем случае критические токи $j_{th1,2}$ не равны друг другу (см. подробнее обсуждение в работах [73, 74]). Описание динамики такого автогенератора может вестись с помощью рассмотренной выше сигма-модели (4) дополненной так называемым «членом Слопчевского» [73], пропорциональным произведению $\sigma j_{dc}[\mathbf{l} \times [\mathbf{p} \times \mathbf{l}]]$, где \mathbf{p} — единичный вектор поляризации спинового тока, σ — константа, характеризующая величину спинового токопереноса в АФМ. В итоге, переходя к сферической системе координат, можно получить [73] уравнение для угла $\phi(t)$ по аналогии с уравнением (11) вида (в предположении $W(\phi) = 0.5 \sin^2(\phi)$)

$$\frac{d^2 \phi}{dt^2} + \lambda \frac{d\phi}{dt} + \frac{\omega_0^2}{2} \sin(2\phi) = \gamma H_{ex} \sigma j_{dc}, \quad (12)$$

которое совпадает с нелинейным уравнением маятника с вращающим моментом σj_{dc} и описывает динамику джозефсоновского сверхпроводящего генератора. В частности, режимы затухающих колебаний и автоколебаний называются соответственно стационарным и нестационарным эффектами Джозефсона. Частота затухающих колебаний ω_{damp} в таком осцилляторе зависит от плотности тока j_{dc} как

$$\omega_{damp} = \omega_0 \sqrt[4]{1 - \frac{(2\sigma j_{dc})^2}{(\gamma H_a)^2}}. \quad (13)$$

Таким образом, с увеличением плотности тока частота затухающих колебаний уменьшается. В этом

режиме можно использовать осциллятор в качестве перестраиваемого током детектора субмиллиметровых волн. Детектировать отклик тока в системе АФМ/ТМ можно при помощи обратного спинового эффекта Холла, когда изменение вектора \mathbf{l} ведет к возникновению спинового тока из АФМ в ТМ, который преобразуется в электрический ток. Соответствующая dc-компонента выходного напряжения будет зависеть резонансно от частоты внешнего терагерцевого сигнала. Источником внешнего терагерцевого сигнала для данного осциллятора может являться, например, переменный ток, генерируемый другим осциллятором, или внешнее терагерцевое электромагнитное излучение (уравнение (11)). Ток, возникающий благодаря обратному спиновому эффекту Холла, пропорционален $[1 \times d\mathbf{l}/dt]$. В режиме автоколебаний вдали от порогового тока j_{dc2} частота ω_{osc} линейно пропорциональна току j_{dc} [73], вместе с тем, амплитуда колебаний уменьшается с ростом плотности тока. В настоящее время ведутся активные попытки провести эксперименты по генерации и детектированию субмиллиметровых волн с помощью АФМ и ТМ, реализация которых может иметь большие перспективы практического внедрения в телекоммуникациях.

4.3. Экспериментальные исследования АФМ с помощью МБС

Экспериментальное исследование различных магнитооптических эффектов, таких как эффект Фарадея, изотропное и анизотропное магнитное преломление света и линейный и круговой дихроизм, в АФМ-материалах проводилось также методами рамановской спектроскопии и МБС, заключающихся в неупругом рассеянии света на спиновых волнах в магнитоупорядоченных веществах, при этом интенсивность рассеянного на магнонах света связана с магнитной частью тензора диэлектрической проницаемости [82, 83]. Экспериментальное исследование спектров неупругого рассеяния света на магнонах стало возможным после разработки Сандеркоком многопроходной схемы интерферометра Фабри–Перо с высоким оптическим контрастом [84]. Первые работы по исследованию методом МБС спектров спиновых волн были выполнены на пленках железо-иттриевого граната [85, 86] и затем на АФМ-пленках FeVO_3 и CoCO_3 [86–88]. Большой класс антиферромагнитных структур был исследован в лаборатории Боровика-Романова в Институте физических проблем им. П. Л. Капицы РАН [89–94].

В последнее время интерес в области исследования антиферромагнитных материалов методом МБС сместился в сторону тонкопленочных структур. Большое число работ, в которых рассматривались АФМ-слои, было посвящено исследованию интерфейсного обменного смещения [95–97] в многослойных структурах, используемых в качестве спиновых вентилях. Относительно высокая температура Нееля и высокое значение констант спин-орбитального взаимодействия в двойном интерметаллическом антиферромагнитном соединении на основе Mn_2Au позволяет назвать его одним из перспективных материалов для приложений АФМ-спинтроники [98–100]. В недавней работе [101] была продемонстрирована возможность наблюдения в спектре неупруго рассеянного света в пленке Mn_2Au толщиной 100 нм линий, соответствующих магнонным модам в АФМ. Сигнал наблюдался в геометрии обратного рассеяния при комнатной температуре при намагничивании пленки касательным полем величиной 0.1 Тл.

В случае измерения спектра термических магнонов не требуется возбуждающих переменных магнитных полей, в то же время за счет широкого спектрального интервала интерферометра метод обладает чувствительностью к толщине, геометрии и другим физическим свойствам образца. Для выполнения требования отсутствия термического изменения свойств измеряемого образца мощность лазерного излучения, подаваемого на образец, составляла 33 мВт в пятне диаметром 25 мкм. Исследование рассеянного света проводилось с помощью шестипроходного интерферометра Фабри–Перо при значении расстояния между зеркалами тандемной схемы, соответствующему максимальной частоте в спектре 150 ГГц. При рассеянии света на спиновых волнах с $k = 0$ (k — волновое число спиновой волны) стоксов и антистоксов пик в спектре неупруго рассеянного света имел центральную частоту 121 ГГц для пленок Mn_2Au с ориентациями легкой оси анизотропии [102] в направлениях [110] и [001]. Полученное значение частоты совпадает с частотой при $k = 0$ для низкочастотной моды АФМ. Частота высокочастотной моды составляла 3.72 ТГц и была получена с помощью метода МБС [103, 104]. Ввиду селективной чувствительности МБС к диапазону волновых векторов, ограниченному апертурой собирающей линзы, результат измерения термически возбужденного спектра не позволяет оценить ширину линии ФМР. Однако с помощью МБС оказывается возможным определить и дисперсионную характеристику. Меняя угол падения света на образец от 0°

до 90° для бегущих волн в плоскости пленки можно получить спектры тепловых магнитных колебаний структуры при различных значениях волновых чисел k . В случае АФМ-пленки с анизотропией типа «легкая ось» в направлениях [110] и [001] нулевому значению k будут соответствовать углам падения луча лазера соответственно 35° и 65° [101].

Стоит отметить, что исследование методом МБС мод антиферромагнитного резонанса и дисперсии в АФМ является одним из возможных методов детектирования автоколебаний в диапазоне частот от 1 ГГц до 2.2 ТГц для структур в виде антиферромагнитных осцилляторов (см. разд. 4.2). Возможность использования МБС в таком частотном диапазоне подтверждается, в частности, работой [105], в которой представлен результат измерения МБС сигнала для пленок NiO.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Перечислим некоторые возможности практического применения АФМ-наноструктур, которые могут осуществиться в ближайшее время. К перспективной области можно отнести методы управления состоянием АФМ с помощью упругих напряжений, создаваемых, например, с помощью упруго связанных с АФМ пьезоэлектрических или сегнетоэлектрических подложек [106, 107]. Изменяя величину напряженности электрического поля, подводимого к пьезоэлектрику, за счет магнитострикции можно добиваться изменения упругих свойств АФМ и характеристик соответствующих устройств на их основе. Например, изменять холловское сопротивление и пороговые токи при построении магнитной памяти [106] или критические токи генерации в АФМ-осцилляторах и детекторах [108].

Активно исследуются доменные границы, скирмионы, магнитные солитоны и вихри в АФМ. Предпосылки их появления и теоретические работы в этой области развиваются на протяжении уже трех десятилетий (см. [19] а также обзор [18]). Однако сравнительно недавно [109–111] удалось провести эксперименты и научиться управлять движением доменных стенок и скирмионов с помощью спинполяризованного тока. Планируется [112, 113] применить скирмионы в АФМ для создания сверхбыстрой памяти и обработки информации.

Перспективным направлением исследований является наблюдение бозе-эйнштейновской конденсации магнонов в магнетиках [114–118] при комнатных температурах. Основным материалом для этого

до сегодняшнего дня был железо-иттриевый гранат. Однако в последнее время появились работы (преимущественно, теоретические, например [119, 120]) по возможности наблюдения конденсации магнонов в АФМ. Было показано, что потенциально АФМ могут обладать большим временем когерентности (при наличии внешнего постоянного магнитного поля), чем ФМ. Такое макроскопическое квантовое состояние, как бозе-эйнштейновская конденсация магнонов может использоваться при построении элементов квантовых компьютеров [121].

Возможные приложения для сверхбыстрой передачи и фильтрации сигналов могут получить магнетонные АФМ-кристаллы и периодические структуры [16], теория которых в настоящее время активно развивается. Вместе с тем, экспериментальные работы в этой области тормозятся отсутствием хороших методов измерения магнитных возбуждений на частотах в сотни гигагерц и единицы терагерц.

В последние годы активно изучаются, как теоретически, так и экспериментально двумерные сверхструктуры типа решеток субмикронных магнитных частиц (точек, цилиндров, полосок, колец, проволок) с ферро- и антиферромагнитным упорядочиванием на немагнитной подложке [122–124], чаще всего изготавливаемых из магнитомягких материалов, таких как Fe, Co, NiFe. Взаимодействие отдельных магнитных частиц в таком массиве определяется дипольным взаимодействием магнитных моментов и могут рассматриваться как «искусственные АФМ», демонстрируя эффекты [125–127], присущие кристаллическим АФМ (например, спин-флор-переход). С помощью подобных структур можно реализовать различные элементы функциональной электроники [33]: волноводы, фильтры, фазовращатели.

Таким образом, в настоящем обзоре представлено систематическое описание недавних работ в области АФМ-спинтроники и магноники. Рассмотрены аналитические методы описания физических процессов в антиферромагнитных наноструктурах, рассмотрены модели для описания индуцируемых током и оптическими импульсами явлений в наногетероструктурах, содержащих АФМ, а также экспериментальные методы исследований процессов в них.

Финансирование. Результаты, представленные в настоящем обзоре, получены при поддержке Правительства Российской Федерации (соглашение № 074-02-2018-286), Российского научного фонда (грант № 19-19-00607), Российского фонда фундаментальных исследований (гранты №№ 18-29-27018,

18-29-27020, 18-29-27026, 18-37-20005, 18-37-20048, 18-57-76001, 19-29-03015, 18-57-76001, 18-07-00509, 18-52-16006, 19-32-90242), грантов Президента РФ для молодых кандидатов наук №№ МК-283.2019.8, МК-3607.2019.9, МК-3650.2018.9, МК-1870.2020.9, а также гранта правительства РФ для государственной поддержки научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых в российских образовательных учреждениях высшего образования, научных учреждениях и государственных научных центрах Российской Федерации (проект № 2019-220-07-9114).

ЛИТЕРАТУРА

1. V. Baltz, A. Manchon, M. Tsoi et al., *Rev. Mod. Phys.* **90**, 015005 (2018).
2. T. Jungwirth, X. Marti, P. Wadley et al., *Nat. Nano.* **11**, 231 (2016).
3. M. Jungfleisch, W. Zhang, and A. Hoffmann, *Phys. Lett. A* **382**, 865 (2018).
4. S. M. Rezende, A. Azevedo, and R. L. Rodriguez-Suares, *J. Appl. Phys.* **126**, 151101 (2019).
5. С. А. Никитов, Д. В. Калябин, И. В. Лисенков и др., *УФН* **185**, 1099 (2015).
6. С. А. Никитов, А. Р. Сафин, Д. В. Калябин и др., DOI:10.3367/UFNr.2019.07.038609 (2020).
7. J. Walowski and M. Münzenberg, *J. Appl. Phys.* **120**, 140901 (2016).
8. F. Hellman, A. Hoffman, Ya. Tserkovnyak et al., *Rev. Mod. Phys.* **89**, 025006 (2017).
9. P. Němec, M. Fiebig, T. Kampfrath et al., *Nat. Phys.* **14**, 229 (2018).
10. L. Šmejkal, Yu. Mokrousov, B. Yan et al., *Nat. Phys.* **14**, 242 (2018).
11. O. Gomonay, V. Baltz, A. Brataas et al., *Nat. Phys.* **14**, 213 (2018).
12. J. Železný, P. Wadley, K. Olejník et al., *Nat. Phys.* **14**, 220 (2018).
13. A. Manchon, J. Železný, I. Miron et al., *Rev. Mod. Phys.* **91**, 035004 (2019).
14. Е. В. Гомонай, В. М. Локтев, *ФНТ* **40**, No. 1, 22 (2014).
15. Б. А. Иванов, *ФНТ* **40**, No. 2, 119 (2014).
16. R. Troncoso, C. Ulloa, F. Pesce et al., *Phys. Rev. B* **92**, 224424 (2015).

17. Е. А. Туров, А. В. Колчанов, В. В. Меньшенин и др., *Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков*, Физматлит, Москва (2001).
18. Е. Г. Галкина, Б. А. Иванов, ФНТ **44**, No. 7, 794 (2018).
19. А. М. Косевич, Б. А. Иванов, А. С. Ковалев, *Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны*, Наукова думка, Киев (1983).
20. L. Néel, Ann. Phys. (Paris) **17**, 61 (1932).
21. L. Néel, Ann. Phys. (Paris) **5**, 232 (1936).
22. L. D. Landau, Phys. Zs. Sowjetunion **4**, 675 (1933).
23. S. H. Liu, Phys. Rev. **142**, 267 (1966).
24. T. Oguchi, Phys. Rev. **117**, 117 (1960).
25. R. Kubo, Phys. Rev. **87**, 568 (1952).
26. P. W. Anderson, Phys. Rev. **86**, 694 (1952).
27. W. Marshal, Proc. R. Soc. Lond. A **232**, 69 (1955).
28. И. Е. Дзялошинский, ЖЭТФ **32**, 1547 (1957).
29. Т. Мориya, Phys. Rev. **120**, 91 (1960).
30. А. Г. Гуревич, Г. А. Мелков, *Магнитные колебания и волны*, Физматлит, Москва (1994).
31. А. Г. Гуревич, *Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках*, Наука, Москва (1973).
32. Ч. Киттель, *Квантовая теория твердых тел*, Наука, Москва (1963).
33. Б. А. Иванов, ФНТ **31**, No. 8/9, 841 (2005).
34. А. Ф. Andreev and V. I. Marchenko, Phys. Usp. **23**, 21 (1980).
35. И. В. Барьяхтар, Б. А. Иванов, ФНТ **5**, 759 (1979).
36. I. Baryakhtar and B. Ivanov, Sol. St. Commun. **34**, 545 (1980).
37. В. И. Бутрим, Б. А. Иванов, ФНТ **38**, 1410 (2012).
38. А. И. Ахиезер, В. Г. Барьяхтар, С. В. Пелетминский, *Спиновые волны*, Наука, Москва (1967).
39. G. G. Levchenko, A. S. Savchenko, A. S. Tarasenko et al., Low Temp. Phys. **40**, 49 (2014).
40. V. V. Tarasenko and V. D. Kharitonov, ЖЭТФ **33**, 1246 (1970).
41. B. Lüthi, D. L. Mills, and R. E. Camley, Phys. Rev. B **28**, 1475 (1983).
42. R. E. Camley and D. L. Mills, Phys. Rev. B **26**, 1280 (1982).
43. Y. K. Fetisov, Sov. Phys. State **25**, 2830 (1983).
44. B. Lüthi and R. Hock, J. Magn. Magn. Mat. **38**, 264 (1983).
45. R. L. Stamps and R. E. Camley, J. Appl. Phys. **56**, 3497 (1984).
46. R. L. Stamps and R. E. Camley, J. Magn. Magn. Mat. **54-57**, 803 (1986).
47. A. Yu. Sharaevskaya, E. N. Beginin, D. V. Kalyabin et al., J. Comm. Techn. Electr. **63**, 1439 (2018).
48. A. Yu. Sharaevskaya, D. V. Kalyabin, E. N. Beginin et al., J. Magn. Magn. Mat. **475**, 778 (2019).
49. S. Vukovich, S. N. Gavrilin, and S. A. Nikitov, ЖЭТФ **71**, 964 (1990).
50. R. E. Camley, Talat S. Rahman, and D. L. Mills, Phys. Rev. B **27**, 261 (1983).
51. V. Veerakumar and R. E. Camley, Phys. Rev. B **81**, 174432 (2010).
52. A. Kirilyuk, A. Kimel, and Th. Rasing, Rev. Mod. Phys. **82**, 2731 (2010).
53. A. V. Kimel, A. Kirilyuk, P. Usachev et al., Nature **435**, 655 (2005).
54. T. Satoh, S.-J. Cho, R. Lida et al., Phys. Rev. Lett. **105**, 077402 (2010).
55. A. M. Kalashnikova, A. V. Kimel, R. V. Pisarev et al., Phys. Rev. Lett. **99**, 167205 (2007).
56. A. M. Kalashnikova, A. V. Kimel, R. V. Pisarev et al., Phys. Rev. B **78**, 104301 (2008).
57. C. Tzschaschel, K. Otani, R. Lida et al., Phys. Rev. B **95**, 174407 (2017).
58. T. Kampfrath et al., Nat. Phot. **5**, 31 (2011).
59. A. V. Kimel, A. Kirilyuk, A. Tsvetkov et al., Nature **429**, 850 (2004).
60. P. Stremoukhov, A. Safin, M. Logunov et al., J. Appl. Phys. **125**, 223903 (2019).
61. A. V. Kimel, B. A. Ivanov, R. V. Pisarev et al., Nat. Phys. **5**, 727 (2009).
62. C. D. Stanciu, F. Hansteen, A. V. Kimel et al., Phys. Rev. Lett. **99**, 047601 (2007).
63. Е. В. Гомонай, В. М. Локтев, ФНТ **41**, 898 (2015).
64. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, Э. М. Эпштейн, ЖЭТФ **141**, 335 (2012).

65. Ю. В. Гуляев, Е. А. Вилков, П. Е. Зильберман и др., Письма в ЖЭТФ **98**, 105 (2013).
66. T. Kosub, M. Kopte, R. Hühne et al., Nat. Comm. **8**, 13985 (2017).
67. K. Olejník, V. Schuler, X. Marti et al., Nat. Comm. **8**, 15434 (2017).
68. C. Hahn, G. de Loubens, V. Naletov, et al., Euro. Phys. Lett. **108**, 57005 (2014).
69. Y.-M. Hung, C. Hahn, H. Chang et al., AIP Advances **7**, 055903 (2017).
70. S.M. Rezende, R.L. Rodríguez-Suárez, A. Azevedo, **93**, 054412 (2016).
71. R. Khymyn, I. Lisenkov, V. Tiberkevich et al., Phys. Rev. B **93**, 224421 (2016).
72. R. Cheng, Di Xiao, and A. Brataas, Phys. Rev. Lett. **116**, 207603 (2016).
73. R. Khymyn, I. Lisenkov, V. Tiberkevich et al., Sci. Rep. **7**, 43705 (2017).
74. V. Puliafito, R. Khymyn, M. Carpentieri et al., Phys. Rev. B **99**, 024405 (2019).
75. O. R. Sulymenko, O. V. Prokopenko, and V. S. Tiberkevich et al., Phys. Rev. Appl. **8**, 064007 (2017).
76. O. Sulymenko, O. Prokopenko, I. Lisenkov et al., J. Appl. Phys. **124**, 152115 (2018).
77. R. Khymyn, I. Lisenkov, J. Voorheis et al. Sci. Rep. **8**, 15727 (2018).
78. R. Khymyn, V. Tiberkevich, and A. Slavin, AIP Adv. **7**, 055931 (2017).
79. O. Gomonay, T. Jungwirth, and J. Sinova, Phys. Rev. B **98**, 104430 (2018).
80. R. Lebrun, A. Ross, S. A. Bender et al., Nature **561**, 222 (2018).
81. R. Lebrun, A. Ross, O. Gomonay et al., Comm. Phys. **2**, 50 (2019).
82. A. S. Borovik-Romanov and N. W. Kreines, Phys. Rep. **81**, 351 (1982).
83. А. К. Звездин, В. А. Котов, *Магнитооптика тонких пленок*, Наука, Москва (1988).
84. J. R. Sandercock, Solid. St. Comm. **15**, 1715 (1974).
85. J. R. Sandercock and W. Wettling, Solid. St. Comm. **13**, 1729 (1973).
86. W. Wettling, M. G. Cottam, and J. R. Sandercock, J. Phys. C **8**, 211 (1975).
87. W. Jantz, J. R. Sandercock, and W. Wettling, J. Phys. C **9**, 2229 (1976).
88. A. S. Borovik-Romanov, V. G. Jotikov, N. M Kreines et al., Zh. Eks. Teor. Fiz. Pis'ma **24**, 233 (1976).
89. A. S. Borovik-Romanov. V. G. Jotikov, N. M. Kreines, and A. A. Pankov, Physica B **1275**, 86 (1977).
90. А. С. Боровик-Романов, В. Г. Жотиков, Н. М. Крейнес и др., Письма в ЖЭТФ **24**, 283 (1976).
91. С. О. Демокритов, Н. М. Крейнес, В. И. Кудинов, Письма в ЖЭТФ **41**, 38 (1985).
92. А. С. Боровик-Романов, С. О. Демокритов, Н. М. Крейнес и др., ЖЭТФ **88**, 1348 (1985).
93. A. S. Borovik-Romanov and N. M. Kreines, *Brillouin-Mandelstam Scattering in Magnetic Materials*, MIR Publishers, Moscow (1985).
94. V. M. Agranovich and A. A. Maradudin, *Spin Waves and Magnetic Excitations*, North-Holland, Amsterdam, Oxford, New York, Tokyo (1988), p. 81.
95. S. P. Parkin, K. P. Roche, M. G. Samant et al., J. Appl. Phys. **85**, 5828 (1999).
96. J. Nogués and I. K. Schuller, J. Magn. Magn. Mat. **192**, 203 (1999).
97. J. R. Fermin, M. A. Lucena, A. Azevedo et al., J. Appl. Phys. **87**, 6421 (2000).
98. S. Khmelevskiy and P. Mohn, Appl. Phys. Lett. **93**, 162503 (2008).
99. A. B. Shick, S. Khmelevskiy, O. N. Mryasov et al., Phys. Rev. B **81**, 212409 (2010).
100. V. M. T. S. Barthem, C. V. Colin, H. Mayaffre et al., Nat. Comm. **4**, 2892 (2013).
101. M. Arana, F. Estrada, D. S. Maior et al., Appl. Phys. Lett. **111**, 192409 (2017).
102. V. M. Barthem, C. V. Colin, R. Haettel et al., J. Magn. Magn. Mat. **406**, 289 (2016).
103. J. Zhao, A. V. Braga, R. Merlin et al., Phys. Rev. B **73**, 184434 (2006).
104. M. Grimsditch, L. E. McNeil, and D. J. Lockwood, Phys. Rev. B **58**, 14462 (1998).
105. J. Milano, L. B. Steren, and M. Grimsditch, Phys. Rev. Lett. **93**, 077601 (2004).
106. S. Bodnar, L. Šmejkal, I. Turek et al., Nat. Comm. **9**, 348 (2018).

107. X. Chen, X. Zhou, R. Cheng et al., *Nat. Mat.* **18**, 931 (2019).
108. P. A. Попов, A. R. Safin, and S. A. Nikitov, в сб.: Тезисы докл. конф. EASTMAG-2019 (Екатеринбург, 2019), с. 171.
109. L. Baldrati, O. Gomonay, A. Ross et al., *Phys. Rev. Lett.* **123**, 1177201 (2019).
110. X. Zhang, Y. Zhou, and M. Ezawa, *Sci. Rep.* **6**, 24795 (2016).
111. H. Xia, C. Jin, C. Song et al., *J. Phys. D* **50**, No. 50, 505005 (2017).
112. W. Legrand, D. Maccariello, F. Ajejas et al., *Nat. Mat.* **19**, 34 (2020).
113. I. Medlej, A. Hamadeh, and F. El Haj Hassan, *Physica B* **579**, 411900 (2020).
114. Ю. М. Буньков, *УФН* **180**, 884 (2010).
115. S. O. Demokritov, V. E. Demidov, O. Dzyapko et al., *Nat.* **443**, 430 (2006).
116. I. S. Tupitsyn, P. C. E. Stamp, and A. L. Burin, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 257202 (2008).
117. О. Дзяпко, В. Е. Демидов, С. О. Демокритов, *УФН* **180**, 890 (2010).
118. O. Dzyapko, I. Lisenkov, P. Nowik-Boltyk et al., *Phys. Rev. B* **96**, 064438 (2017).
119. N. Arakawa, *Phys. Rev. Lett.* **121**, 187202 (2018).
120. N. Arakawa, *Phys. Rev. B* **99**, 014405 (2019).
121. S. N. Andrianov and S. A. Moiseev, *Phys. Rev. A* **90**, 042303 (2014).
122. M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert et al., *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988).
123. S. O. Demokritov, *J. Phys. D* **31**, 925 (1998).
124. K. Yu. Guslienko, S. Choe, and S. Shin, *Appl. Phys. Lett.* **76**, 3609 (2000).
125. R. W. Wang, D. L. Mills, E. E. Fullerton et al. *Phys. Rev. Lett.* **72**, 920 (1994).
126. R. W. Wang, D. L. Mills, E. E. Fullerton et al. *Phys. Rev. B* **53**, 2627 (1996).
127. S. Rakhmanova, D. L. Mills, and E. E. Fullerton, *Phys. Rev. B* **57**, 476 (1998).