

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА СЛОИСТЫХ ФЕРРИМАГНИТНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ Gd И ПЕРЕХОДНЫХ 3d-МЕТАЛЛОВ

А. Б. Дровосеков*, Д. И. Холин, Н. М. Крейнес

*Институт физических проблем им. П. Л. Капицы Российской академии наук
119334, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 3 марта 2020 г.,
после переработки 3 марта 2020 г.
Принята к публикации 4 марта 2020 г.

Магнитные свойства слоистых структур на основе переходных и редкоземельных ферромагнитных металлов (ПМ и РЗМ), таких как Fe и Gd, привлекали внимание исследователей с 90-х годов прошлого века. Данные материалы представляют собой искусственные ферримагнетики и обладают богатыми магнитными фазовыми диаграммами, позволяющими реализовать большой спектр наперед заданных свойств. В последнее время новый всплеск интереса к подобным системам связан с наблюдением в них новых необычных динамических эффектов оптического перемагничивания и сверхбыстрого движения доменных границ, а также возможностью реализации скирмионных магнитных состояний. В настоящей статье дается краткий обзор наиболее интересных особенностей магнетизма и магнитной динамики слоистых ферримагнитных структур ПМ/РЗМ. Изложены результаты собственных исследований авторов, касающиеся сверхрешеток Fe/Gd и влияния прослоек Cr на их магнитные свойства. Методом магнитооптического эффекта Керра осуществлено прямое наблюдение состояний поверхностного склона намагниченности в рассматриваемых структурах и получена магнитная фазовая диаграмма системы. Исследованы особенности неоднородных мод магнитных колебаний, возбуждаемых в сверхрешетке Fe/Gd методом ферромагнитного резонанса. Продемонстрирована возможность смены знака обменного взаимодействия слоев Fe и Gd с антиферромагнитного на ферромагнитный при введении между ними прослойки Cr.

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

DOI: 10.31857/S0044451020070147

1. СВОЙСТВА ФЕРРИМАГНЕТИКОВ

Ферримагнетики составляют особый класс магнетиков, известный с середины прошлого века [1–3]. Классические ферримагнетики представляют собой магнитоупорядоченные материалы, в которых, подобно антиферромагнетикам, существуют (как минимум) две антипараллельно ориентированные магнитные подрешетки. Однако, в отличие от антиферромагнетиков, эти подрешетки имеют неодинаковую намагниченность, так как образованы различными магнитными ионами или содержат разное их количество. Таким образом суммарный магнитный момент системы оказывается отличен от нуля. При этом в слабых магнитных полях подрешетки ориентируются коллинеарно магнитному полю и си-

стема ведет себя подобно обычным ферромагнетикам (ФМ). Однако, когда магнитное поле становится сравнимым с величиной обменных полей между подрешетками, возникает более сложное скошенное состояние, подобно эффекту опрокидывания подрешеток в легкоосном антиферромагнетике [4].

В отличие от ферромагнетиков, спонтанная намагниченность ферримагнетиков демонстрирует более сложную зависимость от температуры [5,6]. Различие магнитных характеристик ионов, образующих подрешетки, приводит к разной температурной зависимости их магнитных моментов (см. рис. 1а). По этой причине суммарная намагниченность системы при изменении температуры ведет себя немонотонно. В частности, может возникнуть так называемая точка компенсации — температура, при которой намагниченности подрешеток сравниваются между собой и результирующий магнитный момент системы обращается в нуль.

* E-mail: drovosekov@kapitza.ras.ru

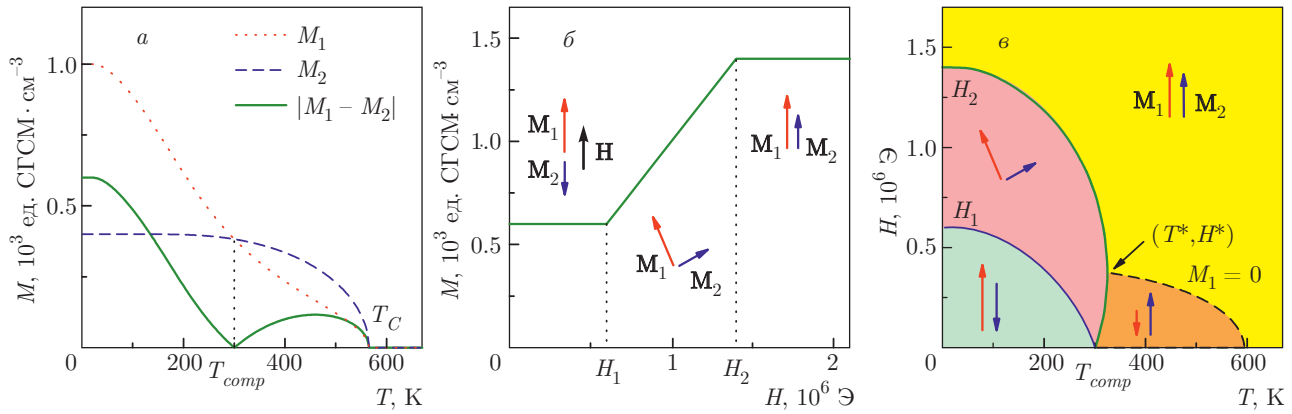


Рис. 1. Магнитные свойства ферримагнетика с точкой компенсации (расчет в модели молекулярного поля с параметрами, характерными для сплавов GdFe): *a* — температурные зависимости намагниченности каждой из подрешеток и результирующей суммарной намагниченности; *б* — низкотемпературная кривая намагниченности с тремя характерными областями магнитных состояний; *в* — фазовая диаграмма в координатах температура–магнитное поле

Наиболее известными классическими представителями ферримагнетиков являются ферриты — оксидные кристаллы на основе железа и магнитных ионов других металлов [5]. В частности, в редкоземельных ферритах-гранатах магнитные подрешетки образованы ионами железа и редкоземельных элементов [7]. В последнее время большой интерес привлекают металлические сплавы на основе РЗМ и ферромагнитных ПМ (Fe, Co, Ni), также демонстрирующие ферримагнитное упорядочение подсистем ионов различного типа [8]. Среди РЗМ особое место занимает Gd, в чистом виде являющийся простейшим ферромагнетиком с максимальной температурой упорядочения ($T_C^{Gd} \approx 293$ K) и относительно малой величиной магнитной анизотропии [9].

Основные свойства классических ферримагнетиков хорошо описываются с помощью модели молекулярного поля [4]. Приведем результаты для простейшего случая изотропного двухподрешеточного ферримагнетика. В рассматриваемой модели эффективные обменные поля, действующие внутри каждой из подрешеток с намагниченностями M_1 и M_2 , вводятся в виде $\lambda_{11}M_1$ и $\lambda_{22}M_2$, а обмен между подрешетками описывается энергией $\lambda_{12}M_1M_2$, где λ_{ij} — константы молекулярного поля. Равновесные направления намагниченностей подрешеток определяются условием

$$M_i \parallel \mathbf{H}_i^{eff}, \quad \text{где} \quad \mathbf{H}_i^{eff} = \mathbf{H} + \sum_j \lambda_{ij} \mathbf{M}_j \quad (1)$$

— эффективное поле, действующее на атомы подрешетки, включая внешнее поле и «молекулярные»

обменные поля. Температурные зависимости $M_i(T)$ определяются функциями Бриллюэна [10]

$$M_i(T) = M_i(0) B_{J_i} \left(\frac{\mu_i H_i^{eff}}{k_B T} \right). \quad (2)$$

На рис. 1 схематично представлены расчетные температурные и полевые зависимости намагниченности, характерные для ферримагнетика с точкой компенсации, а также типичная фазовая диаграмма его магнитных состояний.

При низкой температуре $T \rightarrow 0$ коллинеарная антипараллельная структура реализуется в полях, меньших критического $H_1 = \lambda_{12}(M_1 - M_2)$. Выше этого значения начинается подкос подрешеток, который усиливается по мере увеличения внешнего поля. Наконец, в поле $H_2 = \lambda_{12}(M_1 + M_2)$ происходит переход к коллинеарной магнитной структуре (см. рис. 1б).

Типичные величины критических полей H_1 и H_2 для ферримагнитных кристаллов и сплавов достигают высоких значений, порядка 10^5 – 10^6 Э. Однако при повышении температуры значения критических полей H_1 и H_2 уменьшаются. В точке компенсации T_{comp} величина H_1 обращается в нуль, так что в окрестности этой температуры скошенное состояние реализуется в области гораздо более слабых полей.

При переходе через T_{comp} поле H_1 снова начинает возрастать, а область существования скошенной фазы сужается. Наконец, выше определенной температуры T^* при всех полях может существовать только коллинеарное упорядочение подрешеток (см.

H - T -диаграмму на рис. 1б). При этом в области слабых полей выгодна антипараллельная ориентация векторов M_1 и M_2 , а в больших полях — параллельная. Таким образом на диаграмме H - T при температурах выше T^* и вплоть до температуры Кюри T_C возникает дополнительная характерная линия, на которой намагниченность одной из подрешеток обращается в нуль (штриховая линия на рис. 1б).

Отметим, что учет магнитной анизотропии приводит к дальнейшему усложнению фазовой диаграммы ферримагнетиков [11] и возможности более сложных типов магнитного порядка. В последнее время в связи с ростом интереса к тонким ферримагнитным пленкам изучение влияния анизотропии на их магнитные свойства вновь приобрело актуальность [12–14]. В частности, недавно было показано, что в тонких пленках сплавов FeGd наличие перпендикулярной магнитной анизотропии может приводить к стабилизации скирмионных магнитных состояний [15–17].

2. ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНОЙ ДИНАМИКИ ФЕРРИМАГНЕТИКОВ

Рассмотрим основные свойства собственных частот магнитных колебаний ферримагнетика в простейшем двухподрешеточном случае [6, 18]. Как и при изучении равновесных статических конфигураций намагниченности, будем пренебрегать магнитокристаллической анизотропией, однако учтем влияние анизотропии формы образца в важном для нас случае тонкой пленки. При этом заметим, что в плоско-параллельной конфигурации, когда магнитное поле и намагниченности подрешеток лежат в плоскости пленки, размагничивающие поля не возникают и не влияют на статическое магнитное состояние системы.

Расчетные частоты магнитных колебаний системы определяются как собственные частоты уравнений Ландау – Лифшица:

$$\frac{\partial \mathbf{M}_i}{\partial t} = -\gamma_i [\mathbf{M}_i \times \mathbf{H}_i^{eff}], \quad (3)$$

где γ_i — гиромагнитное отношение для каждой из подрешеток. Эффективное поле \mathbf{H}_i^{eff} , помимо внешнего и обменного поля (формула (1)) включает поле размагничивания тонкой пленки \mathbf{H}^{dem} . В случае кристаллического или аморфного ферримагнетика поле размагничивания определяется суммарной намагниченностью подрешеток:

$$\mathbf{H}^{dem} = -4\pi \left(\sum_j \mathbf{M}_j, \mathbf{z} \right) \mathbf{z}, \quad (4)$$

где \mathbf{z} — единичный вектор нормали к пленке.

При наличии двух магнитных подрешеток в системе существуют две ветви спектра магнитных колебаний, или две собственные частоты с нулевым волновым вектором (рис. 2). В пределе высоких температур, $T \gg T_C$, эти две частоты соответствуют парамагнитному резонансу в каждой из подрешеток. Ниже T_C возникают коллективные, связанные колебания подрешеток. При этом у одной из ветвей спектра появляется щель в нулевом поле, $\omega_{ex} \approx \lambda_{12} |\gamma_2 M_1 - \gamma_1 M_2|$ (обменная мода) [19]. В случае типичных ферримагнитных кристаллов и сплавов, частота высокочастотной (ВЧ) моды быстро возрастает при охлаждении ниже T_C и уходит в субмиллиметровую область, $\omega_{ex} \sim 10^{12}$ Гц.

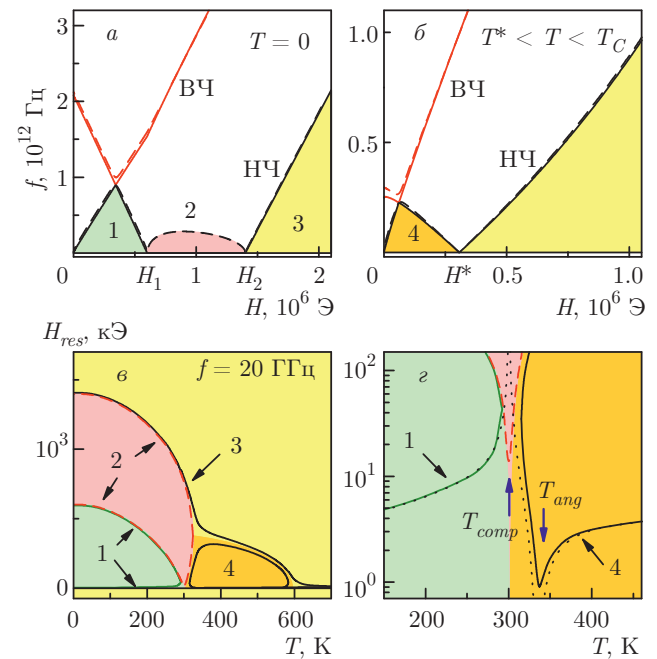


Рис. 2. Расчетные частотно-полевые зависимости высоко- и низкочастотной резонансных мод ферримагнетика при $T \rightarrow 0$ (а) и $T^* < T < T_C$ (б). В точках фазовых переходов низкочастотная ветвь разбивается на отдельные подветви, обозначенные различными цифрами. Сплошные и штриховые линии соответствуют разному способу учета полей размагничивания (соответственно формулы (4) и (5)); в — температурные зависимости резонансных полей $H_{res}(T)$ для низкочастотной ветви в сопоставлении с H - T -диаграммой состояний; г — поведение $H_{res}(T)$ в области слабых полей в окрестности точек магнитной и механической компенсации

Более интересно поведение второй, низкочастотной (НЧ) ветви спектра магнитных колебаний. Для данной моды отсутствует щель в спектре при $H = 0$. Кроме того, собственная частота НЧ-моды обращается в нуль на границах фазовых переходов между различными магнитными состояниями (см. рис. 2). Данный факт связан с общими свойствами собственных частот системы при потере устойчивости.

С учетом этого обстоятельства можно сформулировать важное свойство НЧ-моды магнитных колебаний, которое связывает температурную зависимость поля резонанса $H_{res}(T)$ с особенностями H - T -диаграммы магнитных состояний ферримагнетика. Оказывается, что в пределе низких частот, $\omega \rightarrow 0$, зависимости $H_{res}(T)$ для НЧ-моды, построенные на диаграмме H - T , образуют контуры, лежащие вблизи границ фазовых областей (см. рис. 2б).

Отметим, что при учете размагничивающих полей в форме, описываемой (4) («кристаллический» ферримагнетик), собственная частота НЧ-моды обращается в нуль во всей области существования скошенной фазы $H_1 < H < H_2$ (рис. 2а) [18]. Это связано с наличием вырождения магнитной энергии по отношению к вращению системы подрешеток (M_1, M_2) как целого вокруг направления внешнего поля, приложенного в плоскости пленки. Для «слоистого» ферримагнетика размагничивающие поля имеют вид, отличный от (4):

$$\mathbf{H}_i^{dem} = -4\pi(M_i, \mathbf{z})\mathbf{z}. \quad (5)$$

В этом случае указанное вырождение отсутствует и частота НЧ-моды в скошенной фазе конечна.

Поведение НЧ-моды при $T < T_C$ в слабых полях, $H \ll \lambda_{12}|M_1 - M_2|$, можно приближенно описать в предположении жесткой связи между подрешетками [20, 21]. В этом случае частотно-полевая зависимость $\omega(H)$ определяется формулами Киттеля, аналогично ферромагнитному резонансу. Для тонкой пленки в касательном поле

$$\omega = \gamma_{eff} \sqrt{H(H + 4\pi M_{eff})}, \quad (6)$$

где γ_{eff} и $4\pi M_{eff}$ — эффективные значения гиромагнитного отношения и поля размагничивания. В случае аморфного или кристаллического ферримагнетика величина $4\pi M_{eff}$ просто определяется суммарной намагниченностью системы: $4\pi M_{eff} = 4\pi|M_1 - M_2|$ [6]. Более сложно ведет себя γ_{eff} . Для антипараллельно связанных подрешеток с разной величиной гиромагнитного отношения (γ_1 и γ_2) эффективное значение γ_{eff} будет [20, 21]:

$$\gamma_{eff} = \frac{|M_1 - M_2|}{|M_1/\gamma_1 - M_2/\gamma_2|}. \quad (7)$$

Таким образом, при рассмотрении магнитной динамики ферримагнетика, помимо точки магнитной компенсации T_{comp} , возникает еще одна особая точка «механической» компенсации T_{ang} , в которой обращается в нуль суммарный угловой момент подрешеток, $|M_1/\gamma_1 - M_2/\gamma_2| = 0$.

Согласно уравнениям (6), (7), вблизи точки магнитной компенсации собственная частота НЧ-моды стремится к нулю, $\omega \rightarrow 0$ (или $H_{res} \rightarrow \infty$), а в точке механической компенсации $\omega \rightarrow \infty$ ($H_{res} \rightarrow 0$, см. пунктирную линию на рис. 2з) [22, 23]. В реальности, когда частота НЧ-моды возрастает и становится сравнимой с частотой обменной моды, приближение жесткой связи между подрешетками становится неприменимым и простая формула (6) перестает выполняться. Тем не менее вблизи T_{ang} на зависимости $H_{res}(T)$ имеется резкий минимум (сплошная линия на рис. 2з).

Резкий рост собственной частоты прецессии намагниченности в окрестности точки механической компенсации ферримагнетика может способствовать проявлению интересных динамических эффектов, таких как сверхбыстрое магнитное прецессионное переключение [23] и сверхбыстрое движение доменных границ [24, 25].

Отметим, что в последнее десятилетие активно изучался также новый тип магнитной динамики, возникающий в металлических ферримагнитных системах при воздействии на них сверхкоротких (субпикосекундных) лазерных [26, 27] или электрических [28] импульсов. На таких временных масштабах становится существенным различие времен установления теплового равновесия между электронной, решеточной и магнитными подсистемами. Это, в частности, приводит к возможности реализации сверхбыстрого термически индуцированного перемагничивания без участия магнитного поля [29]. Рассмотренные эффекты, помимо важного фундаментального значения, представляют большой практический интерес с точки зрения перспектив развития технологии магнитной памяти [30].

3. МАГНЕТИЗМ ИСКУССТВЕННЫХ СЛОИСТЫХ ФЕРРИМАГНЕТИКОВ

В последние несколько десятилетий в связи с совершенствованием методов получения слоистых наноструктур (сверхрешеток) возник интерес к изучению ферримагнитных материалов нового типа — искусственных многослойных систем, состоящих из чередующихся ферромагнитных слоев переходных и

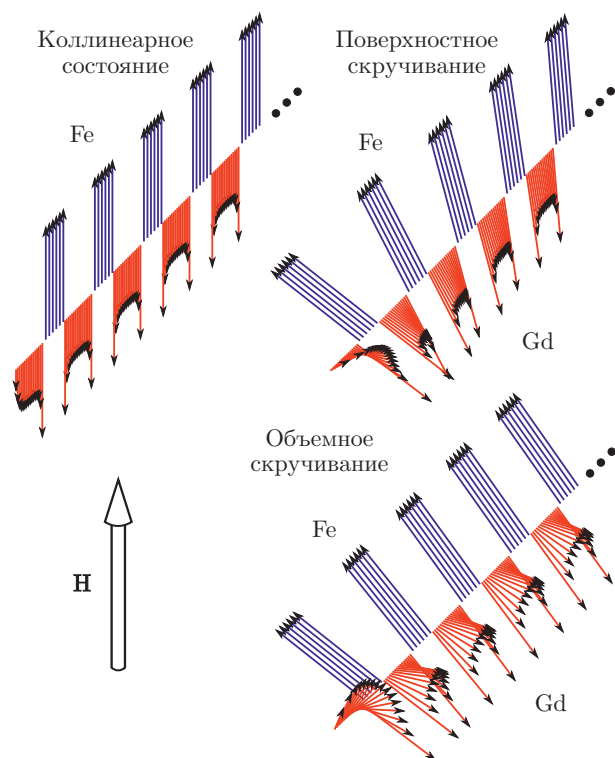


Рис. 3. Магнитные состояния ферромагнитной сверхрешетки: по мере увеличения внешнего поля происходят последовательные переходы из коллинеарного состояния в фазу поверхностного, а затем объемного скручивания [34]

редкоземельных металлов с толщинами порядка нанометров. Свойства таких слоистых ферромагнитных структур во многом схожи с обычными ферромагнетиками, однако имеют и свои характерные особенности [31–33]. Рассмотрим эти особенности на примере системы Fe/Gd [34].

В отличие от сплава FeGd, в сверхрешетке Fe/Gd сильное АФМ-взаимодействие между магнитными подсистемами осуществляется лишь на границе раздела слоев Fe и Gd. Это приводит к тому, что в области высоких температур, сравнимых с температурой Кюри гадолия T_C^{Gd} , внутри слоя Gd формируется сильно неоднородное по толщине распределение намагниченности с максимумом на интерфейсах Fe–Gd и минимумом в глубине слоя Gd (рис. 3).

Подобно обычным ферромагнетикам, в слабом поле в системе реализуется коллинеарная магнитная фаза. Увеличение магнитного поля инициирует переход в скошенную фазу. При этом из-за относительно малой величины обменной жесткости гадолия, A_{Gd} , в слоях Gd возникает эффект магнитного «скручивания» («twist») — неоднородное по толщине распределение угла поворота намагничен-

ности (рис. 3). По этой же причине поле перехода в скошенную фазу H_1 оказывается гораздо меньше, по сравнению с ферромагнитными кристаллами. Исходя из баланса энергии Зеемана и обменной жесткости слоя Gd, можно сделать грубую оценку поля H_1 (см. также [35]). При $T > T_{\text{comp}}$:

$$H_1 \lesssim 8A_{\text{Gd}}/M_{\text{Gd}}t_{\text{Gd}}^2,$$

где M_{Gd} и t_{Gd} — намагниченность и толщина слоя гадолия. Для типичных толщин $t_{\text{Gd}} \sim 1\text{--}10$ нм поле $H_1 \sim 10^3\text{--}10^4$ Э.

Отметим, что в слоистых ферромагнетиках важную роль играют поверхностные эффекты, связанные с наличием крайних слоев, относительно слабо взаимодействующих с остальной сверхрешеткой. Благодаря наличию таких слоев, увеличение поля сначала приводит к разрушению коллинеарной магнитной фазы у поверхности сверхрешетки («поверхностная скошенная фаза») [36]. Переход к «объемной» скошенной фазе происходит в более высоких полях (рис. 3).

Реализация рассмотренных магнитных состояний слоистых ферромагнетиков наблюдалась экспериментально различными методами [37–41]. Существование сильнонеоднородного распределения намагниченности в слоях Gd было подтверждено в ряде работ методом рентгеновской магнитной резонансной рефлектометрии [42–46].

На низкотемпературной кривой намагниченности $M(H)$ наличие магнитного скручивания в слоях Gd проявляется в сильнонелинейном выходе на насыщение (рис. 4a). Излом на кривой $M(H)$ в слабом поле H_1 соответствует переходу из коллинеарной в скошенную фазу.

Состояния поверхностного сгиба намагниченности, которые возникают в области магнитных полей ниже H_1 , легко детектируются с помощью магнитооптического эффекта Керра (МОЭК) [39]. Особенно ярко они проявляются для сверхрешеток Fe/Gd, выращенных на прозрачных подложках [34]. Это позволяет исследовать скос намагниченности с обеих сторон структуры, что соответствует разным граничным слоям (Fe либо Gd, см. рис. 4б). Различие критического поля возникновения сгиба в этих двух случаях объясняется последовательным переходом системы из коллинеарной фазы сначала в состояние поверхностного, а затем объемного скручивания.

Для теоретического описания основных магнитных свойств слоистых ферромагнетиков используется метод среднего поля, аналогичный рассмотренному выше для кристаллических ферромагнетиков

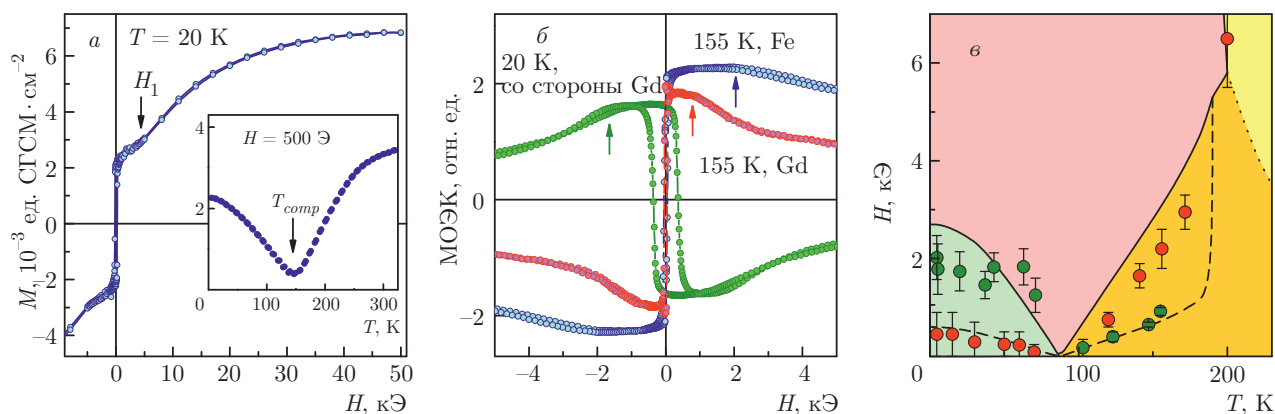


Рис. 4. (В цвете онлайн) *a* — низкотемпературная кривая намагниченности сверхрешетки Fe(35 Å)/Gd(50 Å). На вставке — температурная зависимость намагниченности в слабом поле [47, 48]; *б* — кривые МОЭК, полученные при разных температурах при отражении света с двух сторон сверхрешетки [Fe(35 Å)/Gd(50 Å)]₁₂, выращенной на стеклянной подложке. Стрелками показаны точки возникновения скаса намагниченности; *в* — *H-T*-диаграмма магнитных состояний. Линии — расчет, точки — данные МОЭК; зеленые и красные точки — результаты, полученные со стороны граничных слоев соответственно Gd и Fe. Штриховая линия — граница возникновения поверхностного скаса намагниченности [34]; зеленая область — Gd-ориентированная фаза, желтая — Fe-ориентированная фаза, розовая — объемное скручивание

[49–51]. Для моделирования неоднородного распределения намагниченности в слоях Gd, они разбиваются на подслои атомной толщины, взаимодействующие между собой ферромагнитно. Слои Fe в области температур значительно ниже их температуры Кюри T_C^{Fe} можно считать однородно намагниченными до насыщения. Равновесное распределение намагниченности по слоям находится из условий, аналогичных (1), (2), с учетом эффективного поля взаимодействия каждого слоя с соседними:

$$\mathbf{H}_i^{eff} = \mathbf{H} + \lambda_{ii}\mathbf{M}_i + \lambda_{ii-1}\mathbf{M}_{i-1} + \lambda_{ii+1}\mathbf{M}_{i+1}.$$

Такая модель позволяет на качественном уровне описать основные особенности поведения ферромагнитной сверхрешетки и даже достичь определенного количественного согласия с экспериментом при учете температурной зависимости параметра среднего поля λ в слоях Gd [48]. Так, рис. 4*в* демонстрирует неплохое согласие расчетной диаграммы магнитных состояний сверхрешетки Fe/Gd с данными МОЭК, полученными в работе [34].

4. МАГНИТНАЯ ДИНАМИКА СЛОИСТЫХ ФЕРРИМАГНЕТИКОВ

Свойства магнитных колебаний в слоистых структурах ПМ/Gd экспериментально изучались методом ферромагнитного резонанса (ФМР) в целом ряде работ [52–61]. Везде при комнатной

температуре удавалось наблюдать только один пик поглощения, связанный с ФМР в слоях ПМ. При этом авторы работ [52–55] указывали на важную роль спиновых токов в слое РЗМ для объяснения большой ширины линии ФМР (эффект «нелокального затухания»). Несколько групп исследовали температурную эволюцию резонансного пика при охлаждении системы ниже T_C^{Gd} . В этом случае наблюдалось уширение и ослабление линии ФМР и смещение максимума поглощения в область низких полей. Такое поведение было обнаружено для систем Co/Gd [56, 57] и Pu/Gd [58]. Кроме того, в работе [59] сообщалось об экспериментальном наблюдении второго пика поглощения в сверхрешетке Co/Gd ниже T_C^{Gd} .

В работах [34, 48] были предприняты систематические исследования ФМР в сверхрешетке Fe/Gd в диапазоне температур 4–300 К и частот 7–37 ГГц. Было обнаружено наличие двух резонансных пиков, один из которых наблюдался в высокотемпературной области реализации коллинеарной фазы, а второй возникал в области высоких полей при охлаждении ниже $T_C^{Gd} \sim 200$ К (рис. 5, 6).

Оказалось, что выше T_C^{Gd} частотно-полевая зависимость линии ФМР описывается простой формулой Киттеля (6) с $4\pi M_{eff} \approx 4\pi M_{Fe}$. Однако при охлаждении ниже T_C^{Gd} резонансный пик демонстрирует различное направление смещения по полю на низкой и высокой частоте измерения резонанса (рис. 5*а, б*). Такое поведение невозможно объ-

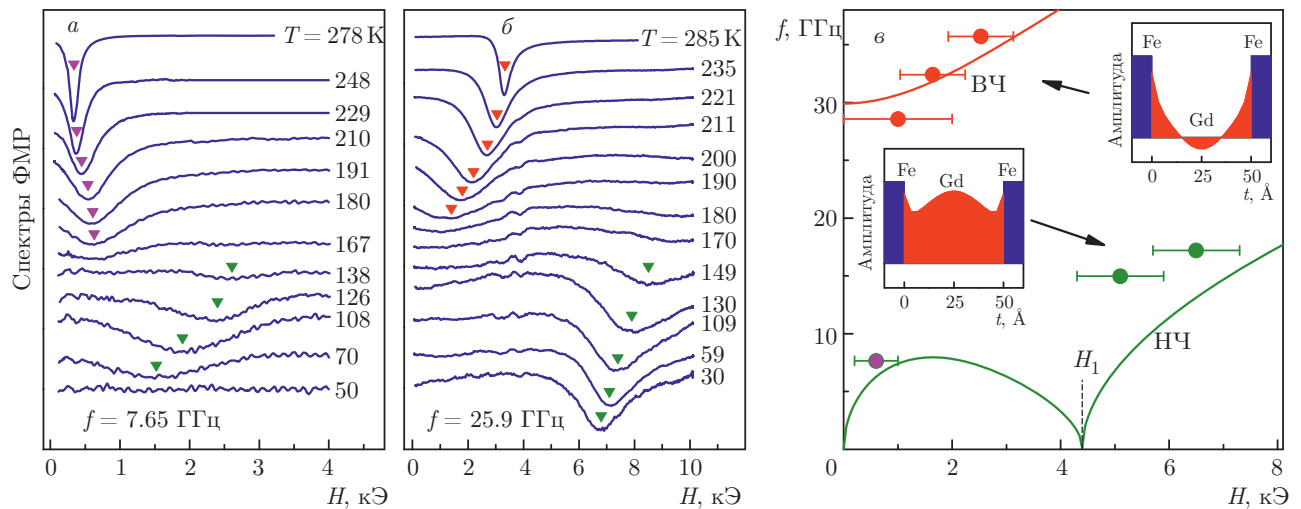


Рис. 5. (В цвете онлайн) Спектры ФМР сверхрешетки Fe(35 Å)/Gd(50 Å) при разных температурах на частоте 7.65 ГГц (а) и 25.9 ГГц (б); в — частотно-полевая зависимость ФМР при T = 180 К. Точки — эксперимент, линии — модель. На вставках показаны расчетные профили прецессии намагниченности внутри слоя Gd для разных мод [34, 48]

яснить в предположении однородной прецессии намагниченности внутри сверхрешетки. Действительно, в этом случае ожидалось бы выполнение формулы (6) с эффективным полем размагничивания для слоистого ферромагнетика [34]:

$$4\pi M_{eff} = 4\pi \frac{M_{Fe}^2 t_{Fe} + M_{Gd}^2 t_{Gd}}{M_{Fe} t_{Fe} - M_{Gd} t_{Gd}}.$$

Это означало бы монотонную зависимость поля резонанса от температуры, независимо от частоты.

Поскольку сильный обмен на границах Fe–Gd препятствует возникновению неоднородной прецессии структуры, было сделано предположение, что такая неоднородная прецессия осуществляется внутри слоев Gd. Сравнение экспериментальных данных с модельным расчетом на основе уравнений Ландау–Лифшица (3) подтвердило это предположение [48].

Наблюдаемые моды ФМР можно связать с различными типами стоячих спиновых волн, возбуждаемых внутри слоев Gd (рис. 5в). Высокотемпературный (ВТ) резонансный пик при понижении температуры трансформируется в обменную моду с сильно-неоднородным распределением амплитуды магнитных колебаний по толщине Gd. Низкотемпературный (НТ) пик соответствует НЧ-ветви спектра с почти однородной прецессией намагниченности внутри структуры. Этот пик наблюдается в области реализации скрученного состояния структуры Fe/Gd. В пределе низких частот его положение $H_{res}(T)$ приближается к границе перехода в коллинеарную фазу

на H–T-диаграмме (рис. 6) в соответствии с общими свойствами собственных частот, рассмотренными в разд. 2.

5. ВЛИЯНИЕ ПРОСЛОЕК НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА СИСТЕМ ПМ/Gd

С момента открытия в конце 80-х годов прошлого века эффекта гигантского магнитосопротивления (ГМС) в слоистых магнитных структурах [62, 63], активно изучалось влияние немагнитных (НМ) прослоек, вводимых между слоями ФМ-металлов на магнитные свойства получаемых гибридных систем ФМ/НМ/ФМ.

Большое количество работ было посвящено структурам типа ПМ/НМ/ПМ на основе ферромагнитных переходных металлов с металлическими прослойками, где было обнаружено такое интересное явление, как осцилляции знака обменного взаимодействия между ФМ-слоями в зависимости от толщины слоя НМ [64–66]. В настоящее время этот эффект хорошо изучен и объясняется механизмом косвенного РККИ-обмена между ФМ-слоями посредством электронов проводимости прослойки [67–69].

Свойства обмена между ФМ слоями различного типа, ПМ и РЗМ, через неферромагнитные прослойки изучены сравнительно менее детально. Как правило, при введении металлических прослоек толщины t_X между слоями ПМ и РЗМ наблюдается быст-

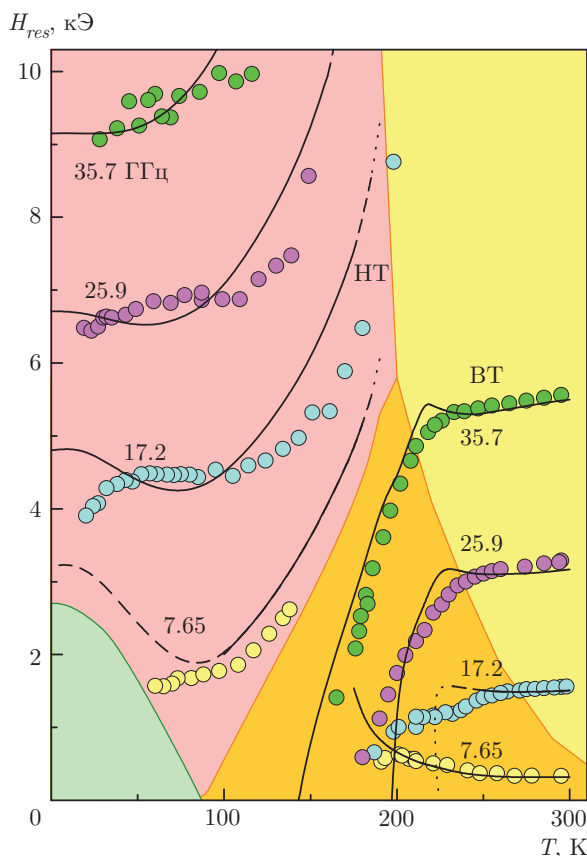


Рис. 6. Температурные зависимости поля резонанса в сверхрешетке Fe(35 Å)/Gd(50 Å) на разных частотах для низко- и высокотемпературных ветвей спектра. Точки — эксперимент, линии — расчет. Сопоставление с диаграммой магнитных состояний (рис. 4в) [34]

рое уменьшение межслойного АФМ-обмена, так что этот обмен становится невозможно детектировать уже при толщинах $t_X \gtrsim 1$ нм [70–73]. Исключение составляют прослойки «тяжелых» металлов, таких как Pt и Pd, для которых АФМ-обмен может иметь заметную величину вплоть до толщин $t_X \sim 10$ нм [73, 74].

При этом отметим, что в работе [75] наблюдались осцилляции межслойного обмена в системе Co/Pt/Gd, в то время как такие осцилляции не характерны для систем ПМ/Pt/ПМ [65].

Особый интерес представляет случай прослойки Cr. Система Fe/Cr/Gd обсуждалась как потенциальный кандидат для реализации материала, обладающего большим магнитным моментом в сочетании с высокой температурой ферромагнитного упорядочивания [76]. Связано это с теоретическим предсказанием возможности смены знака межслойного взаимодействия в такой системе с АФМ на ФМ

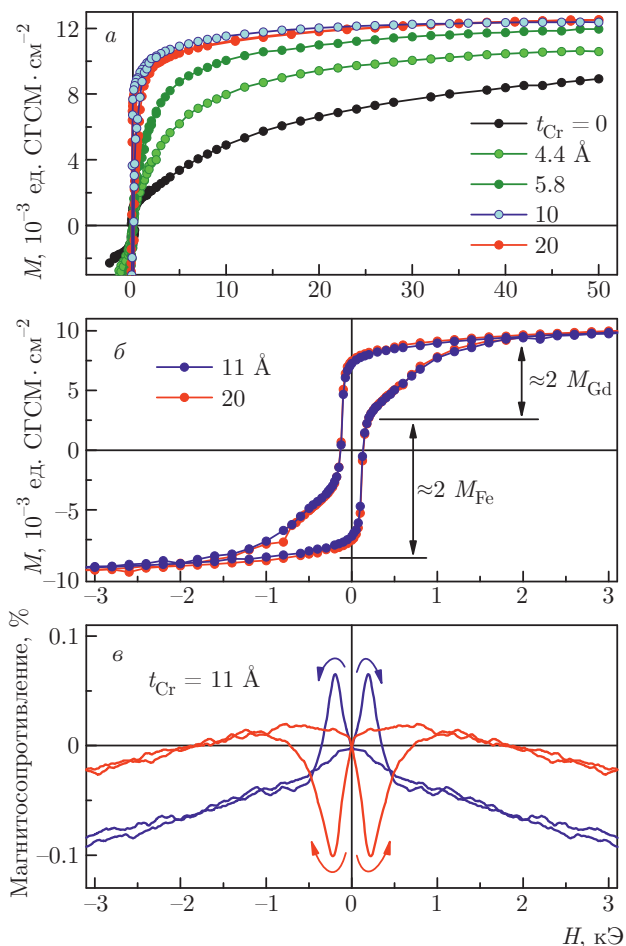


Рис. 7. (В цвете онлайн) Низкотемпературные кривые намагничивания (а, б) и магнитосопротивления (в) сверхрешеток Fe/Cr/Gd/Cr с разной толщиной прослоек Cr; б — сравнение петель гистерезиса для структур с прослойками 11 и 20 Å в увеличенном масштабе [60]. Кривые соответствуют независимому перемагничиванию слоев Fe и Gd с разной коэрцитивностью; в — магнитосопротивление структуры с $t_{Cr} = 11$ Å в поперечной (синяя кривая) и продольной (красная кривая) геометрии (см. также [79])

при внесении в нее АФМ-прослойки Cr определенной толщины [77].

Влияние толщины прослойки Cr на магнитные свойства структур ПМ/Gd исследовалось экспериментально в ряде работ [53, 60, 73, 78]. При этом для систем FeCo/Cr/Gd [78] и NiFe/Cr/Gd [53] сообщалось о наблюдении немонотонной зависимости их намагниченности насыщения от толщины прослойки Cr в диапазоне $t_{Cr} \approx 0 - 30$ Å, что может быть связано с наличием осцилляций межслойного взаимодействия. Вместе с тем, исследования кривых намагниченности в сверхрешетках Co/Cr/Gd [73] и Fe/Cr/Gd [60] показали лишь быстрое исчезнове-

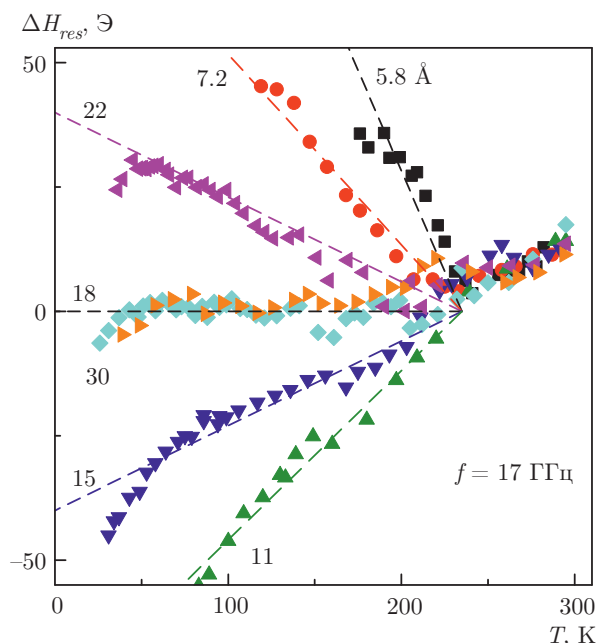


Рис. 8. Температурный сдвиг поля резонанса $\Delta H(T) = H_{res}(T) - H_{res}(250 \text{ К})$ для сверхрешеток Fe(35 Å)/Cr/Gd(50 Å)/Cr с различной толщиной прослойки Cr [60]

ние межслойного обмена на масштабах $t_{Cr} \lesssim 10 \text{ \AA}$ (рис. 7).

При $t_{Cr} \lesssim 10 \text{ \AA}$ форма кривой намагничивания сильно зависит от толщины прослойки. Однако выше этого значения петля гистерезиса практически перестает меняться и может быть легко объяснена простым последовательным перемагничиванием не взаимодействующих слоев Fe и Gd (рис. 7б). Кривые магнитосопротивления (рис. 7в) на качественном уровне также соответствуют независимому перемагничиванию слоев Fe и Gd [80].

Свидетельство наличия слабых осцилляций межслойного взаимодействия при $t_{Cr} \gtrsim 10 \text{ \AA}$ было обнаружено в работе [60] при исследовании ФМР-сверхрешеток Fe/Cr/Gd/Cr. В отличие от структуры Fe/Gd без прослоек (см. разд. 4), в таких образцах удавалось детектировать только одну линию ФМР, положение которой слабо зависело от температуры. Пик резонансного поглощения в слоях Fe, наблюдаемый в области высоких температур около 300 К, при понижении температуры ниже T_C^{Gd} начинал слабо смещаться, причем направление этого смещения зависело от толщины прослойки Cr (рис. 8).

Появление сдвига частоты резонанса слоев Fe ниже T_C^{Gd} можно связать с возникновением дополнительного эффективного обменного поля H_{ex} со сто-

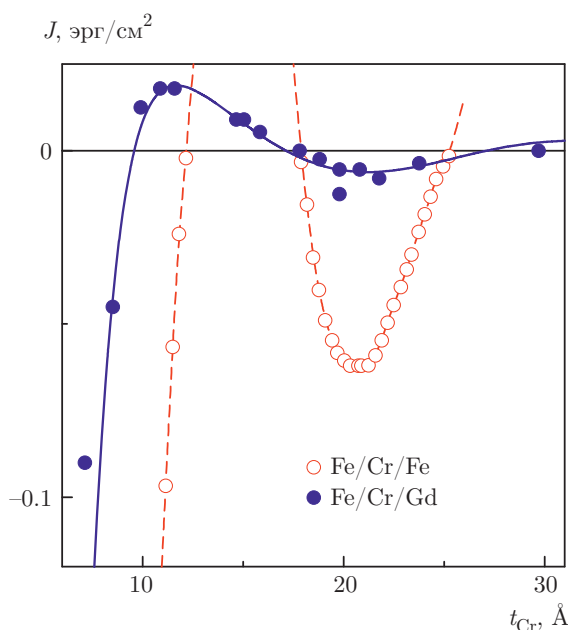


Рис. 9. Зависимость межслойного обмена от толщины прослойки Cr для систем Fe/Cr/Fe [82] и Gd/Cr/Fe [60]. Точки — эксперимент, сплошная линия — модель РККИ (9)

роны слоев Gd. В случае слабого межслойного взаимодействия ($H_{ex} \ll H_{res}$) магнитные моменты слоев Fe и Gd параллельны и частота резонанса описывается формулой [81]

$$\omega_{Fe} = \gamma_{Fe} \sqrt{(H + H_{ex})(H + H_{ex} + 4\pi M_{Fe})}, \quad (8)$$

где обменное поле H_{ex} связано с константой межслойного взаимодействия J соотношением

$$H_{ex} = \frac{J}{M_{Fe} t_{Fe}}.$$

Таким образом, направление сдвига поля резонанса ниже T_C^{Gd} зависит от знака межслойного обмена. В случае АФМ-взаимодействия H_{res} увеличивается, в случае ФМ-взаимодействия — уменьшается.

Еще одно условие применимости упрощенной формулы (8) — существенное различие собственных частот слоев Fe и Gd: $|\omega_{Fe} - \omega_{Gd}| \gg \gamma H_{ex}$. Это условие выполняется вблизи T_C^{Gd} , однако может нарушаться при существенном понижении температуры. В этом случае формула (8) становится неприменимой.

Рисунок 8 наглядно демонстрирует немонотонное поведение межслойного обмена при изменении толщины прослойки Cr. На рис. 9 показана полученная в [60] результирующая зависимость $J(t_{Cr})$ в пределе низких температур.

В области малых толщин прослойки межслойный АФМ-обмен, по-видимому, в основном обусловлен непосредственным контактом слоев Fe и Gd из-за шероховатости межслойных границ Fe–Cr и Gd–Cr. В диапазоне $t_{Cr} \approx 0-8 \text{ \AA}$ прямой обмен слоев Fe и Gd быстро убывает (примерно на два порядка) и при дальнейшем увеличении толщины Cr определяется косвенным взаимодействием через сплошную прослойку. В диапазоне $t_{Cr} \approx 8-30 \text{ \AA}$ наблюдаются слабые осцилляции $J(t_{Cr})$ с периодом около 18 \AA . Эта величина находится в согласии с периодом длинноволновых осцилляций в системе Fe/Cr/Fe, который составляет около $16-18 \text{ \AA}$ [69]. Это дает основания связать наблюдаемые осцилляции с обменным механизмом РККИ.

Амплитуда осцилляций обмена в диапазоне $8-30 \text{ \AA}$ на порядок величины меньше наблюдаемой для системы Fe/Cr/Fe. Причиной этого может являться особенность рассеяния электронов проводимости на границе Gd–Cr. Согласно расчетам Бруно [68], амплитуда осцилляций межслойного РККИ-обмена в слоистой структуре определяется как особенностями энергетического спектра электронов проводимости прослойки, так и разностью коэффициентов отражения электронов с разным направлением спина $\Delta r_i^{\uparrow\downarrow}$ от каждой из межслойных границ (в нашем случае Fe–Cr и Gd–Cr):

$$J(t_{Cr}) \sim \Delta r_{Fe-Cr}^{\uparrow\downarrow} \Delta r_{Gd-Cr}^{\uparrow\downarrow} \frac{\sin(qt_{Cr} + \varphi)}{t_{Cr}^2}, \quad (9)$$

$$\Delta r_i^{\uparrow\downarrow} = \frac{r_i^{\uparrow} - r_i^{\downarrow}}{2}.$$

Можно предположить, что малость $\Delta r_{Gd-Cr}^{\uparrow\downarrow}$ по сравнению с $\Delta r_{Fe-Cr}^{\uparrow\downarrow}$ приводит к существенному подавлению осцилляций обмена в системе Fe/Cr/Gd по сравнению с Fe/Cr/Fe. Этими же причинами может объясняться также относительная малость магнитосопротивления, наблюдаемого в системе Fe/Cr/Gd, по сравнению со структурами типа Fe/Cr/Fe (см. [79] и рис. 7).

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Слоистые структуры на основе переходных и редкоземельных магнетиков являются модельными ферромагнитными системами, предоставляющими широкие потенциальные возможности для создания искусственных магнитных материалов с заданными характеристиками. Фазовая диаграмма слоистых ферромагнетиков во многом подобна традиционным ферромагнитным кристаллам. Однако

уменьшение относительной роли межслойного взаимодействия с ростом толщины ФМ-слоев приводит к существенному понижению характерных полей переходов между различными магнитными состояниями, так что они становятся возможными в практической области легко достижимых полей, примерно 1 кЭ. Одновременно происходит также значительное падение собственной частоты обменной моды магнитных колебаний. Как показано в работах [34, 48], для системы Fe/Gd это связано с малостью обменной жесткости слоев Gd, в которых становится возможным возбуждение неоднородной по толщине прецессии намагниченности на частотах СВЧ-диапазона.

Дальнейшие возможности реализации новых магнитных состояний в структурах ПМ/РЗМ связаны с использованием различных прослоек (X) между слоями ПМ и РЗМ. Интересной малоисследованной проблемой является возможность смены знака межслойного антиферромагнитного обмена на ферромагнитный. Хотя, на первый взгляд, фундаментальных препятствий к реализации такого эффекта нет, до сих пор в структурах ПМ/X/РЗМ не удавалось добиться заметного ФМ-обмена слоев ПМ и РЗМ. В работах [60, 61] экспериментально продемонстрирована принципиальная возможность смены знака межслойного АФМ-обмена на ферромагнитный в системе Fe/Cr/Gd. Однако полученная оценка эффективного обменного поля незначительна по сравнению с характерными полями, при которых происходят гистерезисные процессы перемагничивания каждого из ФМ-слоев по отдельности. Столь малый обмен практически не влияет на магнитное состояние и проявляется лишь в слабом сдвиге частоты ферромагнитного резонанса системы.

Наш обзор приурочен к 100-летней годовщине со дня рождения выдающегося советского и российского физика, ученого с мировым именем, специалиста в области магнитных явлений А. С. Боровика-Романова, заложившего традиции изучения магнитоупорядоченных сред в Институте физических проблем им. П. Л. Капицы РАН.

Благодарности. Авторы выражают благодарность коллективу Института физики металлов УрО РАН в лице Е. А. Кравцова, М. В. Макаровой, В. В. Проглядо, М. А. Миляева и В. В. Устинова за плодотворное сотрудничество в исследованиях слоистых ферромагнитных структур.

Финансирование. Работа выполнена при частичной поддержке в рамках Программ фундаментальных исследований Президиума РАН «Актуальные проблемы физики низких температур» и «Электронный спиновый резонанс, спин-зависящие электрические эффекты и спиновые технологии.»

ЛИТЕРАТУРА

1. M. L. Néel, *Ann. Phys.* **12**, 137 (1948).
2. C. G. Shull, E. O. Wollan, and W. C. Koehler, *Phys. Rev.* **84**, 912 (1951).
3. W. P. Wolf, *Rep. Prog. Phys.* **24**, 212 (1961).
4. A. E. Clark and E. Callen, *J. Appl. Phys.* **39**, 5972 (1968).
5. J. Smit and H. P. J. Wijn, *Ferrites*, Philips Technical Laboratory (1959).
6. A. G. Gurevich, *Magnetic Resonance in Ferrites and Antiferromagnets*, Nauka (1973).
7. R. Pauthenet, *Ann. Phys.* **13**, 424 (1958).
8. J. Franse and R. Radwanski, in *Handbook of Magnetic Materials*, Elsevier (1993), Vol. 7, p. 307.
9. R. J. Elliott, *Magnetic Properties of Rare Earth Metals*, Springer US (1972).
10. S. Smart, *Effective Field Theories of Magnetism*, Saunders (1966).
11. A. Zvezdin, in *Handbook of Magnetic Materials*, Elsevier (1995), Vol. 9, p. 405.
12. K. Chen, D. Lott, F. Radu, F. Choueikani, E. Otero, and P. Ohresser, *Sci. Rep.* **5**, 18377 (2015).
13. J. Becker, A. Tsukamoto, A. Kirilyuk, J. C. Maan, T. Rasing, P. C. M. Christianen, and A. V. Kimel, *Phys. Rev. Lett.* **118**, 117203 (2017).
14. M. D. Davydova, K. A. Zvezdin, J. Becker, A. V. Kimel, and A. K. Zvezdin, *Phys. Rev. B* **100**, 064409 (2019).
15. J. C. T. Lee, J. J. Chess, S. A. Montoya, X. Shi, N. Tamura, S. K. Mishra, P. Fischer, B. J. McMorran, S. K. Sinha, E. E. Fullerton, S. D. Kevan, and S. Roy, *Appl. Phys. Lett.* **109**, 022402 (2016).
16. S. A. Montoya, S. Couture, J. J. Chess, J. C. T. Lee, N. Kent, D. Henze, S. K. Sinha, M.-Y. Im, S. D. Kevan, P. Fischer, B. J. McMorran, V. Lomakin, S. Roy, and E. E. Fullerton, *Phys. Rev. B* **95**, 024415 (2017).
17. S. A. Montoya, S. Couture, J. J. Chess, J. C. T. Lee, N. Kent, M.-Y. Im, S. D. Kevan, P. Fischer, B. J. McMorran, S. Roy, V. Lomakin, and E. E. Fullerton, *Phys. Rev. B* **95**, 224405 (2017).
18. A. G. Gurevich and G. A. Melkov, *Magnetization Oscillations and Waves*, CRC Press (1996).
19. J. Kaplan and C. Kittel, *J. Chem. Phys.* **21**, 760 (1953).
20. R. K. Wangsness, *Phys. Rev.* **91**, 1085 (1953).
21. R. K. Wangsness, *Phys. Rev.* **95**, 339 (1954).
22. S. Geschwind and L. R. Walker, *J. Appl. Phys.* **30**, S163 (1959).
23. C. D. Stanciu, A. V. Kimel, F. Hansteen, A. Tsukamoto, A. Itoh, A. Kirilyuk, and T. Rasing, *Phys. Rev. B* **73**, 220402 (2006).
24. T. H. Pham, J. Vogel, J. Sampaio, M. Vaňatka, J.-C. Rojas-Sánchez, M. Bonfim, D. S. Chaves, F. Cho[-]ueikani, P. Ohresser, E. Otero, A. Thiaville, and S. Pizzini, *Europhys. Lett.* **113**, 67001 (2016).
25. K.-J. Kim, S. K. Kim, Y. Hirata, S.-H. Oh, T. Tono, D.-H. Kim, T. Okuno, W. S. Ham, S. Kim, G. Go, Y. Tserkovnyak, A. Tsukamoto, T. Moriyama, K.-J. Lee, and T. Ono, *Nat. Mater.* **16**, 1187 (2017).
26. A. Kirilyuk, A. V. Kimel, and T. Rasing, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 2731 (2010).
27. S. Mangin, M. Gottwald, C.-H. Lambert, D. Steil, V. Uhlír, L. Pang, M. Hehn, S. Alebrand, M. Cinchetti, G. Malinowski, Y. Fainman, M. Aeschlimann, and E. E. Fullerton, *Nat. Mater.* **13**, 286 (2014).
28. Y. Yang, R. B. Wilson, J. Gorchon, C.-H. Lambert, S. Salahuddin, and J. Bokor, *Sci. Adv.* **3**, e1603117 (2017).
29. T. A. Ostler, J. Barker, R. F. L. Evans, R. W. Chantrell, U. Atxitia, O. Chubykalo-Fesenko, S. El Moussaoui, L. Le Guyader, E. Mengotti, L. J. Heyderman, F. Nolting, A. Tsukamoto, A. Itoh, D. Afanasiev, B. A. Ivanov, A. M. Kalashnikova, K. Vahaplar, J. Mentink, A. Kirilyuk, T. Rasing, and A. V. Kimel, *Nat. Commun.* **3**, 666 (2012).
30. M. L. M. Laliu, R. Lavrijsen, and B. Koopmans, *Nat. Commun.* **10**, 110 (2019).
31. R. E. Camley and R. L. Stamps, *J. Phys. Condens. Matter* **5**, 3727 (1993).
32. A. Svalov, V. Vas'kovskii, and G. Kurlyandskaya, in *Magnetism of Nanosystems Based on Rare-Earth and Transition Metals*, Ural University (2008), p. 52.

33. R. E. Camley, *Magnetism of Surfaces, Interfaces, and Nanoscale Materials*, ed. by R. E. Camley, Z. Celinski, and R. L. Stamps, North-Holland (2015), *Handbook of Surface Science*, Vol. 5, p. 243.
34. A. Drovosekov, A. Savitsky, D. Kholin, N. Kreines, V. Proglyado, M. Makarova, E. Kravtsov, and V. Ustinov, *J. Magn. Magn. Mater.* **475**, 668 (2019).
35. R. Pellicelli, M. Solzi, C. Pernechele, and M. Ghidini, *Phys. Rev. B* **83**, 054434 (2011).
36. J. G. LePage and R. E. Camley, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1152 (1990).
37. K. Takanashi, Y. Kamiguchi, H. Fujimori, and M. Motokawa, *J. Phys. Soc. Jpn.* **61**, 3721 (1992).
38. M. Sajjeddine, P. Bauer, K. Cherifi, C. Dufour, G. Marchal, and R. E. Camley, *Phys. Rev. B* **49**, 8815 (1994).
39. W. Hahn, M. Loewenhaupt, Y. Y. Huang, G. P. Felcher, and S. S. P. Parkin, *Phys. Rev. B* **52**, 16041 (1995).
40. P. N. Lapa, J. Ding, J. E. Pearson, V. Novosad, J. S. Jiang, and A. Hoffmann, *Phys. Rev. B* **96**, 024418 (2017).
41. T. D. C. Higgs, S. Bonetti, H. Ohldag, N. Banerjee, X. L. Wang, A. J. Rosenberg, Z. Cai, J. H. Zhao, K. A. Moler, and J. W. A. Robinson, *Sci. Rep.* **6**, 30092 (2016).
42. N. Ishimatsu, H. Hashizume, S. Hamada, N. Hosoito, C. S. Nelson, C. T. Venkataraman, G. Srajer, and J. C. Lang, *Phys. Rev. B* **60**, 9596 (1999).
43. N. Hosoito, H. Hashizume, N. Ishimatsu, I.-T. Bae, G. Srajer, J. C. Lang, C. K. Venkataraman, and C. S. Nelson, *Jpn. J. Appl. Phys.* **41**, 1331 (2002).
44. D. Haskel, G. Srajer, J. C. Lang, J. Pollmann, C. S. Nelson, J. S. Jiang, and S. D. Bader, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 207201 (2001).
45. Y. Choi, D. Haskel, R. E. Camley, D. R. Lee, J. C. Lang, G. Srajer, J. S. Jiang, and S. D. Bader, *Phys. Rev. B* **70**, 134420 (2004).
46. E. Kravtsov, D. Haskel, S. G. E. te Velthuis, J. S. Jiang, and B. J. Kirby, *Phys. Rev. B* **79**, 134438 (2009).
47. M. V. Ryabukhina, E. A. Kravtsov, D. V. Blagodatkov, L. I. Naumova, V. V. Proglyado, V. V. Ustinov, and Y. Khaydukov, *J. Surf. Invest.: X-Ray, Synchrotron Neutron Tech.* **8**, 983 (2014).
48. A. B. Drovosekov, N. M. Kreines, A. O. Savitsky, E. A. Kravtsov, M. V. Ryabukhina, V. V. Proglyado, and V. V. Ustinov, *J. Phys. Condens. Matter* **29**, 115802 (2017).
49. R. E. Camley, *Phys. Rev. B* **35**, 3608 (1987).
50. R. E. Camley and D. R. Tilley, *Phys. Rev. B* **37**, 3413 (1988).
51. R. E. Camley, *Phys. Rev. B* **39**, 12316 (1989).
52. C. Luo, Y. Yin, D. Zhang, S. Jiang, J. Yue, Y. Zhai, J. Du, and H. Zhai, *J. Appl. Phys.* **117**, 17D124 (2015).
53. L. Sun, X. C. Zhao, Z. X. Kou, D. M. Ban, H. L. Yuan, E. Liu, Y. Zhai, and H. R. Zhai, *J. Phys. D* **50**, 435003 (2017).
54. L. Sun, W. Zhang, P. K. J. Wong, Y. Yin, S. Jiang, Z. Huang, Y. Zhai, Z. Yao, J. Du, Y. Sui, and H. Zhai, *J. Magn. Magn. Mater.* **451**, 480 (2018).
55. R. Bansal, N. Chowdhury, and P. K. Muduli, *Appl. Phys. Lett.* **112**, 262403 (2018).
56. S. Demirtas, I. Harward, R. E. Camley, Z. Celinski, M. R. Hossu, A. R. Koymen, C. Yu, and M. J. Pechan, arXiv:1002.4889 (2010).
57. G. S. Patrino, V. O. Vas'kovskii, A. V. Svalov, E. V. Eremin, M. A. Panova, and V. N. Vasil'ev, *J. Exp. Theor. Phys.* **102**, 131 (2006).
58. B. Khodadadi, J. B. Mohammadi, C. Mewes, T. Mewes, M. Manno, C. Leighton, and C. W. Miller, *Phys. Rev. B* **96**, 054436 (2017).
59. A. V. Svalov, J. M. Barandiaran, V. O. Vas'kovskiy, G. V. Kurlyandskaya, L. Lezama, N. G. Bebenin, J. Gutierrez, and D. Schmool, *Chin. Phys. Lett.* **18**, 973 (2001).
60. A. B. Drovosekov, N. M. Kreines, A. O. Savitsky, E. A. Kravtsov, D. V. Blagodatkov, M. V. Ryabukhina, M. A. Milyaev, V. V. Ustinov, E. M. Pashaev, I. A. Subbotin, and G. V. Prutskov, *J. Exp. Theor. Phys.* **120**, 1041 (2015).
61. A. B. Drovosekov, M. V. Ryabukhina, D. I. Kholin, N. M. Kreines, E. A. Manuilovich, A. O. Savitsky, E. A. Kravtsov, V. V. Proglyado, V. V. Ustinov, T. Keller, Y. N. Khaydukov, Y. Choi, and D. Haskel, *J. Exp. Theor. Phys.* **127**, 742 (2018).
62. P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M. B. Brodsky, and H. Sowers, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 2442 (1986).
63. M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. N. Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988).

64. S. S. P. Parkin, N. More, and K. P. Roche, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2304 (1990).
65. S. S. P. Parkin, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3598 (1991).
66. J. Unguris, R. J. Celotta, and D. T. Pierce, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 140 (1991).
67. P. Bruno and C. Chappert, *Phys. Rev. B* **46**, 261 (1992).
68. P. Bruno, *J. Phys. Condens. Matter* **11**, 9403 (1999).
69. M. Stiles, *Interlayer Exchange Coupling*, Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg (2005), p. 99.
70. K. Takanashi, H. Fujimori, and H. Kurokawa, *J. Magn. Magn. Mater.* **126**, 242 (1993).
71. R. Chai-Ngam, N. Sakai, A. Koizumi, H. Kobayashi, and T. Ishii, *J. Phys. Soc. Jpn.* **74**, 1843 (2005).
72. V. O. Vas'kovskii, A. V. Svalov, A. A. Yuvchenko, and E. A. Kataeva, *Phys. Met. Metallogr.* **101**, S84 (2006).
73. G. Suciú, J. Toussaint, and J. Voiron, *J. Magn. Magn. Mater.* **240**, 229 (2002).
74. N. Koon, K. Aylesworth, V. Harris, and B. Das, *J. Alloys Compd.* **181**, 409 (1992).
75. K. Takanashi, H. Kurokawa, and H. Fujimori, *Appl. Phys. Lett.* **63**, 1585 (1993).
76. G. Scheunert, O. Heinonen, R. Hardeman, A. Lapicki, M. Gubbins, and R. M. Bowman, *Appl. Phys. Rev.* **3**, 011301 (2016).
77. B. Sanyal, C. Antoniak, T. Burkert, B. Krumme, A. Warland, F. Stromberg, C. Praetorius, K. Fauth, H. Wende, and O. Eriksson, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 156402 (2010).
78. C. Ward, G. Scheunert, W. R. Hendren, R. Harde- man, M. A. Gubbins, and R. M. Bowman, *Appl. Phys. Lett.* **102**, 092403 (2013).
79. I. A. Yasulevich, A. O. Savitsky, A. B. Drovosekov, D. I. Kholin, N. M. Kreines, V. V. Proglyado, M. V. Ryabukhina, and E. A. Kravtsov, International conference NMMM-XXIII. Abstract book. MIREA (2018), p. 611.
80. M. Vaezzadeh, B. George, and G. Marchal, *Phys. Rev. B* **50**, 6113 (1994).
81. A. O. Savitsky, *Ferromagnetic Resonance in Fe/Cr/Gd Multilayer Structures*, Diploma thesis, MIPT (2014).
82. C. M. Schmidt, D. E. Bürgler, D. M. Schaller, F. Meis- singer, and H.-J. Güntherodt, *Phys. Rev. B* **60**, 4158 (1999).