

05,08

Критические индексы магнитных фазовых переходов как индикаторы топологии обменного взаимодействия в пленках гольмия

© Р.Б. Моргунов^{1,2,3}, С.Н. Кашин¹, Р.А. Валеев³, В.П. Пискорский³, М.В. Бурканов³

¹ Федеральный исследовательский центр проблем химической физики и медицинской химии РАН, Черноголовка, Россия

² Тамбовский государственный технический университет, Тамбов, Россия

³ Всероссийский научно-исследовательский институт авиационных материалов научно-исследовательского центра „Курчатовский институт“, Москва, Россия

E-mail: spintronics2022@yandex.ru

Поступила в Редакцию 26 апреля 2024 г.

В окончательной редакции 26 апреля 2024 г.

Принята к публикации 30 апреля 2024 г.

Переходы между различными типами спинового упорядочения в пленках гольмия исследованы в диапазоне температур 10–140 К и магнитных полей 0–4 Т. Магнитная фазовая диаграмма в координатах H – T , указывает на наличие переходов между промежуточными фазами геликоида из геликоидального состояния (helix) в такие спиновые структуры, как ферромагнетик (ferro), веер (fan) и скользящие структуры (spin-slip). Метод Арротта позволил определить критические индексы для каждого из переходов. На основе критических индексов сделан выбор моделей и их комбинаций, применимых для описания упомянутых неколлинеарных спиновых состояний.

Ключевые слова: пленки гольмия, спиновые структуры, спин-переориентационный переход, критические индексы.

DOI: 10.61011/FTT.2024.05.58077.106

1. Введение

Гольмий ниже температуры Кюри демонстрирует различные типы спинового упорядочения. Помимо коллинеарного ферромагнитного состояния наблюдаются различные магнитные фазы (fan, helix, spin-slip), существующие ниже температуры Нееля 133 К (рис. 1). Эти спиновые структуры образуются в результате конкуренции обменного взаимодействия с магнитной анизотропией, а также в результате разницы контактного обменного взаимодействия в слоях и между слоями гексагональной кристаллической решетки гольмия. В частности, имеет значение соотношение обменного взаимодействия между соседними слоями и следующими соседями [1]. Все эти факторы зависят от температуры, что приводит к смене спиновой структуры в гольмии при ее изменении. Увеличение магнитного поля и соответствующей Зеемановской энергии изменяет баланс энергий обменных взаимодействий и магнитной анизотропии, также приводя к переключению между различными спиновыми конфигурациями.

В [2] мы установили границы переходов между упомянутыми состояниями в пленках гольмия толщиной 400 nm (рис. 2). Фазовая диаграмма в координатах поле H — температура — T для пленок гольмия не отличается значительно от фазовых диаграмм, установ-

ленных другими авторами для объемных образцов гольмия [3,4]. Это связано с тем, что толщина пленки 400 nm значительно превышает максимальный известный период спиновых структур в гольмии ~ 30 – 40 nm [5]. Например, период вращения спиновой спирали в геликоидальной спиновой структуре гольмия равен 12 параметрам решетки 5.6 \AA вдоль кристаллографической оси c .

Магнитные фазовые переходы между различными состояниями могут быть охарактеризованы критическими индексами, определяемыми из диаграммы Арротта [6]. Хотя анализ спиновых конфигураций и метод Арротта основаны на молекулярной теории поля Вейсса, предполагающей пропорциональность между собственным магнитным полем ферромагнетика и его намагниченностью, этот метод может быть использован и тогда, когда теория Вейсса неприменима. Анализ магнитных фазовых переходов основан на уравнении Арротта–Ноукса, которое связывает намагниченность M и магнитное поле H [6]:

$$(H/M)^{1/\gamma} = \frac{(T - T_c)}{T_c} + \left(\frac{M}{M_0}\right)^{1/\beta}, \quad (1)$$

где γ и β — критические параметры, подлежащие определению и сравнению с их значениями для известных моделей обменного взаимодействия. Например, в рамках модели среднего поля критические параметры

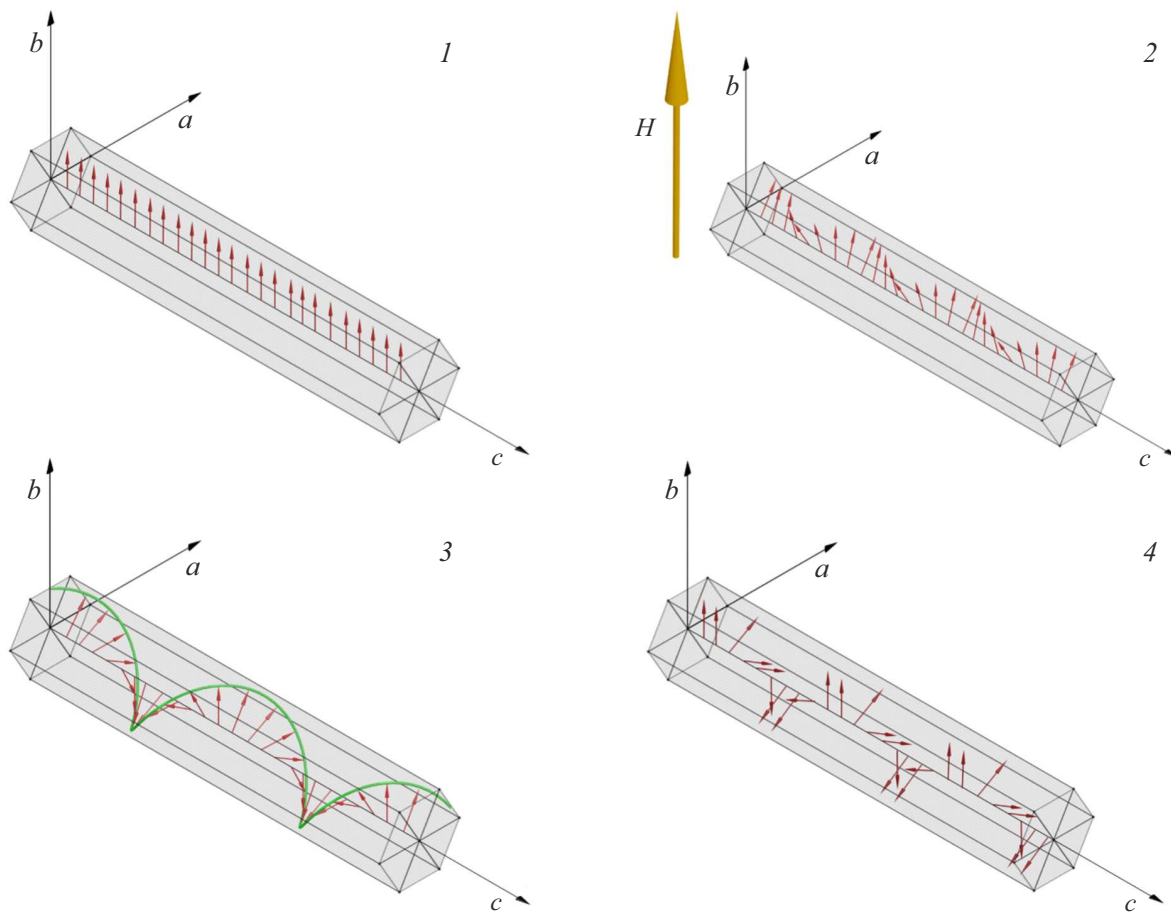


Рис. 1. Ферромагнитные (1), веерные (2), геликоидальные (3) и spin-slip (4) спиновые состояния в пленках гольмия. Стрелкой показано направление поля.

равны $\beta = 0.5$, $\gamma = 1.0$ и определяются из зависимости $M(H)$, которая окажется прямой линией в координатах $M^2(H/M)$. Положительный наклон прямой линии в ко-

ординатах $M^2(H/M)$ указывает на переход второго рода в то время, как отрицательный наклон соответствует переходу первого рода. Теоретические коэффициенты, известные из литературы для различных моделей обменного взаимодействия [7–9], представлены в табл. 1.

Перечисленные в табл. 1 модели среднего поля, Изинга, Гейзенберга и трикритическая модель различаются вкладом обменного взаимодействия для x, y, z компонент спинов и определяют топологию упорядоченной спиновой конфигурации, которая в предельных случаях может быть двумерной (модель 2D Изинга) или трехмерной (модель Гейзенберга). Разумеется, классы универсальности в табл. 1 и соответствующие критические индексы совсем не обязательно реализуются в конкретной системе спинов. Часто наблюдаются смешанные ситуации с промежуточными значениями коэффициентов β, γ .

Цель работы заключалась в определении критических индексов переходов ferro — helix, fan — helix, spin-slip — helix и анализе их значений для получения информации о моделях обменного взаимодействия, применимых к описанию неколлинеарных состояний пленок гольмия.

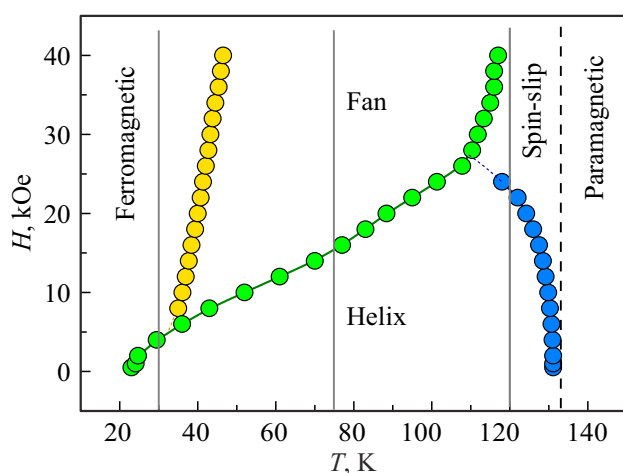


Рис. 2. Магнитная фазовая диаграмма пленки гольмия, полученная методом СКВИД-магнитометрии в [2]. Вертикальными линиями показаны температуры фазовых переходов, исследуемых методом кривых Аррота.

Таблица 1. Теоретические значения критических коэффициентов для различных моделей спинового упорядочения с различным соотношением вкладов x , y , z компонент спинов

Используемая модель	Критические коэффициенты β , γ	Ссылка на работу
Среднее поле	$\beta = 0.5$ $\gamma = 1$	[7]
Трикритическая модель	$\beta = 0.25$ $\gamma = 1$	[8]
3D-XY	$\beta = 0.346$ $\gamma = 1.316$	[7]
2D-Изинг	$\beta = 0.125$ $\gamma = 1.75$	[9]
3D-Изинг	$\beta = 0.325$ $\gamma = 1.24$	[7]
Гейзенберг	$\beta = 0.365$ $\gamma = 1.386$	[7]

2. Методика и образцы

Методом магнетронного распыления мы нанесли пленку Ho толщиной 400 nm на монокристаллическую подложку MgO с промежуточным буферным слоем из вольфрама W . Напыление W на $\text{MgO}(100)$ сначала приводит к росту $\text{W}(100)$, что устанавливает эпитаксиальный рост в Ho с осью c (0002), перпендикулярной пленке. Для защиты пленки Ho от окисления использовался еще один слой W толщиной 5 nm. Перед нанесением пленок подложку отжигали при 800°C в течение 45 min, а затем при 700°C в течение 30 min, после чего при той же температуре была нанесена пленка W толщиной 10 nm. После этого образец охлаждали до комнатной температуры. Затем образец был покрыт слоем W толщиной 5 nm. Пленка Ho толщиной 400 nm соответствует ~ 60 периодам вращения спиновой спирали (каждый период равен 12 параметрам решетки 5.6 \AA по оси c) в объеме Ho .

Магнитные измерения были проведены с помощью магнетометра SQUID MPMS XL Quantum Design, в диапазоне температур 10–140 K и в магнитном поле 0–4 T. При этом измеряли полевые зависимости магнитного момента m при разных температурах, изменяемых с шагом 5 K (рис. 3). В дальнейшем набор этих кривых был представлен в координатах $m^{1/\beta}$ ($(H/m)^{1/\gamma}$) а коэффициенты β и γ подобраны так, чтобы зависимость $m^{1/\beta}$ ($(H/m)^{1/\gamma}$) была прямой линией при температурах 30, 75, 120 K, которые были нами выбраны для исследования переходов из геликоидального состояния в конфигурации *ferro*, *helix*, *spin-slip*. Вертикальными линиями на рис. 2 показаны значения этих температур и точки пересечения с границами спиновых фаз при различных полях.

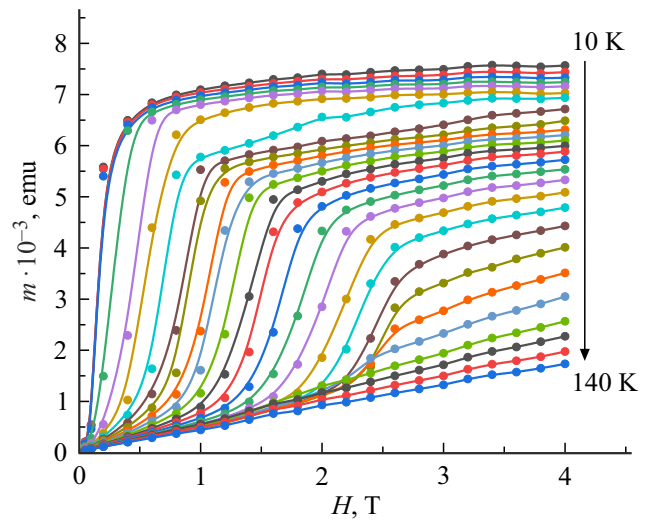


Рис. 3. Полевые зависимости магнитного момента пленки Ho , полученные в диапазоне температур 10–140 K с шагом 5 K.

3. Экспериментальные результаты и обсуждение

На рис. 3 приведены изотермические полевые зависимости, записанные в диапазоне температур 10–140 K. При высоких температурах 135 и 140 K наблюдаются линейные зависимости, которые характеризуют парамагнитное состояние гольмия. Понижение температуры приводит к нелинейным зависимостям $m(H)$, что свидетельствует о возникновении магнитоупорядоченных спиновых состояний и фазовых переходах. Кроме того, на рис. 3 видно, что в зависимости от температуры имеется резкий перегиб в полях до 3 T, который говорит о переходе, индуцированном магнитным полем при постоянной температуре. При низких температурах наблюдается переход в ферромагнитное состояние и насыщение кривых намагничивания уже в слабых полях $< 1 \text{ T}$, в то время, как повышение температуры ведет к тому, что даже в поле 4 T кривые намагничивания далеки от насыщения. Поскольку константы анизотропии растут при охлаждении, этот факт говорит о том, что повышение температуры меняет магнитную фазу на другую, обладающую большим полем анизотропии и насыщения.

Для дальнейшего анализа эта серия кривых была представлена в различных координатах так, чтобы подбор коэффициентов β и γ обеспечивал спрямление кривых при температурах 30, 75, 120 K в координатах $m^{1/\beta}$ ($(H/m)^{1/\gamma}$) (рис. 4). На рис. 4 представлены кривые в координатах Арротта для разных значений критических коэффициентов в модели среднего поля ($\beta = 0.5$, $\gamma = 1$) (рис. 4, a), трикритической модели среднего поля ($\beta = 0.25$, $\gamma = 1$) (рис. 4, b), 3D-Изинга ($\beta = 0.325$, $\gamma = 1.24$) (рис. 4, c), Гейзенберга ($\beta = 0.365$, $\gamma = 1.368$) (рис. 4, d), а также для экспериментально определенных коэффициентов: ($\beta = 0.58$, $\gamma = 1.43$) для температуры

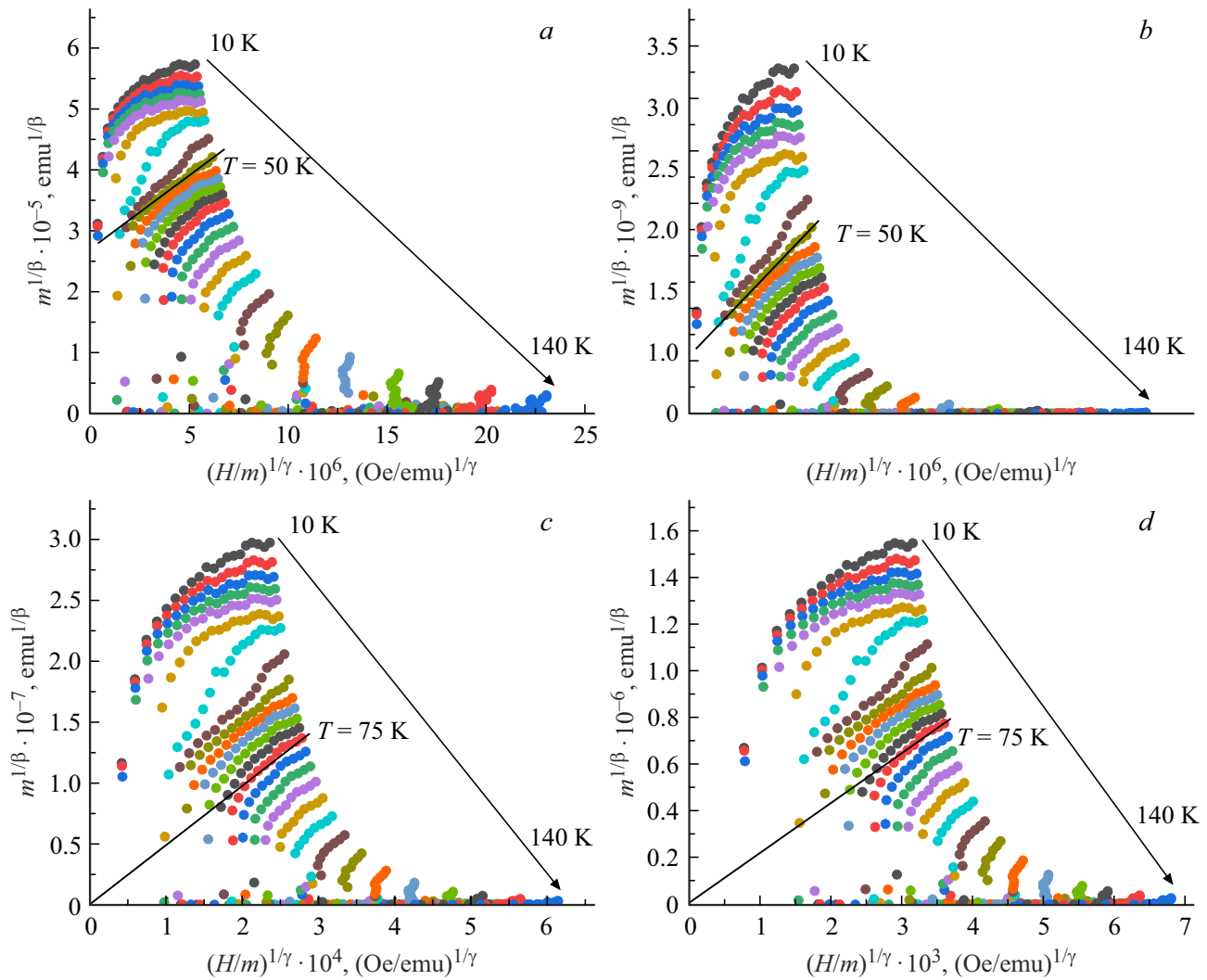


Рис. 4. Кривые Аррота в диапазоне температур 10–140 К с шагом 5 К для пленки Но. Критические коэффициенты соответствуют моделям среднего поля ($\beta = 0.5$, $\gamma = 1$) (a), трикритической модели среднего поля ($\beta = 0.25$, $\gamma = 1$) (b), Изинга ($\beta = 0.325$, $\gamma = 1.24$) (c), Гейзенберга ($\beta = 0.365$, $\gamma = 1.368$) (d) и экспериментальным коэффициентам: ($\beta = 0.58$, $\gamma = 1.43$) для температуры 30 К при переходе из FM в Helix (e), ($\beta = 0.35$, $\gamma = 1.34$) для перехода Helix–Fan при температуре 75 К (f), ($\beta = 0.43$, $\gamma = 1.3$) для перехода Helix–Spin-slip при температуре 120 К (g). На вставке (g) показано спрямление при температуре 120 К. Черными сплошными линиями показано спрямление кривых при температуре фазового перехода.

30 К при переходе из FM в Helix (рис. 4, e) ($\beta = 0.35$, $\gamma = 1.34$) для перехода Helix–Fan при температуре 75 К (рис. 4, f), ($\beta = 0.43$, $\gamma = 1.3$) для перехода Helix–Spin-slip при температуре 120 К (рис. 4, g). На вставке к рис. 4, g показано спрямление при температуре 120 К. Черными сплошными линиями показано спрямление кривых при температуре фазового перехода.

В случае коллинеарного ферромагнетика при значениях параметров $\beta = 0.5$ и $\gamma = 1$ на рис. 4, a происходило бы спрямление линий в координатах $m^2(H/m)$ в модели среднего поля [10–12]. Невозможность применения модели среднего поля для описания поведения спинов в диапазоне температур 10–140 К, вероятно, связана с тем, что теория среднего поля не способна описать геликоидальное (Helix) или всерное (Fan) спиновое упо-

рядование в системе. В табл. 2 собраны коэффициенты, получившиеся подгонкой зависимостей при контрольных температурах так, чтобы они становились прямыми линиями.

Исходя из полученных зависимостей на рис. 4, можно сделать вывод о том, что модели теории среднего поля и трикритической модели при анализе кривых Аррота являются неподходящими, поскольку критические коэффициенты для данных моделей не приводят к спрямлению кривых ни при какой температуре фазового перехода. Использование моделей Изинга и Гейзенберга позволяют зарегистрировать переход из Helix в Fan спиновых состояний. Поскольку метод Аррота основан на теории среднего поля Вейсса, в его основе лежит функция Ланжевена, которая связывает величину намаг-

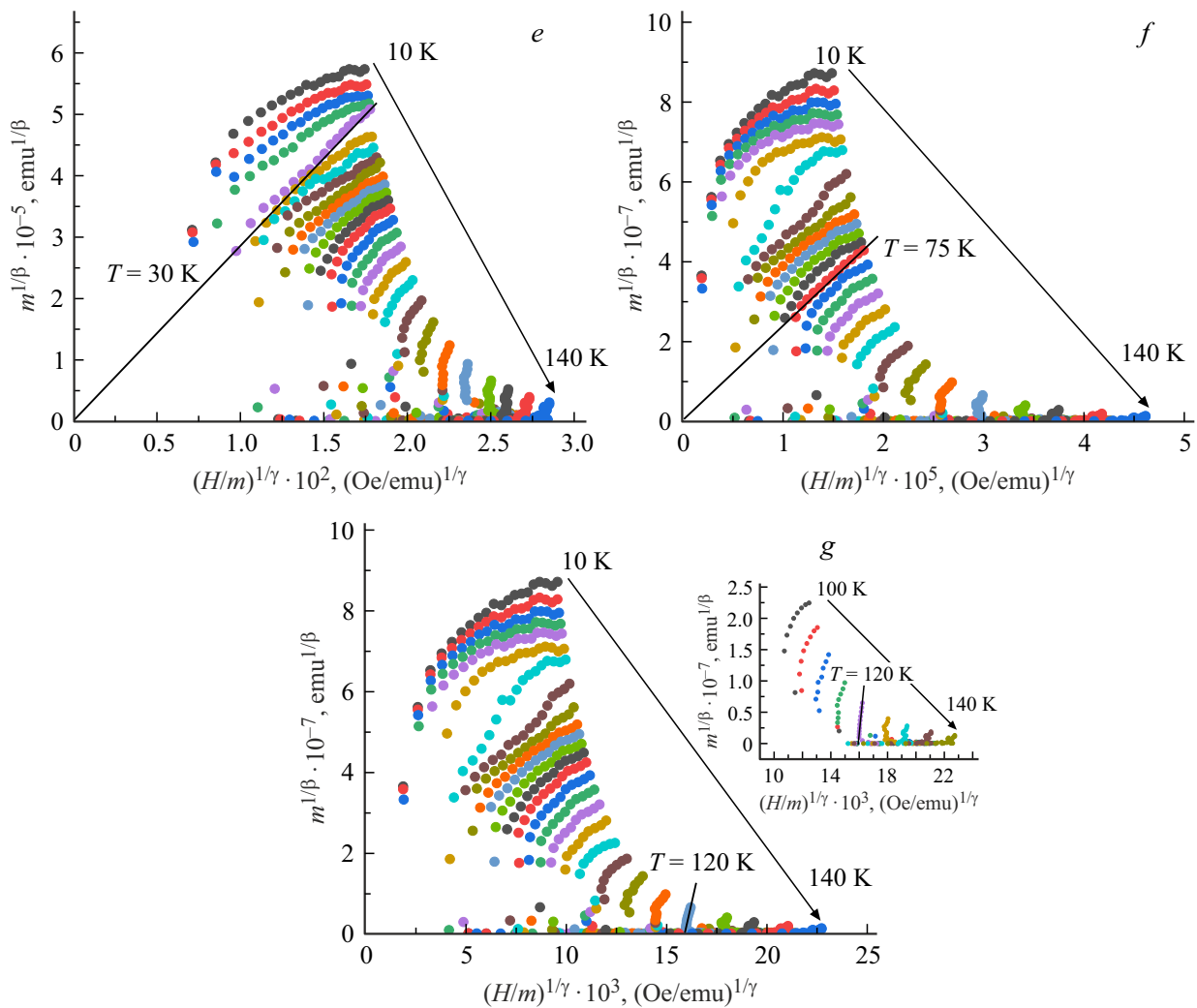


Рис. 4 (продолжение).

ниченности с полем и температурой

$$M = M_0 \tanh\left(\frac{\mu(H + NM)}{kT}\right). \quad (2)$$

Выражение (2) может быть представлено в виде разложения в ряд по степеням M/M_0 :

$$\frac{\mu H}{kT} + N \frac{\mu M}{kT} = \frac{M}{M_0} + \frac{1}{3} \left(\frac{M}{M_0}\right)^3 + \frac{1}{5} \left(\frac{M}{M_0}\right)^5 + \dots \quad (3)$$

Уравнение (1) получается из (3) при отбрасывании членов M/M_0 порядка выше третьего. Если установленные в результате анализа Арротта коэффициенты из табл. 2 сравнить с теоретическими коэффициентами из табл. 1, окажется, что переход между ферромагнитным и геликоидальным состояниями при 30 К с коэффициентами $\beta = 0.58$ и $\gamma = 1.43$ отвечает теории „среднего поля“, хотя γ несколько завышен. При 75 К при переходе между геликоидом и веером коэффициенты $\beta = 0.35$ и $\gamma = 1.34$ точно соответствуют 3D–XY-модели. Наконец,

Таблица 2. Критические коэффициенты и температуры переходов, полученные экспериментально методом Арротта, а также возможные соответствующие модели

Используемая модель	Критические коэффициенты β, γ	Выбранная модель	Температура фазового перехода, К
Экспериментальные коэффициенты	$\beta = 0.58$ $\gamma = 1.43$	Среднее поле	30
Экспериментальные коэффициенты	$\beta = 0.35$ $\gamma = 1.34$	3D-XY	75
Экспериментальные коэффициенты	$\beta = 0.43$ $\gamma = 1.30$	Гейзенберг	120

при 120 К, когда происходит переход из геликоидального состояния в структуру spin-slip, величины коэффициентов составляют $\beta = 0.43$ и $\gamma = 1.3$, что близко к модели Гейзенберга для трехмерного упорядочения спинов. При

этом в последнем случае спрямление кривой в координатах $m^{1/\beta}$ ($(H/m)^{1/\gamma}$) хотя и достигается, соответствующая прямая не проходит через начало координат, что может объясняться невозможностью отбрасывания членов ряда в формуле (3) с порядком выше третьего. В этом же может заключаться причина завышенного значения коэффициента γ при переходах при 30 и 120 К. Все переходы, проанализированные в настоящей работе, являются переходами второго рода. Модели с доминирующим обменом в плоскости XU возникают вследствие доминирования обменных взаимодействий в плоскости, перпендикулярной оси c гексагональной структуры [13]. Отметим, что в общем случае критические индексы взаимосвязаны друг с другом, и, в зависимости от размерности, соотношения, связывающие их, могут быть различными [12]. В рамках настоящей работы нам не удается одновременно определить размерность и все критические индексы, установив эти соотношения. Однако, обнаруженное сходство пар индексов β и γ с индексами в известных системах [7–9] позволяет предполагать аналогичные классы универсальности для спиновых конфигураций в исследованных пленках гольмия.

4. Заключение

В пленках гольмия, приближенных по свойствам к объемному материалу, были получены диаграммы Арротта и определены соответствующие критические индексы, позволяющие судить о магнитных классах универсальности. Переходы второго рода из геликоидального состояния в ферромагнитное состояние описываются теорией „среднего поля“, в состояние веера — теорией трехмерной модели Изинга, а в состояние *spin slip* — стандартной моделью Гейзенберга для трехмерного упорядочения спинов. Таким образом, для нескольких состояний, в которые гольмий переходит из геликоидальной спиновой структуры, определены классы универсальности.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках тематической карты Федерального исследовательского центра проблем химической физики и медицинской химии РАН 124013100858-3.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] F.H.S. Sales, A.L. Dantas, A.S. Carriço. *AIP Advances* **2**, 3, 032158 (2012).
- [2] O. Koplak, R. Morgunov, R. Medapalli, E.E. Fullerton, S. Mangin. *Phys. Rev. B* **102**, 13, 134426 (2020).
- [3] J.R. Gebhardt, N. Ali. *J. Appl. Phys.* **83**, 11, 6299 (1998).
- [4] L.J. Rodrigues, V.D. Mello, D.H.A.L. Anselmo, M.S. Vasconcelos. *J. Magn. Magn. Mater.* **377**, 24 (2015).
- [5] J. Jensen. *J. Phys. Colloques* **49**, C8, C8-351 (1988).
- [6] I. Yeung, R.M. Roshko, G. Williams. *Phys. Rev. B* **34**, 5, 3456 (1986).
- [7] S.N. Kaul. *J. Magn. Magn. Mater.* **53**, 1–2, 5–53 (1985).
- [8] N. Moutis, I. Panagiotopoulos, M. Pissas, D. Niarchos. *Phys. Rev. B* **59**, 2, 1129 (1999).
- [9] Y. Wang, W. Liu, J. Zhao, J. Fan, L. Pi, L. Zhang, Y. Zhang. *New J. Phys.* **22**, 1 (2020).
- [10] М. Фишер. *Природа критического состояния*. Мир, М. (1968). 221 с. [M.E. Fisher. *The Nature of Critical Points*. University of Colorado Press (1965)].
- [11] Ш. Ма. *Современная теория критических явлений*. Мир, М. (1980). 298 с. [S. Ma. *Modern Theory of Critical Phenomena*. Routledge (1976)].
- [12] B. Rosenstein, Yu Hoi-Lai, A. Kovner. *Phys. Lett. B* **314**, 3–4, 381 (1993).
- [13] S.T. Bramwell, P.C.W. Holdsworth. *J. Appl. Phys.* **73**, 10, 6096 (1993).

Редактор Т.Н. Василевская