

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 539.216.2:537.621

ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРНЫХ ЭФФЕКТОВ НА ТЕМПЕРАТУРУ КЮРИ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ Ду И Но

© 2021 г. Д. И. Девятериков^а, В. В. Проглядо^а, В. Д. Жакетов^с,
Ю. В. Никитенко^с, О. А. Кондратьев^д, Э. М. Пашаев^д, И. А. Субботин^д,
В. И. Зверев^е, Е. А. Кравцов^{а, б, *}, В. В. Устинов^{а, б}

^аИнститут физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108 Россия

^бУральский федеральный университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002 Россия

^сОбъединенный институт ядерных исследований, ул. Жолио Кюри, 6, Дубна, 141980 Россия

^дНациональный исследовательский центр “Курчатовский институт”,
пл. Академика Курчатова, 1, Москва, 123182 Россия

^еФизический факультет, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Ленинские горы, 1, стр. 2, Москва, 119991 Россия

*e-mail kravtsov@imp.uran.ru

Поступила в редакцию 19.11.2020 г.

После доработки 23.12.2020 г.

Принята к публикации 04.01.2021 г.

Изучена роль размерных эффектов в формировании магнитной структуры тонких пленок Ду и Но в отсутствие эпитаксиальных напряжений. Установлено, что в диапазоне от температуры Нееля до температуры Кюри для объемных кристаллов Ду и от температуры Нееля до температуры фазового перехода в коническую фазу для Но, температурные зависимости периода магнитной геликоида в объеме и в тонкой пленке аналогичны. При более низких температурах в пленках Ду изменяется характер перехода в ферромагнитную фазу, а в пленках Но подавляется переход в соизмеримую коническую фазу, что объясняется исключительно влиянием размерных эффектов.

Ключевые слова: редкоземельные металлы, диспрозий, гольмий, нейтронная рефлектометрия, рентгеновская дифрактометрия, магнитное упорядочение

DOI: 10.31857/S001532302105003X

1. ВВЕДЕНИЕ

Тяжелые редкоземельные металлы, в которых наблюдаются сложные типы магнитного упорядочения, активно исследуют много десятилетий [1]. В последние годы резко возрос интерес к магнитным наноструктурам, содержащим редкоземельные металлы, мотивированный как большими значениями магнитных моментов редкоземельных атомов, так и сложностью их магнитной фазовой диаграммы в зависимости от температуры и приложенного магнитного поля.

В числе редкоземельных магнетиков со сложной магнитной структурой можно выделить металлические Ду и Но. Объемные Ду и Но кристаллизуются в ГПУ (гексагональная плотная упаковка)-фазу с параметрами кристаллической решетки $a = 0.35903$ нм, $c = 0.6475$ нм для Ду и $a = 0.35773$ нм, $c = 0.56158$ нм для Но [2]. В объеме Ду в интервале между температурой Кюри ($T_C = 85$ К) и температурой Нееля ($T_N = 178$ К) формируется длиннопериодическая геликоидальная

магнитная структура, причем магнитные моменты Ду лежат в базисной плоскости, а период геликоида несоизмерим с параметром кристаллической решетки Ду. При приложении магнитного поля геликоидальное магнитное упорядочение может трансформироваться в геликоидально-верное, верное либо ферромагнитное упорядочение [3, 4]. В объемном Но длиннопериодическое несоизмеримое геликоидальное магнитное упорядочение наблюдается в интервале между $T_N = 132$ К и $T_C = 18$ К, причем магнитные моменты также лежат в базисной плоскости. Ниже $T = 19$ К период геликоида в Но становится соизмерим с параметром кристаллической решетки и перестает зависеть от температуры, а магнитные моменты частично выходят из базисной плоскости, формируя соизмеримую конусообразную магнитную структуру [5–7].

В последнее время наблюдается растущий интерес к исследованию редкоземельных наноструктур, инициируемый обнаружением в них ряда новых эффектов, таких как гигантский магнитокалорический эффект [8]. Такие эффекты непосредственно

определяются магнитными свойствами наноструктур и изменением этих свойств с температурой либо при приложении магнитных полей. Некоторые типы магнитного упорядочения, формирующиеся в тонких пленках и многослойных наноструктурах на основе редкоземельных гелимагнетиков, таких как Dy и Ho, возникают вследствие взаимного влияния размерных эффектов и эпитаксиальных напряжений и не наблюдаются в объемных материалах.

Наиболее ярко влияние размерных эффектов проявляется в изменении температуры Нееля гелимагнетиков с изменением толщины редкоземельной пленки. Например, было установлено, что в тонких пленках Ho температура Нееля уменьшается с уменьшением толщины пленки. Изменения температуры Нееля по сравнению с ее значением для объемных кристаллов начинаются при толщине пленки Ho менее 20 монослоев, а при толщине менее 11 монослоев перехода от парамагнитной к геликоидальной фазе более не наблюдается [9]. Вместе с тем было обнаружено, что в сверхрешетках Ho/Y, содержащих слои Ho толщиной 11 монослоев, формируется когерентная геликоидальная структура, распространяющаяся по всей сверхрешетке, а температура Нееля в этой структуре близка к ее значению в объемном Ho [10]. Влияние размерных эффектов на температуру перехода от геликоидальной к ферромагнитной фазе в наноструктурах и тонких пленках на основе Dy и Ho систематически не изучали, однако было отмечено, что во многих случаях этот переход подавлен при толщинах редкоземельных пленок вплоть до 1000 монослоев.

Особенностью редкоземельных пленок и наноструктур является то, что в них практически всегда присутствуют эпитаксиальные напряжения, обусловленные рассогласованием кристаллических решеток подложки, буферных слоев и редкоземельных пленок. Установлено, что эпитаксиальные напряжения практически не влияют на температуру Нееля гелимагнетиков, однако очень сильно сказываются на температуре перехода от геликоидальной к ферромагнитной фазе. Например, было показано, что эпитаксиальные напряжения в достаточно толстых пленках Dy (более 2000 монослоев), индуцированные влиянием соседних слоев, приводят к сдвигу температуры Кюри [11]. Во многих редкоземельных сверхрешетках, например, Dy/Y [12] и Dy/Gd [13], где сказывается влияние как эпитаксиальных напряжений, так и размерных эффектов, переход из геликоидальной в ферромагнитную фазу полностью подавлен.

Причина подавления перехода из геликоидальной в ферромагнитную фазу в редкоземельных тонких пленках и сверхрешетках в настоящий момент не установлена. С одной стороны, этот эффект может быть следствием эпитаксиаль-

ных напряжений в редкоземельных слоях, с другой стороны, важную роль могут играть размерные и сверхрешеточные эффекты. До настоящего времени подавляющее число исследований эпитаксиальных тонких редкоземельных пленок и сверхрешеток было проведено на образцах, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии согласно протоколу [14]. В качестве подложек использовали монокристаллы сапфира, на них при повышенной температуре растили толстый буферный слой Nb, затем промежуточный слой Y, и далее редкоземельную наноструктуру. Типичные скорости роста не превышали 1 монослоя в минуту, что способствовало эпитаксиальному росту в термодинамически равновесной моде [15, 16]. Были установлены также и эпитаксиальные соотношения между подложкой, буферными и редкоземельными слоями $[1\ 1\ 2\ 0]Al_2O_3 \parallel [011]Nb \parallel [0001]RE$, $[1\ 1\ 0\ 2]Al_2O_3 \parallel [001]Nb \parallel [10\ 1\ 0]RE$ ($RE = Y, Dy, Gd, Ho$).

Особенностью таких систем является то, что в них формируются эпитаксиальные напряжения, вызванные рассогласованием кристаллической решетки редкоземельной пленки и соседних буферных слоев. Недавно было показано [17], что есть возможность обеспечить полную релаксацию кристаллической решетки пленок Dy и Ho при росте их в кинетической моде роста. Для этого были выращены редкоземельные пленки Dy и Ho на монокристаллических подложках $[1\ 1\ 0\ 2]Al_2O_3$ методом высоковакуумного магнетронного распыления при типичных скоростях роста около 1 монослоя в секунду, что способствует кинетической моде роста наноструктур. В этом случае реализуются не наблюдавшиеся ранее эпитаксиальные соотношения $[1\ 1\ 0\ 2]Al_2O_3 \parallel [110]Nb \parallel [0001]RE$ ($RE = Dy, Ho$), а эпитаксиальные напряжения в редкоземельных пленках не формируются. В настоящей работе была изучена магнитная структура пленок Dy и Ho толщиной 200 нм, выращенных согласно протоколу [17], в которых можно предполагать отсутствие влияния эпитаксиальных напряжений на магнитную структуру.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Рост образцов проводили на установке высоковакуумного магнетронного распыления ULVAC – MPS_4000_C6 на монокристаллических подложках $[1\ 1\ 0\ 2]Al_2O_3$. На подложку при температуре 435°C был нанесен буферный слой Nb толщиной 40 нм, далее температура подложки была снижена до 150°C и на буферном слое был выращен слой Dy либо Ho толщиной 200 нм. Для защиты от окисления, после охлаждения структуры в ростовой камере до комнатной температуры, был нанесен защитный слой V толщиной 15 нм.

Структурная характеристика образцов проведена на лабораторном дифрактометре Rigaku SmartLab в $\text{Cu } K_\alpha$ -излучении в ресурсном центре Курчатовского института, магнитные измерения выполнены на сквид-магнетометре Quantum Design.

Для определения магнитной структуры пленок использована рефлектометрия поляризованных нейтронов. Традиционно основными методами исследования редкоземельных кристаллов и наноструктур Dy и Ho являются резонансное рентгеновское магнитное рассеяние [10] и нейтронная дифрактометрия [5]. Формирование геликоидальной магнитной структуры в редкоземельных пленках приведет к тому, что на рентгенограммах и нейтронограммах вблизи фундаментальных брегговских пиков от редкоземельной структуры, например, (0002), (0004) и т.п. будут наблюдаться сателлитные рефлексы. Их положение будет определяться периодом и направлением распространения геликоиды, а интегральная интенсивность может служить параметром порядка геликоидальной фазы. При переходе от геликоидальной к ферромагнитной фазе интенсивность сателлитных рефлексов будет уменьшаться, а интенсивность фундаментальных брегговских пиков увеличиваться за счет дополнительного вклада магнитного происхождения в рассеяние.

Применение первой из вышеуказанных методов к исследуемым редкоземельным пленкам, предполагающее проведение измерений с использованием синхротронного излучения с энергиями вблизи краев поглощения Dy и Ho, позволяет детектировать магнитный сигнал только от сравнительно тонких пленок ввиду сильного поглощения мягкого рентгеновского излучения при данных энергиях и интерференции сигналов от магнитных сателлитов и зарядовых сигналов от осцилляций от полной толщины пленки. Использование классической нейтронной дифракции, с другой стороны, невозможно ввиду малого количества рассеивающего материала. Вместе с тем было показано [18, 19], что эффективным методом исследования таких систем может быть нейтронная рефлектометрия, позволяющая детектировать сигнал от магнитного сателлита (0000)⁺ при малых значениях переданного импульса. Положение этого сателлита позволяет определить период геликоиды, а интегральная интенсивность может служить параметром порядка для геликоидальной фазы. Поскольку нейтронное рассеяние не позволяет детектировать магнитный сигнал от магнитных моментов, ориентированных вдоль вектора рассеяния, то при выходе магнитных моментов из базовой плоскости должно наблюдаться уменьшение сигнала от магнитного сателлита (0000)⁺. Появление ферромагнитной компоненты также должно сопровождаться уменьшением интенсивности этого сигнала. Нейтронные измерения бы-

Интенсивность, отн. ед.

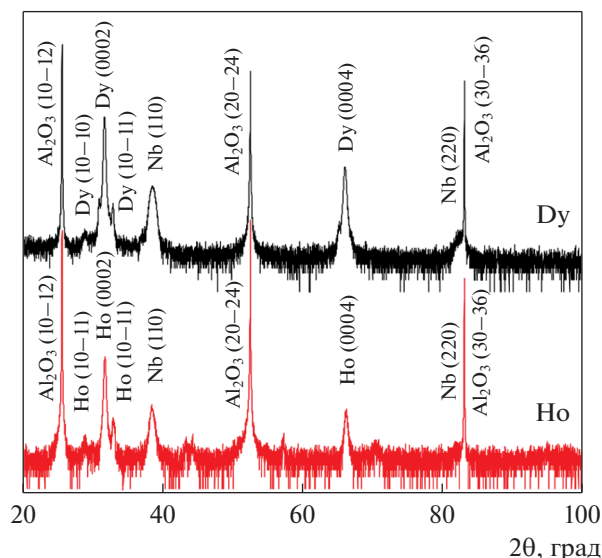


Рис. 1. Рентгеновские дифрактограммы тонких пленок Dy и Ho.

ли выполнены на времяпролетном рефлектометре РЕМУР, функционирующем на базе импульсного быстрого реактора ИБР-2М в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ. Экспериментальные данные с рефлектометра РЕМУР были преобразованы из инструментальной системы координат в систему координат обратного пространства с помощью ПО Överlätaren [20].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 приведены измеренные в зеркальной геометрии $\Theta-2\Theta$ рентгеновские дифрактограммы пленок Dy и Ho, на которых отмечены наблюдаемые рефлексы.

Помимо рефлексов от подложки, на дифрактограммах видны рефлексы от буферного слоя (110) Nb, а также рефлексы от ГПУ-структуры (0001) Dy и Ho. Наблюдается также вклад от других ориентаций редкоземельных пленок, однако он незначителен. При измерениях в незеркальной геометрии были детектированы рефлексы от $[10\bar{1}0]$ и $[10\bar{1}1]$ плоскостей редкоземельных пленок, что позволило определить параметры их кристаллических решеток. Было установлено, что в пределах экспериментальной погрешности, параметры кристаллических решеток Nb, Ho и Dy соответствуют их значениям для объемных кристаллов. Таким образом, при росте редкоземельных структур на подложках сапфира с буферным слоем Nb на больших скоростях в кинематическом режиме реализуются наблюдавшиеся ранее в [17] эпитаксиальные соотношения $[1\bar{1}02]Al_2O_3 \parallel [110]Nb \parallel [0001]RE$ и происходит

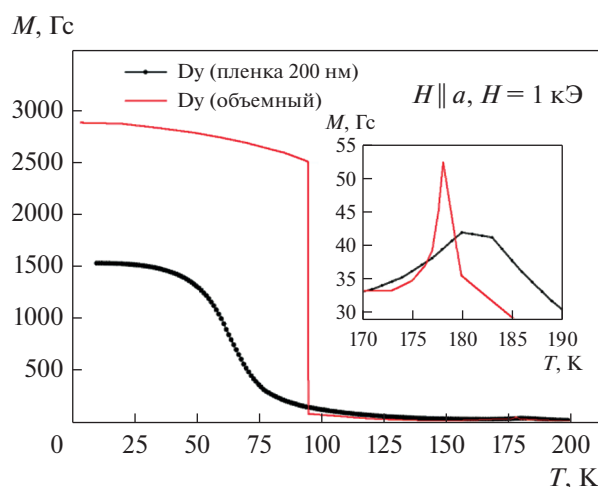


Рис. 2. Температурная зависимость намагниченности тонкой пленки (символы) и объемного кристалла (линия) Dy в магнитном поле $H = 1$ кЭ, приложенном вдоль оси легкого намагничивания.

полная релаксация кристаллических решеток Nb и редкоземельной пленки. Таким образом, полученные структуры представляют собой модельные системы, на которых можно исследовать влияние размерных эффектов на магнитную структуру тонких редкоземельных пленок в отсутствие эпитаксиальных напряжений.

На рис. 2 и 3 приведены температурные зависимости намагниченности Dy и Ho, а также взятые из литературы данные для объемных кристаллов [17, 19]. Следует отметить, что выше температуры Кюри для Dy и температуры фазового перехода в коническую фазу для Ho для объемных кристаллов поведение намагниченности в тонких пленках и в объемных кристаллах различается слабо, в частности, значения температуры Нееля достаточно близки.

С другой стороны, низкотемпературное поведение намагниченности в объемных кристаллах и в тонких пленках значительно отличается. Резкий переход в ферромагнитную фазу, характерный для объемных кристаллов Dy, в пленке сменяется монотонным ростом намагниченности с уменьшением температуры в широком температурном интервале. Температура перехода в пленке меньше по сравнению с объемным кристаллом. Значение намагниченности при низких температурах в пленке Dy вдвое меньше намагниченности насыщения. Из данных рис. 2 можно предположить, что, в отличие от объемного кристалла, в пленке Dy ниже температуры Кюри присутствуют как геликоидальная, так и ферромагнитная компонента. Это характерно в том числе и для верной магнитной структуры. Резкое немонотонное изменение намагниченности с температурой, наблюдающееся в объемном Ho ниже температуры фазового пере-

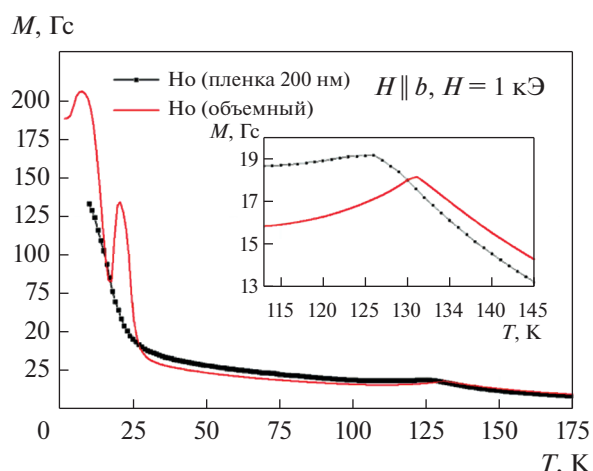


Рис. 3. Температурная зависимость намагниченности тонкой пленки (символы) и объемного кристалла (линия) Ho в магнитном поле $H = 1$ кЭ, приложенном вдоль оси легкого намагничивания.

хода в коническую фазу, сменяется монотонным ростом в пленке Ho. Намагниченность при низких температурах в пленках Ho в два раза меньше значений для объемных кристаллов и более чем в 20 раз меньше намагниченности насыщения. Можно предположить наличие незначительной ферромагнитной компоненты в пленке Ho, как это и должно быть при приложении магнитного поля.

Магнитная структура пленок и ее изменение с температурой была определена с помощью нейтронной рефлектометрии и незеркального рассеяния нейтронов. Как обсуждали выше, для этого были детектированы сигналы от магнитного сателлита $(0000)^+$. На рис. 4 приведены характерные двумерные рефлектометрические спектры, измеренные при различных температурах при приложении магнитного поля $H = 1$ кЭ вдоль осей легкого намагничивания пленок Dy и Ho.

Выше температуры Нееля в нейтронных спектрах наблюдается только зеркальная линия при $Q_x = 0$, соответствующая рефлектометрической кривой от слоистой структуры. Ниже температуры Нееля в спектрах виден сигнал ($Q_z = \text{const}$) от геликоидальной магнитной структуры, его положение по оси Q_z характеризует период геликоида, а интенсивность может служить параметром порядка геликоидальной фазы. Тот факт, что в спектрах наблюдается сигнал в виде линии, по видимому, объясняется наличием в пленках латеральных доменов с одинаковым периодом геликоида, но разными направлениями вращения магнитных моментов в базовой плоскости (по и против часовой стрелки). Ниже температуры Кюри объемного Dy сигнал от магнитных геликоидов в пленке по-прежнему присутствует и его ин-

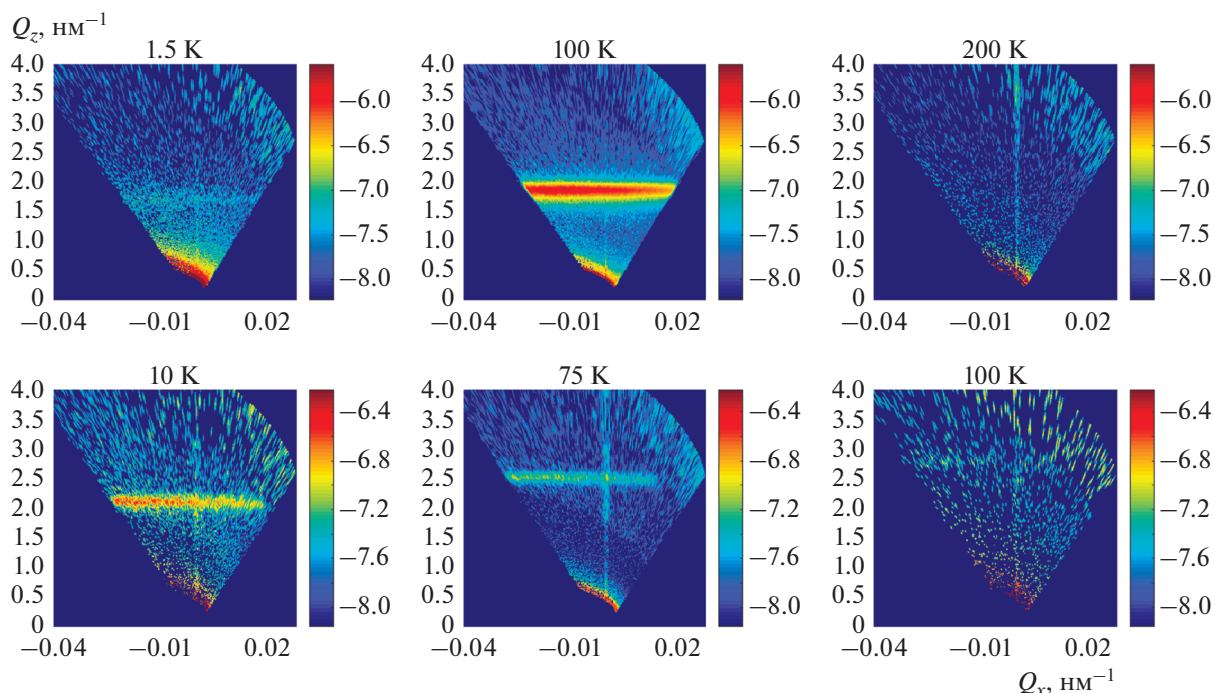


Рис. 4. Типичные двумерные спектры незеркального рассеяния нейтронов, измеренные при различных температурах в магнитном поле $H = 1$ кЭ, приложенном вдоль оси легкого намагничивания пленок Dy и Ho.

тенсивность уменьшается при понижении температуры. Сигнал от магнитного спутника $(0000)^+$ в пленке Ho возникает ниже температуры Нееля, его интенсивность возрастает с понижением температуры.

На рис. 5 и 6 представлены рефлектометрические кривые, полученные из двумерных спектров интегрированием вдоль оси Q_x . Отметим следующие характерные особенности рефлектометрических спектров.

В пленке Dy при температуре $T = 200$ К (выше температуры Нееля) магнитного сигнала не наблюдается. При охлаждении ниже температуры Нееля возникает магнитный спутник $(0000)^+$, интенсивность которого возрастает с понижением температуры, а положение сдвигается в область меньших значений Q_z , что отражает увеличение периода геликоида. Ниже температуры Кюри объемного Dy интенсивность магнитного спутника уменьшается, а период геликоида про-

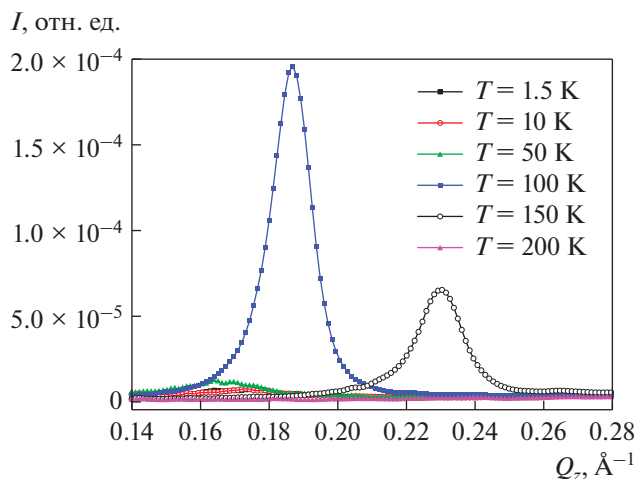


Рис. 5. Магнитные спутники $(0000)^+$ в пленке Dy при разных температурах по данным рефлектометрии.

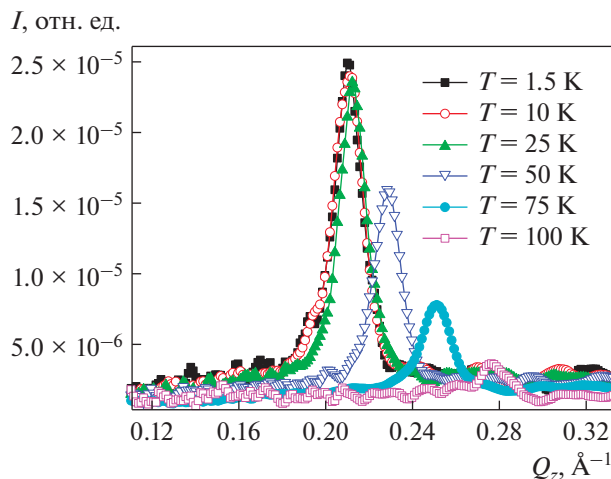


Рис. 6. Магнитные спутники $(0000)^+$ в пленке Ho при разных температурах по данным рефлектометрии.

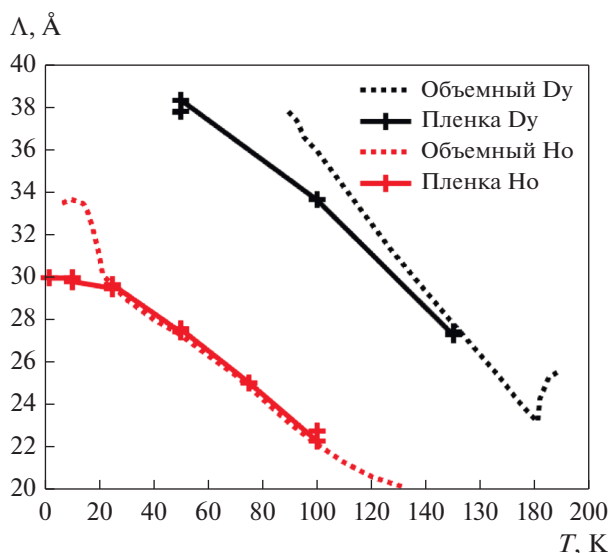


Рис. 7. Температурная зависимость периода геликоидальной магнитной структуры в тонких пленках Dy и Ho и в объемных кристаллах.

должает увеличиваться. Слабо интенсивный сателлит еще виден при температуре $T = 50$ К, но при более низких температурах детектировать его уже не удастся. Таким образом, поведение геликоидальной магнитной структуры с температурой в целом согласуется с данными магнитометрии, приведенными на рис. 2.

Из нейтронографических кривых, приведенных на рис. 6, видно, что ниже температуры Нееля в пленке Ho детектируется магнитный сателлит $(0000)^+$, по мере уменьшения температуры интенсивность которого возрастает, а положение смещается в область меньших значений Q_z , что предполагает увеличение периода геликоиды. Наибольший интерес вызывает область температур ниже температуры перехода в коническую фазу для объемного Ho ($T < 25$ К). Как видно из рис. 6, при дальнейшем понижении температуры до $T = 1.5$ К, интенсивность магнитного сателлитного рефлекса незначительно возрастает, а положение немного смещается в область меньших значений Q_z . Как обсуждалось выше, в случае, если бы в пленке Ho формировалась коническая фаза, интенсивность сателлита должна была бы уменьшиться. Поскольку этого не наблюдается, то можно сделать вывод, что переход в коническую фазу в пленке Ho подавлен.

На рис. 7 приведены температурные зависимости периода геликоидальной магнитной структуры в тонких пленках Dy и Ho, полученные на основании данных рис. 5 и 6, а также приведены для сравнения литературные данные для объемных кристаллов [3, 23].

Отметим следующие особенности полученных результатов. Температурная зависимость периода геликоидальной магнитной структуры в тонких пленках и объемных кристаллах выше температуры Кюри для Dy и выше температуры фазового перехода в коническую фазу для Ho для объемных систем и тонких пленок аналогична. Для Ho различие в поведении тонкопленочных и объемных систем находится в пределах экспериментальной погрешности, для Dy это различие несколько более существенно. Ниже соответствующих температур для объемных кристаллов, наблюдается полное расхождение в характере температурной зависимости: в Dy вплоть до $T = 50$ К геликоидальное упорядочение не исчезает окончательно, по-видимому сохраняясь в отдельных кристаллитах внутри пленки, а в пленке Ho не формируется соизмеримая с периодом кристаллической решетки фаза Ho [23, 24]. Традиционно считается, что подавление перехода или уменьшение температуры перехода в ферромагнитную или коническую фазу в слоистых наноструктурах на основе Dy и Ho обусловлено деформацией кристаллической решетки соседних слоев. В нашем случае деформации кристаллической решетки пленок по данным рентгеновской дифрактометрии в Dy и Ho не происходит. Таким образом, уменьшение температуры и изменение характера перехода в ферромагнитную фазу в пленке Dy и подавление перехода в соизмеримую коническую фазу в пленке Ho можно связать исключительно с влиянием размерных эффектов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследовано влияние размерных эффектов на температуры ферромагнитного перехода и магнитную структуру сравнительно толстых пленок Dy и Ho (толщиной 200 нм), в которых за счет использования особых условий роста удалось добиться полной релаксации кристаллической решетки редкоземельных пленок. Полученные таким образом структуры являются модельными системами, на которых можно изучать влияние размерных эффектов на формирование в редкоземельных пленках геликоидального магнитного упорядочения. Было установлено, что в температурном диапазоне от температуры Нееля до температуры Кюри для объемных кристаллов Dy и от температуры Нееля до температуры фазового перехода в коническую фазу для Ho, температурные зависимости периода магнитной геликоиды в объеме и в тонкой пленке аналогичны. При более низких температурах в пленках Dy изменяется характер перехода в ферромагнитную фазу, а в пленках Ho подавляется переход в соизмеримую коническую фазу, что объясняется исключительно влиянием размерных эффектов.

Синтез образцов и магнитометрические измерения были выполнены в центре коллективного пользования ИФМ УрО РАН. Экспериментальные данные с рефлектометра РЕМУР были преобразованы из инструментальной системы координат в систему координат обратного пространства с помощью ПО Överlätaren [20]. Исследование выполнено при поддержке РФФИ (проект № 19-32-90007).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Elliott J.* Magnetic Properties of Rare Earth Metals. N.Y.: Plenum, 1972. 420 с.
2. *Whittaker E.J.W., (R.W.G.)* Wyckoff Crystal structures. N.Y.: Interscience Publishers 1963. 588 с.
3. *Yu J., LeClair P.R., Mankey G.J., Robertson J.L., Crow M.L., Tian W.* Exploring the magnetic phase diagram of dysprosium with neutron diffraction // *Phys. Rev. B.* 2015. V. 91. P. 014404.
4. *Chernyshov A.S., Tsokol A.O., Tishin A.M., K.A. Gschneidner Jr., Pecharsky V.K.* Magnetic and magnetocaloric properties and the magnetic phase diagram of single-crystal dysprosium // *Phys. Rev. B.* 2005. V. 71. P. 184410.
5. *Koeller W.C., Cable J.W., Wilkinson M.K., Wollan E.O.* Magnetic Structures of Metallic Erbium // *Phys. Rev.* 1966. V. 151. P. 414.
6. *Gibbs D., Moncton D.E., D'Amico K.L., Bohr J., Grier B.H.* Magnetic X-Ray Scattering Studies of Holmium Using Synchrotron Radiation // *Phys. Rev. Lett.* 1985. V. 55. P. 234.
7. *Cowley R.A., Bates S.* The magnetic structure of holmium: I // *J. Phys. C: Solid State Phys.* 1988. V. 21. P. 4113.
8. *Koplak O., Morgunov R., Medapalli R., Fullerton E.E., Mangin S.* Strong magnetocaloric effect induced by spin reorientation transitions in epitaxial Ho thin films // *Phys. Rev. B.* 2020. V. 102. P. 134426.
9. *Weschke E., Ott H., Schierle E., Schüßler-Langeheine C., Vyalikh D. V., Kaindl G., Leiner V., Ay M., Schmitte T., Zabel H., Jensen P.J.* Finite-Size Effect on Magnetic Ordering Temperatures in Long-Period Antiferromagnets: Holmium Thin Films // *Phys. Rev. Lett.* 2004. V. 93. P. 157204.
10. *Tarnavich V.V., Lott D., Mattauch S., Oleshkevych A., Kapaklis V., Grigoriev S.V.* Field-induced chirality in the helix structure of Ho/Y multilayers // *Phys. Rev. B.* 2014. V. 89. P. 054406.
11. *Tsui F., Flynn C.P.* Magnetic Phase Diagram of Epitaxial Dysprosium // *Phys. Rev. Lett.* 1993. V. 71. P. 1462.
12. *Erwin R.W., Rhyne J.J., Salamon M.B., Borchers J., Du R., Cunningham J.E., Flynn C.P.* Magnetic structure of Dy-Y superlattices // *Phys. Rev. B.* 1987. V. 35. P. 6808.
13. *Antropov N.O., Kravtsov E.A., Khaidukov Yu.N., Ryabukhina M.V., Proglyado V.V., Weschke O., Ustinov V.V.* Coherent fan magnetic structure in Dy/Gd superlattices // *JETP Letters.* 2018. V. 108. P. 341.
14. *Kwo J., Gyorgy E.M., McWhan D.B., Hong M., DiSalvo F.J., Vettier C., Bower J.E.* Magnetic and Structural Properties of Single-Crystal Rare-Earth Gd-Y Superlattices // *Phys. Rev. Lett.* 1985. V. 55. P. 1402.
15. *Venables J.A., Spiller G.D.T., Hanbucken M.* Nucleation and growth of thin films // *Reports Progr. Phys.* 1984. V. 47. P. 399.
16. *Venables J.A.* Introduction to Surface and Thin Film Processes. / N.Y.: Cambridge University Press, 2000.
17. *Деятериков Д.И., Васильковский В.О., Жакетов В.Д., Кравицов Е.А., Макарова М.В., Проглядо В.В., Степанова Е.А., Устинов В.В.* Магнитные свойства тонких пленок Dy, выращенных на подложках Al₂O₃ с различной кристаллографической ориентацией // *ФММ.* 2020. V. 121. P. 1229.
18. *Aksenov V.L., Ignatovich V.K., Nikitenko Yu.V.* Reflection of neutrons from a helical system // *JETP Lett.* 2007. V. 84. P. 473.
19. *Leiner V., Labergerie D., Siebrecht R., Sutter Ch., Zabel H.* Investigation of the magnetism in thin single Ho(00.1) films via neutron reflectivity measurements // *Physica B.* 2000. V. 283. P. 167.
20. *Adlmann F.A., Pálsson G.K., Bilheux J.C., Ankner J.F., Guffreund P., Kawecki M., Wolff M.* Överlätaren: a fast way to transfer and orthogonalize two-dimensional off-specular reflectivity data // *J. Appl. Cryst.* 2016. V. 49. P. 2091.
21. *Behrendt D.R., Legvold S., Spedding F.H.* Magnetic Properties of Dysprosium Single Crystals // *Phys. Rev.* 1958. V. 109. P. 1544.
22. *Zverev V.I., Tishin A.M., Mudryk Ya., Gschneidner Jr.K.A., Pecharsky V.K.* Magnetic and magnetothermal properties, and the magnetic phase diagram of single-crystal holmium along the easy magnetization direction // *J. Phys.: Condens. Matter.* 2015. V. 27. P. 146002.
23. *Pechan M.J., Stassis C.* Magnetic structure of holmium // *J. Appl. Phys.* 1984. V. 55. P. 1900.
24. *Witt J.D.S., Hase T.P.A., Fan R., Kinane C.J., Charlton T.R., Langridge S.S., Blamire M.G.* Strain dependent selection of spin-slip phases in sputter deposited thin-film epitaxial holmium // *J. Phys.: Condens. Matter.* 2011. V. 23. P. 416006.