

МАГНИТНАЯ АНИЗОТРОПИЯ НАПРЯЖЕННЫХ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ МАНГАНИТНЫХ ПЛЕНОК

В. В. Демидов^{a,}, И. В. Борисенко^a, А. А. Климов^a,
Г. А. Овсянников^{a,b}, А. М. Петржик^a, С. А. Никитов^a*

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

^b *Chalmers University of Technology
SE-41296, Gothenburg, Sweden*

Поступила в редакцию 4 октября 2010 г.

Проведены исследования плоскостной магнитной анизотропии эпитаксиальных пленок $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (LSMO) при комнатной температуре с использованием трех независимых методик: магнитооптического эффекта Керра, ферромагнитного резонанса на частоте 9.61 ГГц и снятия спектров поглощения электромагнитного излучения на частоте 290.6 МГц. Пленки напылялись на подложки из NdGaO_3 (NGO), в которых кристаллографическая плоскость (110)NGO была наклонена относительно плоскости подложки на углы от 0 до 25.7° . Обнаружено возрастание одноосной магнитной анизотропии, вызванной напряженностью пленок, с ростом угла наклона плоскости (110)NGO. Предложена модель, описывающая изменение энергии магнитной анизотропии с увеличением угла наклона. Экспериментально обнаружен резкий рост радиочастотного поглощения в узком диапазоне углов направления постоянного магнитного поля вблизи трудной оси намагничивания. Проведено сравнение параметров анизотропии пленок LSMO, выращенных на подложках из (110)NGO, (001) SrTiO_3 и (001)[$(\text{LaAlO}_3)_{0.3}+(\text{Sr}_2\text{AlTaO}_6)_{0.7}$].

1. ВВЕДЕНИЕ

Как было показано в ряде работ [1–10], электрические и магнитные параметры эпитаксиальных пленок состава $\text{Re}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$, где Re — редкоземельный элемент (La, Nd, ...) и A — щелочноземельный металл (Sr, Ca, ...) существенно отличаются от свойств объемных монокристаллов. Основной причиной различия является механическое напряжение в пленке, вызванное рассогласованием с подложкой. Магнитную анизотропию, обусловленную этим механизмом, будем в дальнейшем называть магнитокристаллической, в отличие от кристаллографической анизотропии, обусловленной кристаллической структурой вещества, а значит, характерной и для объемных образцов. Существенное влияние на магнитные свойства пленок оказывают также эффекты фазового расслоения, нестехиометрия состава и наличие немагнитного слоя на границе подложка–пленка (последнее существенно

лишь при толщине пленки менее 10 нм [11]). Кроме того, все эти эффекты зависят от состава магнитной пленки, метода изготовления и материала подложки. Магнитные свойства тонких магнитных пленок $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ (в большинстве работ $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, далее LSMO) обычно исследовались в ориентации (001)LSMO. Пленки выращивались на подложках (001) SrTiO_3 (STO), (001) LaAlO_3 (LAO), (001)[$(\text{LaAlO}_3)_{0.3}+(\text{Sr}_2\text{AlTaO}_6)_{0.7}$] (LSAT), (110) NdGaO_3 (NGO) и др. [1–10].

Уже в работах [3, 12–14] было обнаружено, что, наряду с кубической магнитной анизотропией, обусловленной кристаллической структурой LSMO, в этих пленках наблюдается одноосная внутрислоистая магнитная анизотропия, которая в некоторых случаях существенно больше, чем кристаллографическая анизотропия. В качестве причины возникновения одноосной анизотропии было предложено считать рассогласование кристаллических параметров материалов пленки и подложки.

В работе [14] исследовались рост и магнитные свойства эпитаксиальных LSMO-пленок для основ-

*E-mail: demidov@cplire.ru

ных ориентаций плоскостей подложки из NGO: (110), (001), (100) и (010). Для всех используемых в работе ориентаций NGO-подложек наблюдалась одноосная магнитная анизотропия в плоскости подложки, которая также объяснялась индуцированной напряженностью пленки. В работе [12] на пленках LSMO, напыленных на подложку STO, у которой кристаллографическая плоскость (001) была наклонена на 10° , одноосная плоскостная анизотропия наблюдалась при азотных температурах. Исследования LSMO-пленок, напыленных на (001)STO-подложки, у которых кристаллографическая плоскость (001) была наклонена относительно нормали к подложке на малые углы (0.13° и 0.24°), показали наличие одноосной анизотропии в плоскости подложки при комнатной температуре и доминирование двусосной анизотропии при более низких температурах (около 100 К) [15]. Детальные исследования пленок LSMO в температурном интервале 20–300 К, напыленных на подложки (001)STO, (001)MgO, (001)LAO и др., показало, что кристаллографическая анизотропия сильно уменьшается с повышением температуры, в то время как вклад одноосной анизотропии в исследованных пленках оставался практически постоянным [3].

Таким образом, несмотря на достаточно большое количество публикаций по исследованию магнитной анизотропии пленок LSMO, все же оставалось невыясненным сосуществование анизотропии кристаллографической и одноосной, вызванной напряженностью пленок. В данной работе представлены результаты количественной оценки магнитной анизотропии эпитаксиальной LSMO-пленки в условиях контролируемого кристаллического рассогласования материалов пленки и подложки. При этом остальные параметры пленки поддерживались неизменными. Для решения поставленной задачи нами были проведены исследования магнитной анизотропии эпитаксиальных пленок $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, нанесенных на подложки NGO, в которых создавался наклон кристаллографической плоскости (110) относительно плоскости подложки. Этот наклон изменял рассогласование кристаллических параметров подложки и пленки, которые мы измеряли непосредственно. Для изучения магнитной анизотропии при комнатной температуре использовались три независимых метода: исследование намагниченности с помощью магнитооптического эффекта Керра, анализ спектров ферромагнитного резонанса на частоте 9.61 ГГц и регистрация спектров поглощения электромагнитного излучения на частоте 290.6 МГц.

Таблица 1. Углы наклона β , постоянные решетки a_\perp и ширины Δ_ω кривой качания некоторых LSMO-пленок, напыленных на наклонные подложки NGO и подложки (001)STO и (001)LSAT

Ориентация подложки	β	a_\perp , нм	Δ_ω
(110)NGO	0	0.3904	0.037°
(450)NGO	6°	0.3904	0.04°
(230)NGO	10.9°	0.3916	0.08°
(130)NGO	25.7°	0.3912	0.08°
(120)NGO	18.7°	0.3913	0.05°
(001)STO	0	0.3845	0.014°
(001)LSAT	0	0.3875	0.06°

2. ОБРАЗЦЫ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДИКИ

Эпитаксиальные LSMO-пленки толщиной 40–100 нм напылялись посредством лазерной абляции с использованием KrF-лазера, излучающего на длине волны $\lambda = 248$ нм. Рост пленок проходил при температуре 600–800 °C и давлении кислорода 0.2 мбар. В основном пленки напылялись на подложки из галлата неодима (NGO), у которых кристаллографическая плоскость (110) поворачивалась вокруг направления [001] на несколько фиксированных углов β , лежащих в диапазоне 0–26°. В результате плоскость поверхности подложки совпадала с кристаллографическими плоскостями, указанными в табл. 1. В работе также использовались несколько пленок LSMO, напыленных на подложки из (001)LSAT и (001)STO, чтобы проиллюстрировать эффекты анизотропии при изменении материала подложки. Кристаллографические параметры пленок и подложек определялись с помощью рентгеновского дифрактометра фирмы Philips путем измерения рентгеновских дифрактограмм в режиме, когда падающий и отраженный рентгеновские пучки лежат в плоскости, перпендикулярной плоскости (110)NGO [10].

В табл. 1 представлены значения постоянных решетки в направлении [001] для пленок LSMO, напыленных на подложки NGO с наклоном их кристаллографической плоскости (110) относительно плоскости раздела на углы β от 0 до 25.7° вокруг на-

правления $[001]NGO$. Там же приведены ширины Δ_ω кривых качания. Для сравнения в табл. 1 даны параметры LSMO-пленок, напыленных на подложки из STO и LSAT. Выращенные LSMO-пленки были четко ориентированы как относительно нормали к плоскости (110) NGO-подложки, так и относительно выделенного направления в плоскости подложки. Параметр межплоскостного расстояния a_\perp в пленках LSMO вдоль нормали к плоскости (110) NGO-подложки определялся по дифрактограммам рентгеновского сканирования. Предполагалось, что LSMO-пленки имеют кристаллическую структуру, близкую к структуре кубического перовскита (см., например, обзор [2]). Малые ромбоэдрические или орторомбические искажения, вызванные рассогласованием материалов пленки и подложки, учитывались в магнитных параметрах пленок.

Из табл. 1 следует, что качество всех пленок достаточно высокое (во всех случаях $\Delta_\omega < 0.1^\circ$). Видно, что с увеличением угла наклона подложки увеличивается постоянная решетки a_\perp пленки в направлении $[1\bar{1}0] NGO$ (за исключением пленки с $\beta = 10.9^\circ$). Такое поведение обычно наблюдается при сжатии решетки LSMO $[1, 2, 10]$ в базовой плоскости. Наилучшее соответствие размера элементарной кристаллической ячейки в псевдокубическом представлении $a_{LSMO} = 0.3876$ нм, полученного из измерений на поликристаллах LSMO [16], наблюдается для подложек LSAT, имеющих наименьшее рассогласование кристаллических решеток подложки и пленки. В целом можно сделать вывод, что выращенные манганитные пленки находятся под действием механических напряжений, вызванных взаимодействием с подложкой. Эти напряжения обеспечивают сжимающие силы для NGO и растягивающие для STO и LSAT.

Наличие ферромагнитной фазы в LSMO-пленках при комнатной температуре позволяет проводить исследования магнитных параметров с помощью магнитооптического эффекта Керра без дополнительного охлаждения, что упрощает проведение измерения пространственной анизотропии магнитных параметров. Подробное описание методики измерений приведено в работе [10]. В результате измерялись угловые зависимости кривых намагничивания, из которых определялись направления осей легкого и трудного намагничивания, а также поле насыщения H_s при внешнем магнитном поле, направленном вдоль трудной оси. Определенное в этих условиях значение поля H_s приравнялось к величине поля анизотропии.

Спектры ферромагнитного резонанса (ФМР)

при комнатной температуре изучались на частоте 9.61 ГГц с использованием стандартного спектрометра магнитного резонанса фирмы Bruker ER 200, работающего в СВЧ-диапазоне [10]. Изучалась угловая зависимость величины резонансного поля ФМР в условиях, когда постоянное магнитное поле и магнитная составляющая радиочастотного поля были направлены перпендикулярно друг к другу и во время вращения оставались в плоскости пленки (так называемая параллельная ориентация). Само вращение происходило вокруг оси, перпендикулярной плоскости пленки. Такая методика исключает изменение сигналов за счет анизотропии формы и позволяет исследовать только плоскостную анизотропию. Резонансное поле ФМР связано с частотой облучения определенным соотношением, которое содержит в качестве параметров величины намагниченности и полей анизотропии различной симметрии. Применение резонансной методики существенно повышает точность определения параметров анизотропии.

Радиочастотное поглощение при комнатной температуре на частоте 290.6 МГц исследовалось с помощью самодельного спектрометра магнитного резонанса, работающего на основе Q-метра [17], также в условиях параллельной ориентации. Внешнее магнитное поле менялось в диапазоне 0–800 Э, а его модуляция осуществлялась дополнительным переменным магнитным полем на частоте 47 кГц и с амплитудой от 0 до 5 Э. Регистрировалась первая гармоника сигнала поглощения при синхронном детектировании на частоте модуляции внешнего магнитного поля в ходе его изменения. Как будет показано ниже, такая методика позволила измерять величины одноосной анизотропии в наших пленках LSMO.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1 приведены примеры кривых намагничивания для пленок LSMO, выращенных на подложках из NGO с разными углами поворота кристаллографической плоскости (110)NGO. Кривые снимались при комнатной температуре с использованием магнитооптического эффекта Керра. Из этих кривых определялась величина поля насыщения H_s , которое находилось как абсцисса, соответствующая максимальной кривизне кривой намагничивания. На вставке к рис. 1 показан пример угловой зависимости поля насыщения. Полученные кривые убедительно демонстрируют наличие одноосной анизотропии в пленках LSMO/NGO. На вставке отрезки

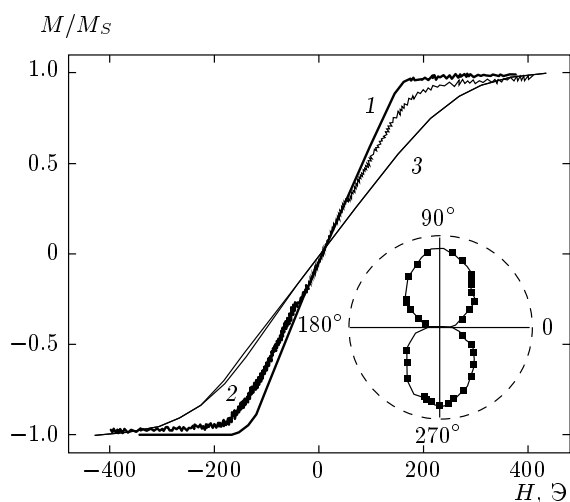


Рис. 1. Кривые намагничивания пленок LSMO/NGO с разными углами наклона β плоскости (110)NGO, полученные при направлении внешнего магнитного поля вдоль трудной оси: $\beta = 6.0^\circ$ (кривая 1), 18.7° (2), 25.7° (3). На вставке изображена в полярных координатах угловая зависимость поля насыщения, полученная для образца с $\beta = 6.0^\circ$

0–180° и 90°–270° указывают направления осей соответственно легкого и трудного намагничивания. Для всех пленок, напыленных на подложки с ориентацией (110), ось легкого намагничивания определялась направлением $[1\bar{1}0]$ подложки.

Кроме того, как будет показано ниже, величины поля насыщения H_s , полученные из кривых намагничивания при направлении внешнего поля вдоль трудной оси, позволяли определять значения поля одноосной плоскостной анизотропии. Из вида приведенных на рис. 1 кривых можно сказать, что с увеличением угла наклона плоскости (110)NGO увеличивается поле насыщения. Следует заметить, что с увеличением угла β возрастает неопределенность в определении значения H_s . Тем не менее эта методика позволяет дать количественную оценку изменения H_s в зависимости от угла β .

Теперь представим наши экспериментальные данные, полученные методами магниторезонансной спектроскопии при комнатной температуре. Прежде всего отметим тот факт, что при использовании ФМР кристаллографическая магнитная анизотропия, вызванная кубической структурой LSMO, наблюдалась нами на всех исследованных пленках LSMO, выращенных на изученных подложках. На рис. 2 приведен пример угловой зависимости резонансного поля линии ФМР ионов марганца, снятой

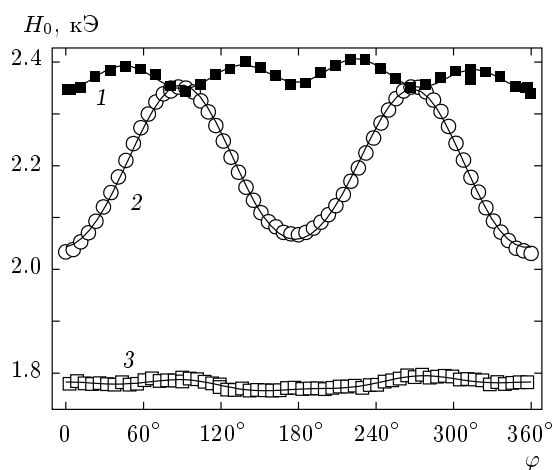


Рис. 2. Угловые зависимости резонансного поля линий ФМР пленок LSMO/LSAT (1), LSMO/NGO (2) и LSMO/STO (3), снятые при комнатной температуре на частоте 9.61 ГГц. Точки — эксперимент, сплошные линии — расчет по формуле (4)

на частоте 9.61 ГГц для пленки LSMO, напыленной на подложки NGO, LSAT и STO. Напомним, что образец вращался вокруг нормали к пленке, а постоянное магнитное поле и магнитная составляющая радиочастотного поля во время вращения оставались в плоскости пленки. При этом угол вращения φ отсчитывается от направления $[1\bar{1}0]$ NGO, которое задает ось легкого намагничивания. Из рисунка ясно видно, что в случае LSMO/NGO (точки 2) вклад одноосной анизотропии существенно больше, чем вклад от кубической анизотропии, присущей монокристаллу LSMO. При этом углы 0 и 180° соответствуют оси легкого намагничивания, а 90° и 270° — оси трудного намагничивания. В двух других случаях одноосная анизотропия не проявляется столь явно, но обработка экспериментальных данных, бесспорно, подтвердила ее наличие и в этих пленках.

Поиск спектров ФМР на частоте 290.6 МГц и в диапазоне магнитных полей 0–800 Э не дал положительных результатов. Линии ФМР были зафиксированы на некоторых образцах в очень ограниченных угловых диапазонах, и здесь мы не будем на них останавливаться. Значительно больший, на наш взгляд, интерес представляют гигантские сигналы поглощения, зафиксированные нами во всех образцах LSMO/NGO. На рис. 3 изображен пример угловой зависимости такого сигнала поглощения, снятой на частоте 290.6 МГц. Видно, что поглощение возникает только при ориентациях внешнего магнитного

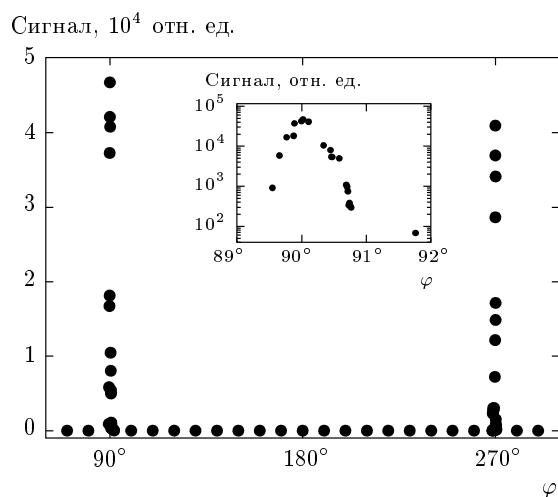


Рис. 3. Угловая зависимость амплитуды сигнала поглощения на частоте 290.6 МГц. На вставке показано изменение сигнала в области трудной оси

поля вдоль оси трудного намагничивания. При этом сигнал демонстрирует резонансное поведение при изменении как магнитного поля, так и угла поворота пленки. Особо следует отметить, что амплитуда сигнала меняется на несколько порядков в очень узком угловом диапазоне, который, в зависимости от образца, ограничен интервалом 1°–5°. На рис. 3 эта зависимость сливается в вертикальную линию, поэтому более подробно она показана на вставке к этому рисунку. Регистрация такого сигнала, во-первых, определяет с очень хорошей точностью направление трудной оси намагничивания. Во-вторых, как будет показано ниже, величина магнитного поля, при котором возникает этот сигнал, соответствует значению поля одноосной анизотропии.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для интерпретации наших экспериментальных данных мы использовали следующее выражение для плотности свободной энергии пленки LSMO:

$$F = -\mathbf{M} \cdot \mathbf{H} - \frac{K_u}{M^2} (\mathbf{M} \cdot \mathbf{n}_u)^2 + \frac{1}{2} (\mathbf{M} \cdot \hat{N}^c \mathbf{M}) + 2\pi (\mathbf{M} \cdot \mathbf{e}_z)^2. \quad (1)$$

Здесь \mathbf{M} — вектор магнитного момента, \mathbf{H} — напряженность внешнего магнитного поля, K_u — константа одноосной анизотропии, \mathbf{n}_u — единичный вектор, направленный вдоль оси легкого намагничивания, \hat{N}^c — тензор кристаллографической анизотропии и

\mathbf{e}_z — единичный вектор оси z . Координатная система выбрана таким образом, что ось x совпадает с направлением внешнего постоянного магнитного поля \mathbf{H}_0 , а ось z направлена по нормали к пленке. Первое слагаемое в выражении (1) описывает зеемановскую энергию, второе — энергию одноосной анизотропии, третье — кристаллографическую анизотропию и последнее — анизотропию, обусловленную формой образца.

Для оценки величины поля одноосной анизотропии, которое определяется по стандартной формуле $H_u = 2K_u/M$, можно использовать значение поля насыщения в экспериментах по снятию кривых намагничивания при направлении внешнего магнитного поля вдоль трудной оси намагничивания. Действительно, если ограничиться первыми двумя слагаемыми в выражении (1), то условие минимума плотности свободной энергии при внешнем магнитном поле, направленном вдоль трудной оси, приводит к следующему соотношению для равновесного угла φ_M , под которым направлен магнитный момент относительно оси x , а следовательно, и относительно внешнего магнитного поля:

$$\cos \varphi_M = H/H_u.$$

Это означает, что при $H = H_u$ равновесный магнитный момент будет направлен вдоль внешнего магнитного поля, а значит, вдоль оси трудного намагничивания, а его величина, в приближении однодоменного ферромагнетика, будет равна насыщенному значению M_s . Следовательно, можно, используя кривые, представленные на рис. 1, определить величины полей, при которых намагниченность достигает насыщения, и отождествить эти величины со значениями полей одноосной анизотропии. Найденные таким образом значения полей одноосной анизотропии показаны треугольниками на рис. 4. Там же показаны ошибки, которые полностью определяются погрешностями в определении H_s . Видно, что полученные с помощью магнитооптического эффекта Керра поля анизотропии неплохо описывают реальную ситуацию.

Гораздо более точные значения параметров магнитного состояния вещества дает исследование спектров ФМР. Для анализа угловой зависимости спектра мы использовали уравнение Ландау – Лифшица, описывающее прецессионное движение магнитного момента \mathbf{M} под действием постоянного магнитного поля \mathbf{H}_0 и магнитной составляющей радиочастотного поля \mathbf{h} ,

$$\dot{\mathbf{M}} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff}. \quad (2)$$

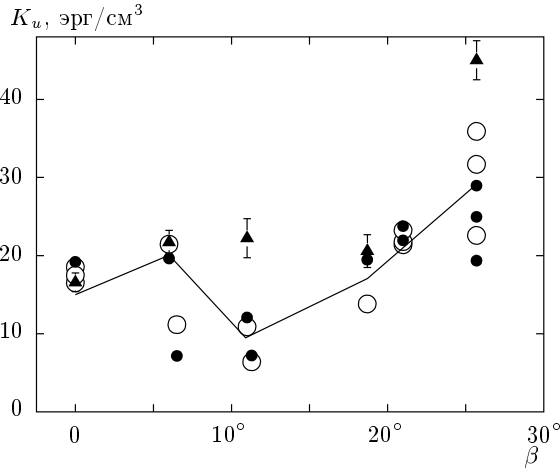


Рис. 4. Значения константы одноосной анизотропии в зависимости от угла наклона плоскости (110)NGO-подложки: ▲ — магнитооптический эффект Керра; ○ — ФМР на частоте 9.61 ГГц; ● — поглощение на частоте 290.6 МГц. Ломаная линия — расчет по формуле (10) с параметрами из табл. 1

Здесь эффективное магнитное поле \mathbf{H}_{eff} определяется соотношением $\mathbf{H}_{eff} = -\delta F / \delta \mathbf{M}$, а в выражении (1) для F магнитное поле $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h}$. Мы не пишем в правой части уравнения (2) релаксационный член, поскольку нас интересует только изменение резонансного поля, которое не зависит от процессов затухания. При выбранной пространственной ориентации пленки выражения для ненулевых компонент тензора \hat{N}^c с учетом только первого члена в разложении энергии кристаллографической анизотропии имеют вид [18]

$$N_{xx}^c = \frac{K_1}{M_0^2} (2 - \sin^2 2\varphi_c),$$

$$N_{yy}^c = \frac{3K_1}{M_0^2} \sin^2 2\varphi_c,$$
(3)

где K_1 — константа кристаллографической анизотропии, а φ_c — угол, под которым направлена ось кристаллографической анизотропии относительно оси x . Далее по стандартной методике [18, 19] решается линеаризованное уравнение Ландау — Лифшица для высокочастотной намагниченности $\mathbf{m} = \mathbf{M} - \mathbf{M}_0$ (\mathbf{M}_0 — равновесная намагниченность), которая ищется в виде $\mathbf{m}(t) = \mathbf{m} \exp(-i\omega t)$, в результате чего получаем резонансное соотношение [19]

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \left(4\pi M_0 + H_0 + H_u \cos^2 \varphi_u + H_c \frac{1 + \cos^2 2\varphi_c}{2}\right) \times (H_0 + H_u \cos 2\varphi_u + H_c \cos 4\varphi_c). \quad (4)$$

Здесь ω — циклическая частота радиочастотного поля, γ — гиромагнитное отношение, φ_u — угол, под которым направлена легкая ось одноосной анизотропии относительно оси x , и $H_c = 2K_c/M_0$ — поле кубической анизотропии, K_c — константа кубической анизотропии. В магнитной спектроскопии, как правило, используется стабилизированная частота электромагнитного облучения, а спектр поглощения записывается в процессе изменения внешнего магнитного поля. Поэтому надо, используя выражение (4), получить явную зависимость резонансного поля H_0 от углов φ_u и φ_c . Мы не будем выписывать это громоздкое выражение. Однако следует указать, что помимо одноосной и кубической анизотропии в пленках LSMO/NGO присутствует анизотропный вклад с периодом 360° (минимум зависимости для LSMO/NGO на рис. 2 при 180° заметно выше минимумов при 0 и 360°). Такой вклад можно объяснить неэквивалентностью поверхностей пленки. Поверхность на границе с подложкой испытывает большее ее влияние, чем внешняя поверхность. В итоге мы учли этот вклад феноменологическим способом, добавив слагаемое $H_s \cos \varphi_s$ к выражению для резонансного поля, полученному из решения квадратного уравнения (4).

Из эксперимента мы получаем зависимость резонансного поля H_0 от угла φ поворота плоскости пленки. Этот угол связан с углами φ_u , φ_c и φ_s следующими соотношениями:

$$\varphi_u = \varphi + \psi_1, \quad \varphi_c = \varphi + \psi_2, \quad \varphi_s = \varphi + \psi_3.$$

Нас интересуют значения полей анизотропии H_u , H_c и H_s , величина равновесной намагниченности M_0 и углы поворота легких осей относительно друг друга, т. е. разности $\Delta\varphi_c = \varphi_c - \varphi_u$ и $\Delta\varphi_s = \varphi_s - \varphi_u$. Значения параметров для нескольких образцов LSMO/NGO при семи углах наклона подложки, полученные из обработки наших угловых экспериментов по ФМР, приведены в табл. 2. Надо отметить, что высокая чувствительность метода ФМР позволила нам определить параметры M_0 , H_u , H_c и $\Delta\varphi_c$ со среднеквадратическими погрешностями, не превышающими несколько процентов.

Из табл. 2 видно, что во всех исследованных пленках присутствует поле анизотропии, вызван-

Таблица 2. Параметры магнитной анизотропии

β	M_0 , Э	H_u , Э	H_c , Э	H_s , Э	$\Delta\varphi_c$	K_u , кэрг/см ³	K_1 , кэрг/см ³
0	331	105	13.6	1.5	45.7°	17.5	2.25
6.0°	280	153	14	16	42.5°	21.4	1.96
6.5°	178	125	10.4	31.7	45.6°	11.1	0.93
11.0°	254	86	6.7	9.8	45.0°	10.9	0.85
18.7°	226	122	15	14	46.0°	13.8	1.70
21.0°	295	158	14.9	1.4	43.6°	23.2	2.20
25.7°	322	197	20	20	43.6°	31.7	3.22

ное кубической структурой LSMO, однако величина этой двуосной анизотропии по крайней мере на порядок меньше, чем одноосная анизотропия, обусловленная дополнительной напряженностью пленки. Углы разворота легких осей этих двух типов анизотропии близки к 45°, что объясняется ориентацией подложек, когда одна из граней подложки ориентирована параллельно направлению [001]NGO, задающему ось трудного намагничивания и совпадающему с кристаллографической осью [001]LSMO [13, 14].

На рис. 4 представлены полученные нами экспериментально значения констант одноосной магнитной анизотропии K_u для пленок LSMO с различными углами наклона β кристаллографической плоскости подложки (110)NGO. Константы анизотропии вычислялись по формуле $K_u = H_u M / 2$ с использованием значений H_u , независимо определенных из трех видов экспериментов: исследования магнитных параметров с помощью магнитооптического эффекта Керра, обработки угловых зависимостей спектров ФМР на частоте 9.61 ГГц и отождествления резонансных полей гигантских сигналов поглощения на частоте 290.6 МГц со значениями полей одноосной анизотропии.

Последнее утверждение можно пояснить следующим рассуждением. В работах [20, 21] показано, что в одноосных ферромагнитных пленках полевая зависимость статической магнитной восприимчивости имеет резкий пик вблизи поля анизотропии H_u , когда внешнее поле направлено вдоль оси трудного намагничивания. Этот пик получается из решения уравнения Ландау–Лифшица со свободной энергией в виде (1) без учета кубической анизотропии, как это сделано в работах [20, 21]. Однако его можно получить просто из условия минимума той же сво-

бодной энергии, которое дает полевую зависимость угла вектора намагниченности относительно внешнего магнитного поля. Производная по полю этой зависимости имеет резкий пик вблизи поля анизотропии, что, в свою очередь, обуславливает пик перпендикулярной к внешнему полю статической восприимчивости. В экспериментах по магнитному резонансу измеряется мнимая часть динамической восприимчивости, общий вид которой можно записать как $\chi''(\omega\tau) = \chi_0 f(\omega\tau)$, где $f(\omega\tau)$ — некая функция скорости τ^{-1} релаксационного процесса, определяющего затухание намагниченности. Таким образом, описанный сигнал поглощения дает возможность получать сведения о механизмах релаксации, но это выходит за рамки представляемой работы.

Из рис. 4 можно заметить, что использование магнитооптического эффекта Керра для определения констант одноосной анизотропии (см. треугольнички на рис. 4) привело, в некоторых случаях, к существенным отклонениям как от результатов, полученных другими методиками, так и от расчетных значений. Это различие, на наш взгляд, обусловлено тем, что, во-первых, для некоторых образцов может нарушаться однодоменное приближение, а во-вторых, учет только одноосной анизотропии может оказаться недостаточно хорошим [12].

Обсудим теперь физическую основу наведенной одноосной анизотропии в пленках LSMO/NGO. Мы уже упоминали работы других научных групп, которые изучали анизотропию пленок LSMO с наклонными подложками [12, 15]. Однако в этих работах исследовались пленки LSMO только с подложками из SrTiO₃ и, что особенно важно, не предлагалось достаточно обоснованного механизма возникновения одноосной анизотропии. В работах [22, 23] исследо-

валась анизотропия эпитаксиальных пленок железа, выращенных на наклонных подложках из серебра с углом наклона от 0 до 14°. В этих работах методом магнитооптического эффекта Керра было показано, что одноосная анизотропия растет с увеличением угла по квадратичному закону. Однако было отмечено, что природа такой анизотропии в значительной степени остается неясной. В то же время было высказано предположение, что вероятной причиной возникновения одноосной анизотропии могут быть дополнительные напряжения в перпендикулярном к пленке направлении, которые, в свою очередь, появляются из-за рассогласования кристаллографических параметров подложки и собственно пленки.

Рассмотрим, как анизотропия пленки связана с взаимодействиями кристаллических узлов, которые испытывают дополнительные механические напряжения за счет рассогласования с кристаллическими константами подложки. Для этого запишем выражение для плотности свободной энергии ферромагнитного образца без учета формирования доменной структуры при наклоне плоскости эпитаксиального роста пленки и без всякого предположения о характере анизотропии [24]:

$$F = -\mathbf{M} \cdot \mathbf{H} + \frac{1}{2}(\mathbf{M} \cdot \hat{N}\mathbf{M}) + F_{mc}. \quad (5)$$

Здесь первый член описывает зеемановскую энергию, второй — энергию анизотропии формы с размагничивающим тензором \hat{N} , а последний член — энергию, обусловленную как кристаллической структурой вещества, так и дополнительными напряжениями, возникающими в кристаллической решетке по тем или иным причинам. Для случая тонкой пленки выражение для анизотропии формы может быть упрощено до вида

$$\frac{1}{2}(\mathbf{M} \cdot \hat{N}\mathbf{M}) = \frac{1}{2}M^2 \cos^2 \alpha_z, \quad (6)$$

где $\cos^2 \alpha_z$ — направляющий косинус вектора намагниченности относительно оси z , направленной по нормали к плоскости пленки.

При нарушении кубической симметрии кристаллической структуры, в частности для эпитаксиальной пленки LSMO, выращенной на орторомбической подложке галата неодима, для F_{mc} можно записать

$$F_{mc} = K_{x'} \cos^2 \alpha_{x'} + K_{y'} \cos^2 \alpha_{y'} + K_{z'} \cos^2 \alpha_{z'}. \quad (7)$$

Здесь $K_{x',y',z'}$ — константы магнитокристаллической анизотропии, а $\cos \alpha_{x',y',z'}$ — направляющие косинусы вектора намагниченности относительно кристаллографических осей. Если кристаллическая

структура наклонена относительно плоскости пленки на угол β вокруг оси x , то после перехода от системы координат, связанной с кристаллической структурой (x', y', z') , к системе координат, связанной с плоскостью пленки (x, y, z) , выражение (5) примет вид

$$F = -\mathbf{M} \cdot \mathbf{H} + \frac{1}{2}M^2 \cos^2 \alpha_z + K_{x'} \cos^2 \alpha_x + K_{y'} (\cos \beta \cos \alpha_z - \sin \beta \cos \alpha_x)^2 + K_{z'} (\sin \beta \cos \alpha_y + \cos \beta \cos \alpha_z)^2. \quad (8)$$

При рассмотрении вращения вектора намагниченности в плоскости пленки нужно положить $\alpha_z = \pi/2$. С учетом того, что в этом случае $\cos^2 \alpha_x + \cos^2 \alpha_y = 1$, выражение (8) сводится к виду

$$F = -\mathbf{M} \cdot \mathbf{H} + [K_{x'} - K_{y'} + (K_{y'} - K_{z'}) \sin^2 \beta] \cos^2 \alpha_x, \quad (9)$$

что соответствует задаче одноосной магнитной анизотропии с константой анизотропии

$$K_u = K_{x'} - K_{y'} + (K_{y'} - K_{z'}) \sin^2 \beta. \quad (10)$$

Заметим, что полученное выражение хорошо описывает экспериментальные данные по угловой зависимости величины анизотропии пленок железа, выращенных на подложки из серебра с разными углами наклона поверхности подложек [22, 23].

На рис. 4 показана ломаная линия, построенная по формуле (10) с тремя подгоночными параметрами: $K_{x'}$, $K_{y'}$ и $K_{z'}$. Отметим, что при увеличении угла наклона β вклад в магнитокристаллическую анизотропию K_u в направлении [001]LSMO для пленок, выращенных эпитаксиально на подложке (110)NGO, является доминирующим по отношению к другим направлениям. Поэтому мы считали, что константы анизотропии $K_{x'}$ и $K_{y'}$ не зависят от угла β , в то время как константа $K_{z'}$ пропорциональна квадрату кристаллической деформации вдоль направления [001]LSMO. Величина деформации определялась как разность между экспериментальными величинами a_{\perp} , взятыми из табл. 1, и значением постоянной решетки LSMO в квазикубическом приближении, $a_L = 0.3876$ нм [2] по формуле $2(a_{\perp} - a_L)/(a_{\perp} + a_L)$. Видно, что ломаная линия на рис. 4 хорошо описывает экспериментальные точки, а значит, полученное нами аналитическое выражение (10) вполне удовлетворительно соответствует реальной ситуации.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучена плоскостная магнитная анизотропия эпитаксиальных пленок $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ при комнат-

ной температуре в зависимости от рассогласования кристаллографических параметров пленки и различных подложек. В работе было применено вращение кристаллографической плоскости $(110)\text{NdGaO}_3$ подложки, что позволило контролируемым образом менять механическую напряженность кристаллической структуры LSMO в перпендикулярном к плоскости направлении, оставляя все другие параметры пленок неизменными. Исследование проводилось с использованием трех независимых методик: магнитооптического эффекта Керра, ферромагнитного резонанса на частоте 9.61 ГГц и снятия спектров поглощения электромагнитного излучения на частоте 290.6 МГц. В результате была получена экспериментальная зависимость одноосной плоскостной анизотропии от рассогласования кристаллических параметров материалов пленки и подложки. Предложена физическая модель изменения магнитной анизотропии при изменении рассогласования кристаллических параметров материалов пленки и подложки. Расчеты с использованием данной модели удовлетворительно описывают полученные экспериментальные результаты. Проведено сравнение параметров анизотропии пленок LSMO, выращенных на подложках $(110)\text{NdGaO}_3$, $(001)\text{SrTiO}_3$ и $(001)[(\text{LaAlO}_3)_{0.3}+(\text{Sr}_2\text{AlTaO}_6)_{0.7}]$. Экспериментально обнаружен резкий рост радиочастотного поглощения в узком диапазоне углов направления постоянного магнитного поля вблизи трудной оси намагничивания. Этот резонансный эффект позволяет непосредственно измерять величину поля анизотропии.

Авторы благодарны В. А. Ацаркину, Ю. А. Бойкову, Д. Винклеру (D. Winkler), А. Л. Власюку, Т. Клаесону (T. Claeson), К. И. Константиану, И. М. Котелянскому, Я. М. Муковскому и А. В. Шадрину за полезные обсуждения полученных результатов и помощь при проведении исследований. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке программ ОФН РАН и Президиума РАН, Министерства образования и науки РФ (грант № 02.740.11.0795), гранта Президента РФ в рамках Программы поддержки ведущих научных школ (НШ-5408.2008.2), а также РФФИ (гранты №№ 08-02-00487, 08-02-00040) и Международного научно-технического центра (грант № 3743).

ЛИТЕРАТУРА

1. W. Prellier, Ph. Lecoeur, and B. Mercey, *J. Phys: Condens. Matter* **13**, R915 (2001).
2. A.-M. Haghiri-Cosnet and J. P. Renard, *J. Phys. D* **36**, R127 (2003).
3. K. Steenbeck and R. Hiergeist, *Appl. Phys. Lett.* **75**, 1778 (1999).
4. M. Ziese, H. S. Semmelhack, and P. Busch, *J. Magn. Magn. Mater.* **246**, 327 (2002).
5. P. Dey, T. K. Nath, and A. Tarapher, *Appl. Phys. Lett.* **91**, 012511 (2007).
6. F. Tsui, M. C. Smoak, T. K. Nath et al., *Appl. Phys. Lett.* **76**, 2421 (2000).
7. Y. P. Lee, S. Y. Park, Y. H. Hyun et al., *Phys. Rev. B* **73**, 224413 (2006).
8. Yan Wu, Y. Suzuki, U. Rudiger et al., *Appl. Phys. Lett.* **75**, 2295 (1999).
9. Y. Suzuki, H. Y. Hwang, S.-W. Cheong et al., *J. Appl. Phys.* **83**, 7064 (1998).
10. Г. А. Овсянников, А. М. Петржик, И. В. Борисенко и др., *ЖЭТФ* **135**, 56 (2009).
11. M. Bibes, S. Valencia, L. Balcells et al., *Phys. Rev. B* **66**, 134416 (2002).
12. Z.-H. Wang, G. Cristiani, and H.-U. Habermeire, *Appl. Phys. Lett.* **82**, 3731 (2003).
13. M. Mathews, R. Jansen, G. Rijnders et al., *Phys. Rev. B* **80**, 064408 (2009).
14. H. Boschker, M. Mathews, E. P. Houwman et al., *Phys. Rev. B* **79**, 214425 (2009).
15. M. Mathews, F. M. Postma, J. C. Lodder et al., *Appl. Phys. Lett.* **87**, 242507 (2005).
16. M. C. Martin, G. Shirane, Y. Endo et al., *Phys. Rev. B* **53**, 14285 (1996).
17. А. Е. Мефёд, В. В. Демидов, *ПТЭ* № 3, 1 (2008).
18. А. Г. Гуревич, *Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках*, Наука, Москва (1973).
19. Т. М. Василевская, Д. И. Семенцов, *ФММ* **108**, 339 (2008).
20. Б. А. Беляев, А. В. Изотов, С. Я. Кипарисов, *Письма в ЖЭТФ* **74**, 248 (2001).
21. Т. М. Василевская, Д. И. Семенцов, *ЖЭТФ* **137**, 861 (2010).
22. R. K. Kawakami, E. J. Escorcia-Aparicio, and Z. Q. Qui, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2570 (1996).
23. Y. Z. Wu, C. Won, and Z. Q. Qui, *Phys. Rev. B* **65**, 184419 (2002).
24. С. В. Вонсовский, *Магнетизм*, Наука, Москва (1971).