

05,12

Анизотропия магнетосопротивления пленок рутената стронция, когерентно выращенных на TiO_2 -терминированной подложке $(001)\text{SrTiO}_3$

© Ю.А. Бойков¹, М.П. Волков^{1,2}, В.А. Данилов¹

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

² Международная лаборатория сильных магнитных полей и низких температур, Вроцлав, Польша

E-mail: yu.boikov@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 28 мая 2012 г.)

Пленки SrRuO_3 толщиной 80 нм выращены когерентно на TiO_2 -терминированной подложке $(001)\text{SrTiO}_3$. Двухосные механические напряжения индуцируют существенную разницу в параметрах элементарной ячейки слоя SrRuO_3 в плоскости подложки ($\sim 3.904 \text{ \AA}$) и вдоль нормали к ее поверхности ($\sim 3.952 \text{ \AA}$). Электросопротивление пленки SrRuO_3 практически линейно уменьшается с увеличением напряженности магнитного поля H , когда последнее параллельно направлению измерительного тока I_b и проекции оси легкого намагничивания в плоскости подложки. При $T = 4.2 \text{ K}$, $\mu_0 H = 14 \text{ T}$ и направлении магнитного поля вдоль оси трудного намагничивания отрицательное анизотропное магнетосопротивление сформированных слоев достигает шестнадцати процентов и оказывает существенное влияние на отклик электросопротивления пленки SrRuO_3 на магнитное поле.

Финансовая поддержка проведенных исследований была частично получена из проекта РФФИ 11-02-00609а и Госконтракта № 02.740.11.0544.

1. Введение

В обширной группе проводящих перовскито-подобных оксидов рутенат стронция SrRuO_3 (SRO) выделяется высокой концентрацией носителей заряда ($n = 2 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ [1], $T = 300 \text{ K}$). Именно подвижные электроны способствуют ферромагнитному упорядочению спинов в $4d$ -электронных оболочках рутения при охлаждении SRO до температуры Кюри T_{Curie} ($T_{\text{Curie}} \approx 160 \text{ K}$ [2] для объемных кристаллов SRO). Орторомбическая элементарная ячейка стехиометрического монокристалла SRO имеет параметры $a = 5.55 \text{ \AA}$, $b = 5.56 \text{ \AA}$, $c = 7.84 \text{ \AA}$ [3].

Искажение элементарной ячейки рутената стронция, индуцированное механическими напряжениями, сопровождается изменением наклона и/или разворотом октаэдров RuO_6 , что резко сказывается на его электро- и магнетотранспортных параметрах [4] и является одной из причин понижения (на 10–15 K [3]) температуры ферромагнитного упорядочения спинов в гетероэпитаксиальных пленках SRO, по сравнению с T_{Curie} для соответствующих монокристаллов. При описании структуры пленок рутената стронция используется, как правило, псевдокубическая элементарная ячейка $a_{\text{SRO}} = 3.928 \text{ \AA}$ [5].

Изоморфность структуры и малое рассогласование m в параметрах кристаллических решеток рутената стронция, купратных сверхпроводников и перовскито-подобных сегнетоэлектриков позволяют использовать слой SRO в качестве проводящих электродов в эпитаксиальных плоско параллельных емкостных гетероструктурах $\text{SRO}/\text{Ba}_{1-x}\text{Sr}_x\text{TiO}_3/\text{SRO}$ [6] и в роли нано-

размерной барьерной прослойки в туннельных контактах сверхпроводник/ферромагнетик/сверхпроводник [7], [$m = (a_f - a_s)/a_s$, где a_f и a_s - параметры кристаллических решеток пленки и подложки соответственно].

В данной работе исследована структура, электро- и магнетосопротивление пленок SRO, сформированных на подложках из титаната стронция, с поверхности которых с помощью раствора плавиковой кислоты удален моноатомный слой SrO.

2. Эксперимент

Пленки SRO толщиной $d = 80 \text{ nm}$ выращивались методом лазерного испарения (KrF , $\lambda = 248 \text{ nm}$, $\tau = 30 \text{ ns}$) на подложках $(001)\text{SrTiO}_3$ (STO). Виденальный угол использованных подложек вдоль направления $[010]\text{STO}$ составляет около 0.1 градуса. После травления в растворе BHF [8] подложки были отожжены в вакууме при температуре 850°C. Травление и последующая термообработка способствуют формированию на поверхности подложки STO системы примерно эквидистантно расположенных ступеней с высотой, равной параметру элементарной ячейки титаната стронция [9,10]. Атомно-гладкие террасы между ступенями имеют латеральный размер $\sim 300 \text{ nm}$ и являются TiO_2 -терминированными, т.е. на их свободной поверхности располагается плоская решетка из атомов титана и кислорода. Температура подложки при выращивании пленки SRO равняется 790°C, а давление кислорода в ростовой камере поддерживается на уровне 0.2 mbar. Плотность лазерного излучения

на поверхности керамической мишени SRO составляет 1.7 J/cm^2 .

Структура пленок исследовалась с использованием рентгеновской дифракции Philips X'pert MRD ($\text{CuK}\alpha_1$, $\omega/2\theta$ - и ϕ -сканы, визуализированные в симметричной брэгговской конфигурации, кривые качания, двумерные изображения рефлексов).

Сопротивление R выращенных пленок измерялось в конфигурации van der Pauw в магнитном поле H ($\mu_0 H$ до 14Т) и без него. H было направлено параллельно плоскости подложки, вдоль или нормально к направлению измерительного тока I_b , протекающего параллельно $[100]\text{STO}$ или $[010]\text{STO}$. Электросопротивление ρ рассчитывалось с использованием формулы $\rho = R\pi d / \ln 2$ [11].

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Положительное рассогласование m в параметрах кристаллических решеток SRO и STO (кубическая элементарная ячейка, $a_{\text{STO}} = 3.905 \text{ \AA}$ [12]) составляет порядка 0.6%. Температурные коэффициенты линейного расширения STO и SRO имеют близкие значения [13,14]. Ось c (орторомбическая ячейка) в пленке SRO, когерентно выращенной на TiO_2 -терминированной, вициально полированной подложке из титаната стронция, параллельна ее поверхности [15], а оси a и b направлены под углом в 45° . Наличие латерально преимущественно ориентированной системы ступеней на поверхности подложки способствует ориентации оси c перпендикулярно направлению вициальности подложки [15]. При температурах, близких к температуре Кюри, ось легкого намагничивания в таких пленках SRO параллельна оси b , а ось трудного намагничивания параллельна оси c [3].

3.1. Структура выращенных пленок рутената стронция. Рентгеновская дифрактограмма ($\omega/2\theta$), измеренная в условиях, когда плоскость, содержащая падающий и отраженный рентгеновские пучки, нормальна к $(001)\text{STO}$, показана на рис. 1, *a*. На рентгеновском скане присутствуют только пики $(00n)$ от подложки и пленки SRO (здесь и далее использованы индексы для псевдокубической ячейки рутената стронция). Это указывает на отсутствие в объеме выращенных слоев макровключений кристаллических вторичных фаз. На рис. 1, *b* приведена рентгеновская дифрактограмма, визуализированная в условиях, когда плоскость, содержащая падающий и отраженный рентгеновские пучки, нормальна плоскости $(101)\text{STO}$. Для оценки параметров элементарной ячейки выращенных пленок использовались значения 2θ для пиков (004) и (303) на полученных рентгеновских сканах, см. рис. 1, *a* и 1, *b*. Параметр элементарной ячейки ($a_{\text{SRO}}^\perp = 3.952 \pm 0.005 \text{ \AA}$) пленки SRO вдоль нормали к $(001)\text{STO}$ существенно больше соответствующего параметра в плоскости подложки ($a_{\text{SRO}}^\parallel = 3.904 \pm 0.005 \text{ \AA}$). Это свидетельствует о том, что выращенные слои двухосно упруго сжаты в

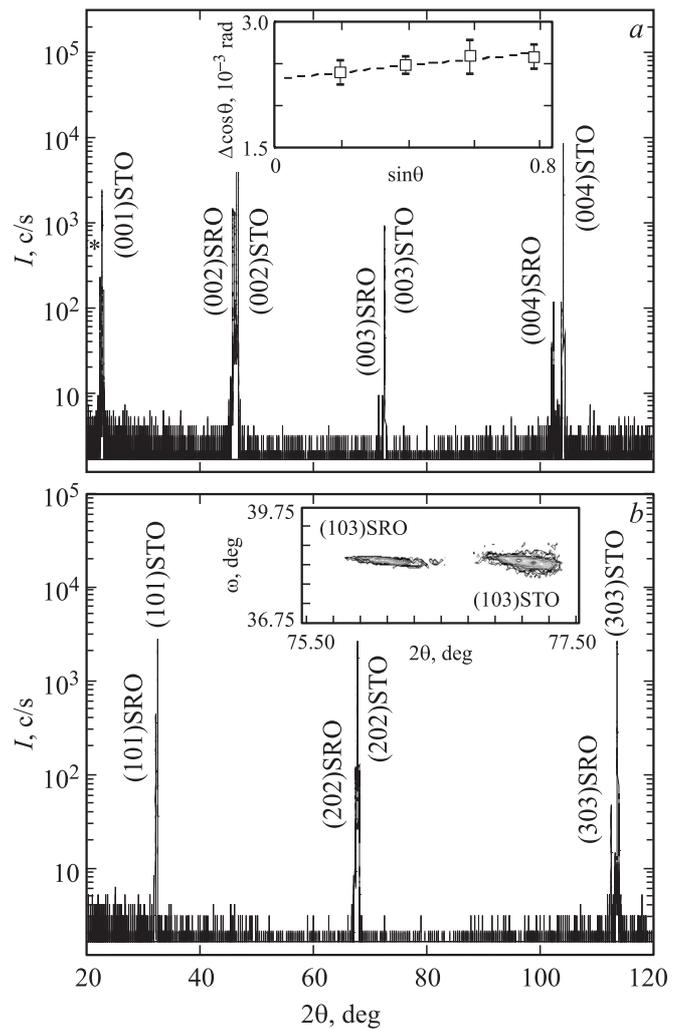


Рис. 1. *a*) Рентгеновская дифрактограмма ($\text{CuK}\alpha_1$, $\omega/2\theta$) для гетероструктуры SRO/ $(001)\text{STO}$, визуализированная в условиях, когда плоскость, включающая падающий и отраженный рентгеновские пучки, была перпендикулярной $(001)\text{STO}$. На вставке показана зависимость произведения $\Delta \cdot \cos\theta$ от $\sin\theta$ для пленки SRO. *b*) Рентгеновская дифрактограмма, полученная для той же пленки в условиях, когда плоскость, включающая падающий и отраженный рентгеновские пучки, была перпендикулярной $(101)\text{STO}$. На вставке показано двумерное изображение рентгеновских рефлексов $(103)\text{SRO}$ и $(103)\text{STO}$ от гетероструктуры SRO/ $(001)\text{STO}$.

плоскости подложки. Параметр a_{SRO}^\parallel практически совпадает с параметром элементарной ячейки титаната стронция, т.е. пленка SRO выращена на поверхности подложки когерентно. На это также указывают и полученные двумерные изображения рефлексов $(103)\text{SRO}$ и $(103)\text{STO}$ (см. вставку на рис. 1, *b*). Нам не удалось выявить какую-либо тонкую структуру рефлекса $(103)\text{SRO}$ (см. ту же вставку, которая указывала бы на присутствие двойников в сформированных пленках рутената стронция).

Эффективный объем $V_{\text{eff}} = (a_{\text{SRO}}^\parallel)^2 \times a_{\text{SRO}}^\perp \approx 60.23 \text{ \AA}^3$ псевдокубической элементарной ячейки сформированных пленок SRO несколько меньше объема

($\sim 60.61 \text{ \AA}^3$ [5]) соответствующей ячейки стехиометрических кристаллов рутената стронция. Вероятной причиной уменьшения V_{eff} сформированных пленок является нарушение их стехиометрии (формирование вакансий кислорода и рутения [16]) из-за действовавших в процессе зародышеобразования и роста двухосных сжимающих механических напряжений. Механизмы, ответственные за нарушение стехиометрии многокомпонентных гетероэпитаксиальных пленок перовскито-подобных оксидов, детализированы в [17].

Для оценки эффективной деформации $\delta a/a$ элементарной ячейки в пленках SRO использовалась зависимость ширины Δ рентгеновских пиков ($00n$), измеренной на половине высоты, от θ (см. вставку на рис. 1, *a*). Согласно [18], Δ и θ связаны соотношением

$$\Delta = 0.9 \cdot \lambda_0 / (t \cdot \cos \theta) + 2 \cdot \text{tg} \theta \cdot \delta a/a, \quad (1)$$

где λ_0 — длина волны рентгеновского излучения, t — размер кристаллических блоков или толщина слоя. Используя соотношение (1) и значение $\Delta \cdot \cos \theta \approx 2.3 \cdot 10^{-3}$ (определено по отрезку, отсекаемому на оси ординат штриховой прямой на вставке на рис. 1, *a*), мы оценили величину $t \approx 60 \text{ nm}$. Из наклона той же прямой мы определили величину эффективной деформации элементарной ячейки в выращенных пленках SRO $\delta a/a \approx 4 \cdot 10^{-4}$. Полученное значение t значительно отличается от толщины пленок, что указывает на малую плотность межблочных границ в выращенных слоях, т.е. латеральный размер блоков существенно больше d . Малая величина $\delta a/a$ свидетельствует об однородности действующих в пленках механических напряжений. Полуширина кривой качания ($\omega - 2\theta$) для рентгеновского пика (002) от пленки SRO составляет 0.06 град., что указывает на высокое совершенство ее структуры.

Учитывая приведенные выше результаты рентгеновского исследования и имеющиеся в литературе данные [3,15] по структуре, магнитным и магнетотранспортным параметрам тонких слоев SRO, выращенных когерентно на вицинально полированных подложках из титаната стронция, можно ожидать, что проекция оси легкого намагничивания в плоскости подложки в пленках, выращенных в данной работе, параллельна $[010]\text{STO}$, а ось трудного намагничивания параллельна $[100]\text{STO}$.

3.2. Электро- и магнетотранспортные параметры выращенных слоев SRO. Температурные зависимости электросопротивления пленки SRO, измеренные в магнитном поле различной напряженности, показаны на рис. 2. При $\mu_0 H = 0$ ρ практически линейно уменьшается с температурой при понижении последней от 300 до 200 К. Отношение $\rho(\mu_0 H = 0, T = 300 \text{ K}) / \rho(\mu_0 H = 0, T = 4.2 \text{ K})$ равняется примерно 2.6, что хорошо согласуется с соответствующими данными для тонких слоев SRO, когерентно выращенных на STO [4]. При температурах, близких к $T_C \approx 150 \text{ K}$, наблюдается изменение наклона кривой $\rho(T, \mu_0 H = 0)$, обусловленное ферромагнитным

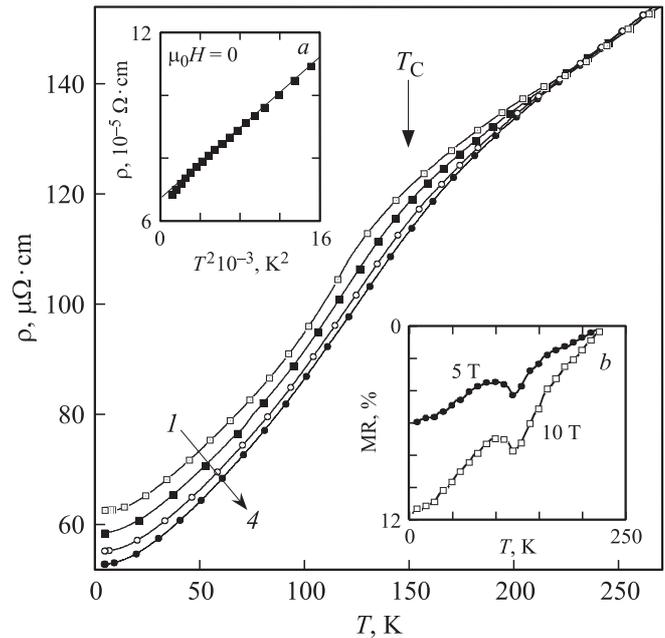


Рис. 2. Температурные зависимости электросопротивления ρ пленки SRO, измеренные при различной напряженности магнитного поля, $\mu_0 H, T$: 1 — 0, 2 — 5, 3 — 10, 4 — 14 Т. Температура T_C ферромагнитного упорядочения спинов в пленке отмечена стрелкой. На вставке (а) показана зависимость $\rho(T^2, \mu_0 H = 0)$ для пленки SRO. На вставке (б) приведены температурные зависимости магнетосопротивления MR пленки SRO, значения $\mu_0 H$ указаны на вставке. Зависимости, показанные на рисунке и вставках, получены при $H \parallel I_b \parallel [010]\text{STO}$.

упорядочением спинов в $4d$ -электронных оболочках ионов Ru [1] (T_C отмечена стрелкой на рис. 2). В интервале 60–100 К температурная зависимость электросопротивления пленки SRO удовлетворительно аппроксимируется соотношением $\rho(T, \mu_0 H = 0) \sim \gamma T^2$ (см. вставку а на рис. 2) где коэффициент $\gamma \approx 3 \cdot 10^{-9} \text{ } \Omega \text{ cm K}^{-2}$. Электрон-электронное взаимодействие и рассеяние электронов на магнонах могут приводить к квадратичной зависимости электросопротивления SRO [3,19] от температуры. В магнитном поле ($\mu_0 H = 14 \text{ T}$) γ сформированных пленок уменьшается примерно на 10%. Механизмы, ответственные за anomalously большую величину коэффициента γ для высокосовершенных пленок SRO по сравнению с соответствующими значениями для металлических ферромагнетиков (Fe, Ni, ... [20]), до настоящего времени не детализированы.

Температурные зависимости магнетосопротивления $\text{MR} = 100\% \times [\rho(\mu_0 H) - \rho(\mu_0 H = 0)] / \rho(\mu_0 H = 0)$ пленки SRO, полученные при $\mu_0 H = 5$ и 10 Т, показаны на вставке б на рис. 2. Магнитное поле способствует трансформации включений неферромагнитной фазы в ферромагнитную и упорядочению спинов в ферромагнитных доменах слоя SRO. При $\mu_0 H = 10 \text{ T}$ отрицательное магнетосопротивление ($\sim 0.5\%$) наблюдается при температурах примерно на 50 градусов выше температу-

ры фазового ферромагнитного перехода. При $T < T_{\text{Curie}}$ уменьшению ρ пленки SRO в магнитном поле наряду с ослаблением электрон-магнитного рассеяния в ферромагнитных доменах могут способствовать: а) изменение доменной структуры [3], б) увеличение проводимости двухмерных прослоек фазы с высокой концентрацией структурных дефектов, формирующихся в области антифазных границ [21]), с) значительное анизотропное магнетосопротивление AMR [22].

Доменные стенки могут существенно влиять на электросопротивление ферромагнетика и на анизотропию его магнетосопротивления. Согласно [23], ферромагнитные домены в монокристаллических пленках SRO имеют вид лент с шириной порядка 200 nm. Для доменных стенок в пленках SRO характерна малая толщина (несколько нанометров), но высокое сопротивление на единицу поверхности [24]. Исследования [23], проведенные с использованием пленок SRO, освобожденных от подложки STO, указывают на то, что доменные стенки преимущественно ориентируются параллельно оси легкого намагничивания. При $H \parallel I_b \parallel [010]\text{STO}$ влияние доменных стенок на электро- и магнетосопротивление сформированных в данной работе пленок не должно быть существенным, поскольку они параллельны направлению тока. Однако следует отметить, что механические напряжения могут оказывать влияние на форму и размер ферромагнитных доменов и на преимущественную ориентацию доменных стенок в пленках SRO, жестко связанных с подложкой. Результаты, представленные в [3,23], указывают на то, что в магнитном поле в несколько kOe доменные стенки в пленке SRO исчезают, т.е. слой рутената стронция становится монодоменным.

Магнитное поле способствует ферромагнитному упорядочению спиновой системы в наноразмерных дефектных прослойках пленки SRO в окрестности антифазных границ, индуцированных наличием ступеней на поверхности подложки, высота которых заметно меньше параметра a_{SRO}^{\perp} . Это может вносить вклад в отрицательное магнетосопротивление пленок SRO при $H \parallel I_b \parallel [010]\text{STO}$.

Анизотропное магнетосопротивление ферромагнетика зависит от угла ψ между направлениями измерительного тока и намагниченности и может быть представлено в виде [22,25]

$$\text{AMR} = 3(\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) / (2\rho_{\parallel} + \rho_{\perp}), \quad (2)$$

где ρ_{\parallel} и ρ_{\perp} — электросопротивление при векторе намагниченности, параллельном и перпендикулярном направлению электрического тока в образце соответственно.

Изменение отношения ρ/ρ_0 , где $\rho_0 \equiv \rho(\mu_0 H = 0)$, с уменьшением $\mu_0 H$ от 14 Т до 0 при $H \parallel I_b \parallel [010]\text{STO}$ и $T = 4.2 \text{ К}$ показано на рис. 3. Электросопротивление пленки SRO практически линейно возрастает с уменьшением напряженности магнитного поля. Такая зависимость электросопротивления металлических ферромагнетиков от поля типично наблюдается [26], когда электрон-магнитное рассеяние вносит существенный

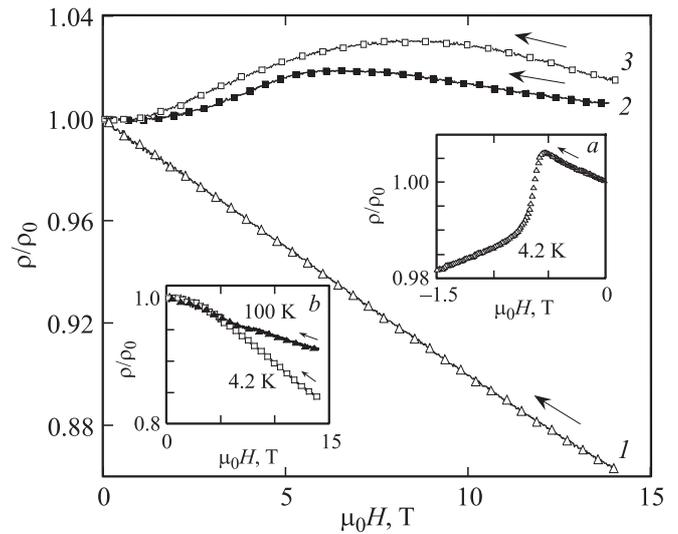


Рис. 3. Зависимости отношения ρ/ρ_0 от магнитного поля, визуализированные для пленки SRO при различной температуре и ориентации магнитного поля относительно $I_b \parallel [010]\text{STO}$. 1 — $H \parallel I_b$, 2 и 3 — $H \perp I_b$, 1 и 3 получены при $T = 4.2 \text{ К}$, а кривая 2 при $T = 100 \text{ К}$. На вставке (а) показан фрагмент зависимости ρ/ρ_0 пленки SRO от магнитного поля, полученной при изменении $\mu_0 H$ от 14 до -14 Т , температура указана на вставке. На вставке (б) приведены зависимости ρ/ρ_0 от магнитного поля для той же пленки рутената стронция, измеренные при температурах 4.2 и 100 К и $H \parallel I_b \parallel [100]\text{STO}$.

вклад в процесс релаксации носителей заряда. После изменения направления магнитного поля на противоположное величина ρ/ρ_0 продолжает увеличиваться (см. вставку а на рис. 3), вследствие зарождения и разрастания в объеме пленки ферромагнитных доменов с противоположной ориентацией вектора намагниченности. Максимум отношения ρ/ρ_0 наблюдается при $\mu_0 H \approx -0.5 \text{ Т}$, когда плотность доменных стенок в пленке максимальна. При дальнейшем увеличении $\mu_0 H$ происходит резкое увеличение объемной доли доменов, вектор намагниченности для которых совпадает с направлением магнитного поля, что сопровождается падением ее сопротивления (см. ту же вставку). Уже при $\mu_0 H \approx -0.7 \text{ Т}$ пленка становится монодоменной, но с противоположным направлением намагниченности. Высота ступеньки на зависимости, представленной на вставке а на рис. 3, позволяет примерно оценить вклад доменных стенок ($\approx 3\%$) в сопротивление пленки SRO при $H \parallel I_b \parallel [010]\text{STO}$ и $T = 4.2 \text{ К}$. При изменении $\mu_0 H$ от -1 до -14 Т наблюдается практически линейное уменьшение отношения ρ/ρ_0 . Каких-либо особенностей на зависимостях электросопротивления пленки SRO от магнитного поля, визуализированных при $H \parallel I_b \parallel [010]\text{STO}$, которые бы указывали на существенное влияние AMR на величину электросопротивления, выявить не удалось.

Зависимость отношения ρ/ρ_0 от $\mu_0 H$, полученная при $T = 4.2 \text{ К}$ для той же пленки после того, как магнитное поле было развернуто в плоскости подложки

на 90° относительно направления измерительного тока (т.е. $H \perp I_b \parallel [010]\text{STO}$), показана на том же рисунке, кривая 3. При $H \perp I_b \parallel [010]\text{STO}$ электросопротивление пленки SRO немонотонно изменяется с уменьшением $\mu_0 H$. Учитывая оценку величины поля анизотропии H_A для SRO, приведенную в [3], $\mu_0 H_A \approx 10$ Т, можно ожидать, что при $\mu_0 H_A \approx 14$ Т вектор намагниченности в значительной части объема пленки SRO ориентируется параллельно полю. При этом $\psi \approx 90^\circ$ и AMR оказывает [25] существенное влияние на электросопротивление пленки рутената стронция. Используя представленные на рис. 3 данные и соотношение (2), мы получили оценку величины отрицательного ($\rho_{\parallel} < \rho_{\perp}$) анизотропного магнетосопротивления пленки SRO AMR ($T = 4.2$ К, $\mu_0 H_A \approx 14$ Т) $\approx 16\%$. При уменьшении $\mu_0 H$ усиливается рассеяние электронов на магнонах и уменьшается величина AMR из-за увеличения объемной части пленки, в которой вектор намагниченности ориентирован вдоль оси легкого намагничивания. Это приводит к появлению размытого максимума при $\mu_0 H_A \approx 8$ Т. С повышением температуры H_A уменьшается, поэтому максимум на зависимости ρ/ρ_0 от $\mu_0 H$, измеренной при $T = 100$ К для той же пленки SRO, наблюдается при меньшей напряженности магнитного поля ($\mu_0 H_A \approx 6$ Т) (кривая 2 на рис. 3).

На вставке *b* на рис. 3 показаны зависимости отношения ρ/ρ_0 от $\mu_0 H$, полученные для пленки SRO при $T = 4.2$ и 100 К в условиях, когда $H \parallel I_b \parallel [010]\text{STO}$, т.е. измерительный ток и магнитное поле параллельны оси трудного намагничивания. При $T = 4.2$ К линейное возрастание отношения ρ/ρ_0 пленки SRO с уменьшением $\mu_0 H$ наблюдается примерно до 10 Т, а при $T = 100$ К до 6 Т, при этом вектор намагниченности в пленке направлен примерно параллельно I_b . Изменение наклона обеих зависимостей, представленных на вставке, с уменьшением $\mu_0 H$ обусловлено возрастанием AMR вследствие увеличения величины ψ . Увеличение угла между направлением измерительного тока и эффективным направлением намагниченности в пленке SRO при уменьшении $\mu_0 H$ обусловлено возрастанием объемной доли доменов, в которых вектор намагниченности параллелен оси легкого намагничивания.

4. Заключение

Отклик электросопротивления пленки SRO, когерентно выращенной на TiO_2 -терминированной подложке (001)STO, на магнитное поле зависит от пространственной разориентации H , I_b , и проекции оси легкого намагничивания в плоскости подложки. При $T = 4.2$ К, направлении H , параллельном I_b , и проекции оси легкого намагничивания в плоскости подложки наблюдается практически линейная зависимость электросопротивления от $\mu_0 H$ в интервале $1-14$ Т без признаков насыщения. При $T \leq 100$ К, H и I_b , параллельных оси трудного намагничивания, примерно линейная зависимость ρ от $\mu_0 H$ наблюдается, когда напряженность магнитного поля превышает поле анизотропии.

Список литературы

- [1] P.A. Cox, R.G. Egdell, J.B. Goodenough, A. Hamnett, C.C. Naish. *J. Phys. C* **16**, 6221 (1983).
- [2] M. Shepard, G. Cao, S. McCall, F. Freibert, J.E. Crow. *Appl. Phys. Lett.* **79**, 4821 (1996).
- [3] L. Klein, J.S. Dodge, C.H. Ahn, J.W. Reiner, L. Mieville, T.H. Geballe, M.R. Beasley, A. Kapitulnik. *J. Phys: Cond. Matter* **8**, 1011 (1996).
- [4] G. Herranz, B. Martinez, J. Fontcuberta, F. Sanchez, C. Ferrater, M.V. Garcia-Cuenca, M. Varela. *Phys. Rev. B* **67**, 174423 (2003).
- [5] J.C. Jiang, W. Tian, X. Pan, Q. Gan, C.B. Eom. *Mater. Sci. Eng. B* **56**, 152 (1998).
- [6] Yu.A. Boikov, T. Claeson. *Physica B* **311**, 250 (2002).
- [7] L. Antognazza, K. Char, T.H. Geballe, L.L.H. King, A.W. Sleight. *Appl. Phys. Lett.* **63**, 7, 1005 (1993).
- [8] G. Koster, B.L. Kropman, G.J.H.M. Rijnders, D.H.A. Blank, H. Rogalla. *Appl. Phys. Lett.* **73**, 2920 (1998).
- [9] A. Kalabukhov, Yu.A. Boikov, I.T. Serenkov, V.I. Sakharov, J. Borjesson, N. Ljustina, E. Olsson, D. Winkler, T. Claeson. *EPL* **93**, 37001, (2011).
- [10] A. Kalabukhov, R. Gunnarsson, J. Borjesson, E. Olsson, T. Claeson, D. Winkler. *Phys. Rev. B* **75**, 121404(R) (2007).
- [11] T.I. Kamins. *J. Appl. Phys.* **42**, 4357 (1971).
- [12] R.W.J. Wickoff. *Crystal structure*. 2nd ed. Interscience Publ., N.Y. (1964). V. 2. P. 394.
- [13] J.M. Phillips. *J. Appl. Phys.* **79**, 1829 (1996).
- [14] J.-P. Maria, H.L. Mc Kinstry, S. Trolier-Mc Kinstry. *Appl. Phys. Lett.* **76**, 3382 (2000).
- [15] R.A. Rao, Q. Gan, C.B. Eom. *Appl. Phys. Lett.* **71**, 1172 (1997).
- [16] N.D. Zakharov, K.M. Satyalakshmi, G. Koren, D. Hesse. *J. Mater. Res.* **14**, 4385 (1999).
- [17] Yu.A. Boikov, R. Gunnarsson, T. Claeson. *J. Appl. Phys.* **96**, 435 (2004).
- [18] E.D. Specht, R.E. Clausing, L. Heathly. *J. Mater. Res.* **5**, 2351 (1990).
- [19] G.J. Snyder, R. Hiskes, S. Di Carolis, M.R. Beasley, T.H. Geballe. *Phys. Rev. B* **53**, 14434 (1996).
- [20] I.A. Campbell, F. Fert. *Ferromagnetic materials*. Amsterdam (1982). V. 3. P. 747.
- [21] G. Herranz, F. Sanchez, B. Martinez, J. Fontcuberta, M.V. Garcia-Cuenca, C. Ferrater, M. Varela. *Mater. Sci. Eng. B* **109**, 221 (2004).
- [22] E.D. Dahlberg, K. Riggs. *J. Appl. Phys.* **63**, 4270 (1988).
- [23] L. Klein, A.F. Marshall, J.W. Reiner, C.H. Ahn, T.H. Geballe, M.R. Beasley, A. Kapitulnik. *J. Magn. Magn. Mater.* **188**, 319 (1998).
- [24] M. Feigensohn, L. Klein, J.W. Reiner, M.R. Beasley. *Phys. Rev. B* **67**, 134436 (2003).
- [25] G. Herranz, F. Sanchez, M.V. Garcia-Cuenca, C. Ferrater, M. Varela, B. Martinez, J. Fontcuberta. *J. Magn. Magn. Mater.* **272**, 577 (2004).
- [26] B. Raquet, M. Viret, E. Sondergard, O. Cespedes, R. Mamy. *Phys. Rev. B* **66**, 024433 (2002).