

03,13

Электрофизические свойства поликристаллических пленок $\text{BiFe}_{0.95}\text{Co}_{0.05}\text{O}_3$

© О.Б. Романова¹, В.В. Кретинин², С.С. Аплеснин^{1,2}, М.Н. Ситников², Л.В. Удод^{1,2}, К.И. Янушкевич³

¹ Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск, Россия

² Сибирский государственный университет науки и технологий им. М.Ф. Решетнева, Красноярск, Россия

³ НПЦ НАН Беларуси по материаловедению, Минск, Беларусь

E-mail: rob@iph.krasn.ru

Поступила в Редакцию 29 января 2021 г.

В окончательной редакции 29 января 2021 г.

Принята к публикации 29 января 2021 г.

Синтезированы полупроводниковые тонкопленочные соединения $\text{BiFe}_{0.95}\text{Co}_{0.05}\text{O}_3$ методом вспышки. Проведены исследования морфологии поверхности пленок, а также влияние электронного допирования путем замещения трехвалентного железа ионами кобальта на оптические, магнитные и кинетические свойства в интервале температур 77–600 К в магнитных полях до 12 кОе. Обнаружено два канала релаксации электронов в спектре импеданса в интервале частот 0.1–1000 кГц. Найдено отрицательное магнитосопротивление в области аномального поведения намагниченности и максимальное значение магнитоимпеданса в окрестности поверхностного фазового перехода. Из холловских измерений установлены типы носителей тока, доминирующие в эффектах магнитосопротивления и магнитоимпеданса. Аномалии намагниченности объясняются в модели суперпарамагнитных кластеров, а магнитосопротивление рассеиванием носителей тока на спиновых флуктуациях.

Ключевые слова: полупроводниковые пленки, магнитосопротивление, магнитоимпеданс, намагниченность.

DOI: 10.21883/FTT.2021.06.50928.015

1. Введение

Мультиферроики вызывают интерес как с практической точки зрения использования в спинтронике, сенсорной технике, устройствах хранения и записи информации [1–4], так и с фундаментальной с целью установления механизмов магнитоэлектрической связи. Одним из самых популярных соединений, на основе которого создают новые магнитоэлектрические материалы, является феррит висмута со структурой перовскита. Феррит висмута BiFeO_3 или кратко (ВФО) имеет высокие температуры электрического ($T_c = 1083$ К) [5] и магнитного ($T_N = 673$ К) упорядочения [6] и обнаруживает последовательность фазовых переходов, сопровождающихся магнитоэлектрическими аномалиями [7,8].

Проводимость ВФО, определяемая магнитными и сегнетоэлектрическими доменными стенками на несколько порядков выше доменной проводимости [9]. Увеличение проводимости в феррите висмута в области доменной границы обусловлено потенциальным барьером вблизи границы и уменьшением ширины запрещенной зоны на 3%. Проводимость доменной границы можно „переключать“ с помощью электрического поля (изменять ее величину более чем на порядок), что позволяет создавать мемристорные устройства [10].

Магнитная структура ВФО — спиновая циклоида, магнитные моменты ионов железа поворачиваются в

плоскости (110), вдоль распространения $[110]_{\text{hex}}$. Разрушение циклоиды приводит к возникновению слабого ферромагнитного момента и к усилению магнитоэлектрического эффекта [10]. Подавление спиновой циклоиды реализуется в больших магнитных полях [11] в результате замещения $3d$ -элементами, такими как Fe [12], Mn [13] и т.д. А так же при получении тонкопленочных соединений на основе феррита висмута [14,15]. Намагниченностью пленок ВФО можно управлять электрическим полем [17].

Свойства материала в виде тонкой пленки могут существенно отличаться от свойств того же материала в объемном состоянии [18]. Так в нанотрубках феррита висмута обнаружен низкотемпературный поверхностный фазовый переход при $T = 140.3$ К, который сопровождается изменением параметра решетки и плотности заряда на поверхности [19].

В исследованных нами ранее пленках феррита висмута замещенных марганцем $\text{BiMn}_x\text{Fe}_{1-x}\text{O}_3$ ($0 < x < 0.15$) обнаружен фотоиндуцированный диодный эффект в ближней инфракрасной и фиолетовой областях спектра в широком интервале температур [20]. Определена зависимость диодного эффекта от температуры, длины волны и мощности освещения. В области низких температур найдены аномалии магнитных и диэлектрических свойств, которые связаны со снятием вырождения $3d$ -состояний катионов в результате спин-

орбитального взаимодействия и образованием кулоновской щели в спектре примесных электронных возбуждений. Расчеты и экспериментальные исследования, представленные в работе [21,22] показали, что магнитные и электрические свойства ВФО могут быть значительно улучшены в результате легирования Со по В-позициям, а суммарный магнитный момент элементарной ячейки составлял $\sim 0.93 \mu_B$ для $\text{BiFe}_{0.83}\text{Co}_{0.17}\text{O}_3$. Сильное обменное взаимодействие между Co^{3+} и Fe^{3+} в системе $\text{BiFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}_3$ (ВFCO) может существенно повлиять на связь электрических и магнитных свойств. Кроме того, почти одинаковые ионные радиусы Fe^{3+} (0.64 \AA) и Co^{3+} (0.54 \AA) позволяют синтезировать твердый раствор ВFCO с кристаллической структурой висмутового феррита граната [23]. Обнаруженный МЭ на образцах системы $\text{BiFe}_{0.9}\text{Co}_{0.09}\text{Mn}_{0.01}\text{O}_3$, в шесть раз больше, чем для исходного ВФО [24]. Магнитоэлектрический эффект обнаружен в наноструктурированном ВФО допированным кобальтом при температурах выше комнатных в области низких частот [25]. Исследования структурных и электрических свойств тонкопленочных соединений ВFCO и $\text{Bi}_{1-x}\text{Nd}_x\text{FeO}_3$ (BNFO) синтезированных на подложках Pt/Ti/SiO₂/Si(111) методом химического осаждения из раствора показали значительное улучшение сегнетоэлектрических свойств в результате легирования кобальтом [26].

Цель работы — увеличить проводимость по сравнению с ферритом висмута и установить влияние магнитного поля на кинетические свойства на основе мультиферройка феррита висмута путем электронного допирования ионами кобальта в тонкопленочном соединении $\text{BiFe}_{0.95}\text{Co}_{0.05}\text{O}_3$ без изменения кристаллической структуры.

2. Методики измерения

Изучение фазового состава и кристаллической структуры синтезированных тонкопленочных соединений $\text{BiFe}_{0.95}\text{Co}_{0.05}\text{O}_3$ проведено при комнатной температуре на рентгеновской установке ДРОН-3 с использованием $\text{CuK}\alpha$ -излучения в режиме набора информации „до точкам“. Исследование поперечного сечения образцов $\text{BiFe}_{0.95}\text{Co}_{0.05}\text{O}_3$ методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) проводилось на Hitachi HT7700. Исследована и идентифицирована структура ИК-спектров пленок $\text{BiFe}_{0.95}\text{Co}_{0.05}\text{O}_3$, измеренных на ИК-Фурье-спектрометре ФСМ 2202. Измерения проводились в оптическом криостате в интервале температур 77–500 К и частот 450–7000 cm^{-1} . Спектр поглощения в оптическом диапазоне измерен на спектрофотометре Cary500Scan при $T = 300 \text{ K}$. Проведены исследования магнитных свойств методом Фарадея в интервале температур 77–600 К в магнитных полях до 8.6 кОе. Электрофизические измерения проводились в магнитных полях до 12 кОе в интервале температур 77–400 К, частотный диапазон $\omega = 0.1\text{--}1000 \text{ kHz}$. Вли-

яние магнитного поля на транспортные характеристики определялись из зависимости электросопротивления от магнитного поля и из вольт-амперных характеристик (ВАХ), измеренных при фиксированных температурах в нулевом магнитном поле и в поле 12 кОе. Удельное электросопротивление и ВАХ измерены на образцах в виде параллелепипедов на постоянном токе четырехконтактным методом. Измерение холловского напряжения проводилось в интервале температур 100–400 К в магнитном поле 12 кОе. При измерении были учтены вклады паразитных эдс, возникающих вследствие побочных гальваномагнитных и термомагнитных эффектов, а также асимметричность контактов (измерение в нулевом магнитном поле).

3. Структурные, оптические и магнитные свойства

Пленки твердых растворов феррита висмута получены напылением заранее синтезированных твердых растворов $\text{BiFe}_{0.95}\text{Co}_{0.05}\text{O}_3$ на предметные стекла методом вспышки. Подробно методика синтеза тонкопленочных соединений этой системы описана в работе [27]. Осаждение проводилось в вакуумной установке УВН-71Р-2. Давление в реакционной камере при напылении поддерживалось 10^{-3} Pa . Температура танталового испарителя составляла $\sim 2000^\circ\text{C}$. Подложки располагались на расстоянии 10 см от испарителя и их температура менялась в интервале температур 250–300 $^\circ\text{C}$. Прекурсоры представляли собой порошки зернистостью от 0.1 до 0.3 μm и их рентгенограмма представлена на рис. 1. Пленки имели геометрические размеры $14 \times 17 \text{ mm}$. На рентгенограмме порошка состава $\text{BiFe}_{0.95}\text{Co}_{0.05}\text{O}_3$ кроме дифракционных рефлексов синтезируемого соединения присутствуют рефлексы, которые можно отнести к рефлексам основной первичной фазы BiFeO_3 с ромбоэдрической структурой.

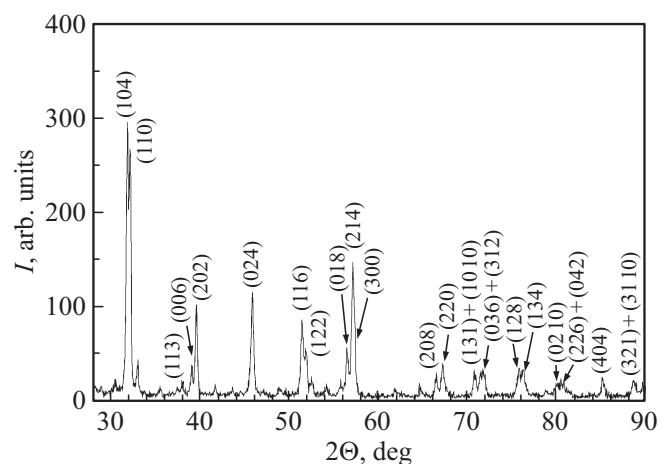


Рис. 1. Результаты рентгеноструктурного анализа системы $\text{BiFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}_3$ с ($X = 0.05$) при 300 К.

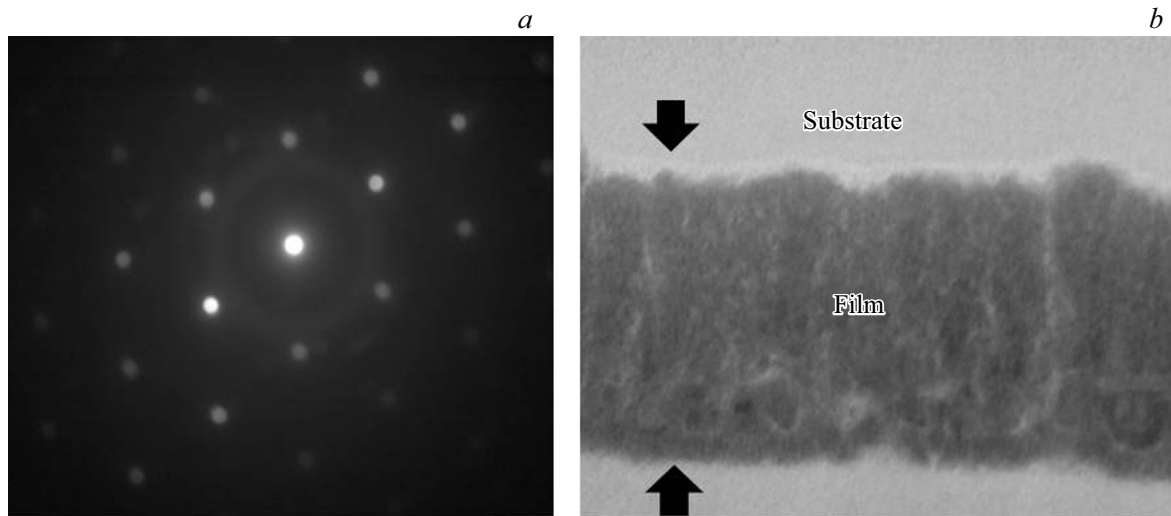


Рис. 2. Картина дифракции электронов тонкой пленки $\text{BiFe}_{0.95}\text{Co}_{0.05}\text{O}_3$ (a) и микрофотография поперечного сечения этой же пленки (b).

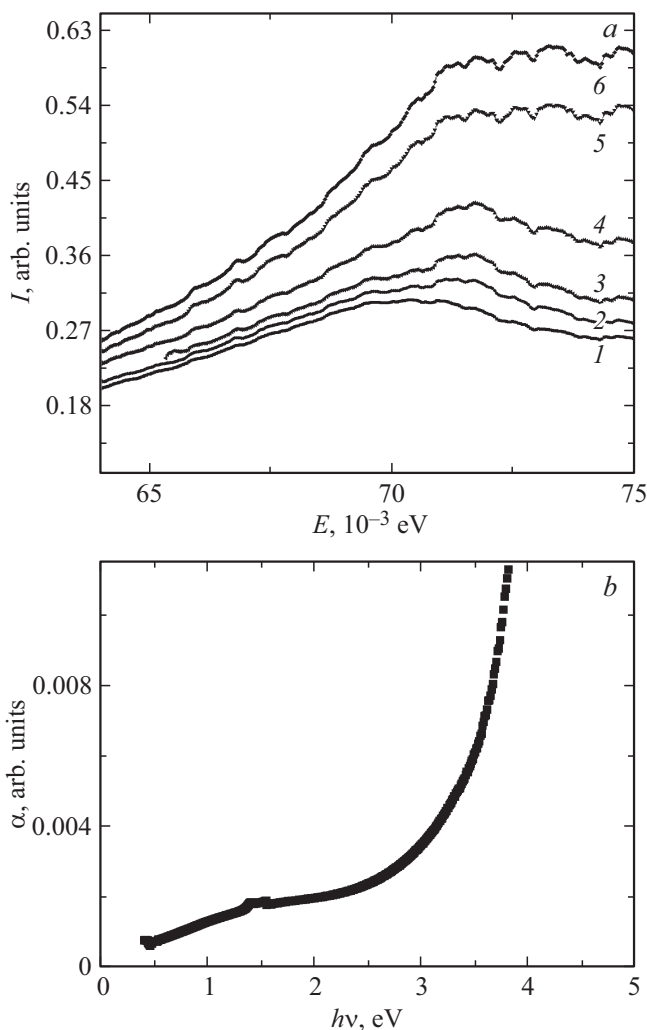


Рис. 3. ИК-спектры (a) измеренные при $T = 80$ (1), 160 (2), 240 (3), 320 (4), 440 (5), 480 К (6). Оптические спектры поглощения (b) измеренные при $T = 300$ К для пленки $\text{BiFe}_{0.95}\text{Co}_{0.05}\text{O}_3$

На основании анализа микрофотографий высокого разрешения и картин электронной дифракции, представленных на рис. 2, a и b, можно сделать вывод, что структура синтезированных пленок $\text{BiFe}_{0.95}\text{Co}_{0.05}\text{O}_3$ является нанокристаллической. Исследования поперечного сечения образцов методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) показали, что толщина их составила $d \sim 330$ nm.

Методом ИК-спектроскопии можно установить присутствие дефектов в кристаллической решетке, наличие кристаллических фаз различной симметрией и получить информацию об электронной структуре. На рис. 3 представлены ИК-спектры поликристаллических пленок системы $\text{BiFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}_3$. В результате катионного замещения железа кобальтом в спектрах поглощения, наблюдается максимум вблизи энергии 0.072 eV, который исчезает при температурах выше 320 К. Этот пик связывается с низкоэнергетическим электронным переходом из локализованных состояний на край уровня подвижности (рис. 2, a). Уменьшение интенсивности с увеличением температуры можно связать с истощением примесного уровня (с делокализацией электронов). Ширина запрещенной зоны (E_g) тонкопленочных соединений $\text{BiFe}_{0.95}\text{Co}_{0.05}\text{O}_3$ определена из оптических спектров поглощения и представлена на рис. 3, b. Установлено, что значение E_g , определенное экстраполяцией прямолинейного участка зависимости $(ahv)^2$ от энергии фотона до пересечения с осью абсцисс, близко к значению 2.8 eV. Катионное замещение кобальтом в отличие замещения марганцем приводит к увеличению энергии щели, которое для $\text{BiFe}_{0.95}\text{Mn}_{0.05}\text{O}_3$ составляет $E_g = 2.4$ eV [20].

Температура магнитного фазового перехода $T_C = 560$ К определена из температурной зависимости намагниченности пленки $\text{BiFe}_{0.95}\text{Co}_{0.05}\text{O}_3$, измеренной в магнитном поле 8.6 kOe (рис. 4). На $\sigma(T)$ можно

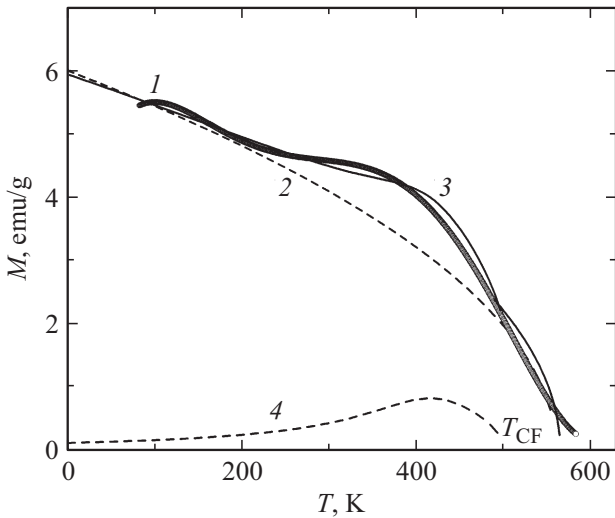


Рис. 4. Температурные зависимости намагниченности тонкопленочных соединений $\text{BiFe}_{0.95}\text{Co}_{0.05}\text{O}_3$ в магнитном поле $H = 8.6 \text{ kOe}$ (кривая 1). Температурная зависимость намагниченности в приближении молекулярного поля (кривая 2) и результирующая намагниченность описываемая уравнением (2) (кривая 3). Намагниченность кластера от температуры в виде степенной функции (кривая 4).

выделить две области температур в окрестности 140 и 400 К, где намагниченность имеет аномальное поведение. Изменение намагниченности в низкотемпературной области вызвано поверхностным фазовым переходом, обнаруженным в исходном ВФО [19]. Температурная зависимость намагниченности качественно описывается в приближении молекулярного поля $M = M_0(1 - T/T_c)^{1/2}$ (рис. 4, кривая 2). В области температур 250–500 К экспериментальные данные $\sigma(T)$ превышают теоретические значения в результате образования неоднородных магнитных состояний. Аномальное поведение намагниченности в этой области температур можно описать в модели суперпарамагнитных кластеров со случайным распределением полей анизотропии [28]. В пленках ВФО, в которых наблюдается ромбоэдрическая симметрия, магнитная анизотропия является степенной функцией намагниченности. Ниже комнатной температуры магнитные моменты замораживаются и при нагревании стремятся выстроиться по направлению внешнего магнитного поля.

В модели суперпарамагнетика с полем анизотропии H_A во внешнем магнитном поле H оценим вклад намагниченности, образованной неоднородными состояниями. Энергию суперпарамагнитного кластера представим в виде $W = M_F H \cos \theta + M_F H_A \cos(\gamma - \theta)$, где угол θ — указывает направление магнитного момента относительно приложенного внешнего магнитного поля, γ — угол между направлениями приложенного магнитного поля и поля анизотропии. Направление магнитного момента определяется $\text{tg } \theta = H_A \sin \gamma / (H + H_A \cos \gamma)$. Продольная магнитная восприимчивость при $\gamma = \pi/2$

имеет вид

$$X^Z = M_F \cos(\theta) = M_F / \left(H \sqrt{1 + (H_A/H)^2} \right). \quad (1)$$

Намагниченность кластера от температуры представим в виде степенной функцией $M_F = m_{0F}(1 - T/T_{cF})^{1/2}$, где T_{cF} — критическая температура кластера. Поле анизотропии также имеет степенной вид от температуры $H_A = K(1 - T/T_{cF})^n$. Экспериментальные данные хорошо описываются с показателем степени $n = 2$. Результирующая намагниченность состоит из однородной части $M = m_0(1 - T/T_c)^{1/2}$ и неоднородной

$$M_{res} = m_0 \sqrt{1 - T/T_c} + m_{0F} \sqrt{1 - T/T_{cF}} / \sqrt{1 + (K(1 - T/T_{cF})^2/H)^2}. \quad (2)$$

Экспериментальные данные удовлетворительно описываются функцией (2) с критической $T_{cF} = 480 \text{ K}$ (рис. 4, кривая 4). Замещение железа кобальтом сдвигает магнитный фазовый переход по температуре ниже температуры магнитного фазового перехода BiFeO_3 .

4. Импеданс, электросопротивление и эффект Холла

Согласно данным магнитных измерений замещение железа кобальтом формирует магнитнеоднородные состояния в тонкопленочном соединении $\text{BiFe}_{0.95}\text{Co}_{0.05}\text{O}_3$. Существование этих состояний также можно установить методом импедансной спектроскопии. Для пленок феррита висмута $\text{BiFe}_{0.95}\text{Co}_{0.05}\text{O}_3$ проведены измерения реальной (активное сопротивление R) и мнимой (реактивное сопротивление X) частей импеданса, определен полный импеданс (Z). Установлено, что с ростом температуры значения R и Z уменьшаются, а также изменяются их частотные зависимости, которые представлены на рис. 5, *a* и *b*. Частотная зависимость мнимой части импеданса X имеет линейный вид.

По формуле $\delta(Z) = \frac{Z(H) - Z(0)}{Z(0)} \cdot 100\%$ определено относительное изменение импеданса в магнитном поле (вставка к рис. 5, *b*). Максимальное значение -1.5% обнаружено в области поверхностного фазового перехода в низкочастотной области. С ростом температуры и частоты магнитоимпеданс меняет знак на положительный и при высоких частотах стремится к нулю. Частотная зависимость импеданса описывается функцией с двумя временами релаксации в области частот $\omega > 5 \cdot 10^5 \text{ Hz}$ и $\omega < 5 \cdot 10^5 \text{ Hz}$ (рис. 5, *b*):

$$Z(\omega) = \frac{A_1}{1 + (\omega\tau_1)^2} + \frac{A_2}{1 + (\omega\tau_2)^2}, \quad (3)$$

где параметры $A_{1,2}$ остаются постоянным и не зависят от температуры, $\tau_{1,2}$ — времена релаксации. На вставке к рис. 5, *a* представлены времена релаксации, которые

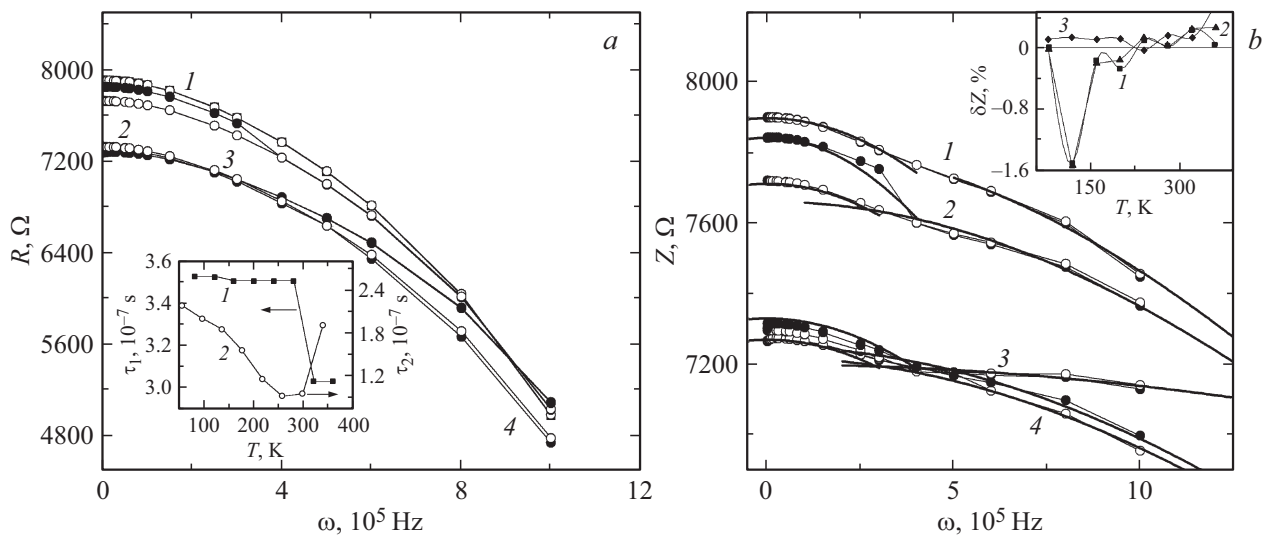


Рис. 5. Частотные зависимости активного сопротивления (*a*) и импеданса (*b*) пленок $\text{BiFe}_{0.95}\text{Co}_{0.05}\text{O}_3$ измеренных в нулевом магнитном поле и в поле 12 кОе при $T = 80$ (1), 120 (2), 280 (3), 360 К (4). Подгоночные функции уравнение (3) (сплошная линия). Вставка к 5, *a*: температурная зависимость времен релаксации τ_1 (1) и τ_2 (2). Вставка к 5, *b*: температурная зависимость относительного изменения импеданса $\delta(Z) = \frac{Z(H=12 \text{ кОе}) - Z(H=0)}{Z(H=0)}$, 100% измеренного на частотах 10^2 (1), 10^4 (2), 10^6 Гц (3).

уменьшается с ростом температуры и достигают минимального значения в области образования неоднородных магнитных состояний. Релаксация электронов проводимости связана с переходом энергии в спиновую подсистему.

Состояние магнитной неоднородности обнаруживается в температурной зависимости сопротивления (ρ), измеренного на постоянном токе. В интервале температур 260–400 К наблюдается уменьшение ρ (рис. 6, *a*), которое вызвано делокализацией носителей тока с примесных состояний, определенных из ИК-спектров. Увеличение сопротивления при $T = 400$ К связано с рассеиванием носителей тока на спиновых флуктуациях в окрестности магнитного фазового перехода, что подтверждается линейной зависимостью сопротивления от квадрата намагниченности (вставка к рис. 6, *a*). Экспериментальные данные по сопротивлению хорошо согласуются с теоретическими расчетами, проведенными в приближении динамического молекулярного поля (DMF) [29,30]. Согласно этой модели сопротивление зависит от намагниченности по закону из [31]:

$$\frac{\rho(M)}{\rho(M = 400 \text{ К})} = 1 - CM^2, \quad (4)$$

где C — числовая константа, не зависящая от температуры и магнитного поля. Таким образом, функциональная зависимость $\rho(T, H)$ возникает через намагниченность $M = M(T, H)$. Это означает, что электросопротивление целиком обусловлено рассеянием носителей на флуктуациях магнитного порядка. В пределе слабой связи $J_H \ll W$ (в борновском приближении) $C = 1$ [32], однако в случае сильной связи $J_H \gg W$ и как следует из расчетов DMF, $C > 1$ [33]. В системе $\text{BiFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}_3$ с

концентрацией замещения $X = 0.05$ значение $C = 0.4$ и реализуется случай слабой связи.

Поведение температурной зависимости импеданса, измеренного на переменном токе, качественно отличается от поведения сопротивления измеренного на постоянном токе (рис. 6, *b*). С ростом температуры значения Z уменьшаются и зависят от частоты. На $Z(T)$ обнаружены две аномалии. В области температур 156–175 К наблюдается рост импеданса и температура минимума не зависит от частоты, что характерно для структурных фазовых переходов. Вторая аномалия, в виде ступеньки, составляет 0.5% и проявляется при $T = 360$ К.

Влияние магнитного поля на транспортные характеристики определялось из вольт-амперных характеристик (ВАХ) измеренных в нулевом и магнитном поле 12 кОе при фиксированных температурах 300, 340 и 380 К (рис. 7, *a*). ВАХ имеют линейный характер и слабо зависят от величины приложенного магнитного поля. Об этом свидетельствует величина магнитосопротивления (δ_H), определенная по формуле $\delta_H = \frac{R(H) - R(0)}{R(0)}$, где $R(H)$ — удельное электросопротивление в магнитном поле, а $R(0)$ — без поля (вставка к рис. 7, *a*). Отрицательное магнитосопротивление существует в области магнитно неоднородных состояний и с ростом температуры его величина увеличивается, достигая значения (–0.04%) при $T = 380$ К. Полевые зависимости $R(H)$ подтверждают уменьшение сопротивления в магнитном поле. Нормированная величина сопротивления $(1 - R(H))/R(0)$ представлена на рис. 7, *b*.

Для объяснения полученных экспериментальных результатов была использована модель суперпарамагнитных кластеров со случайной ориентацией оси анизотропии и орбитальных моментов. Значительный вклад

в изменение сопротивления от приложенного поля будет давать перескоковый механизм между кластерами. Предложенная модель включает перескоки по решетке с матричными элементами, зависящими от взаимной ориентации спинов на узлах. Вероятность перескока увеличивается, если магнитные моменты ориентированы параллельно и уменьшается при других направлениях намагниченности. Полевая зависимость нормированного сопротивления описывается функцией [34]:

$$(R(H) - R(0))/R(0) = \exp(-BH\xi/k_B T) - 1, \quad (5)$$

где B — определяется комбинацией энергий кулоновского взаимодействия электронов в примесной области, H — внешнее магнитное поле, ξ — радиус локализации электронов.

Доминирующий вклад электронов или дырок в магнитотранспортные свойства определим из измерений холловского напряжения в магнитном поле 12 кОе.

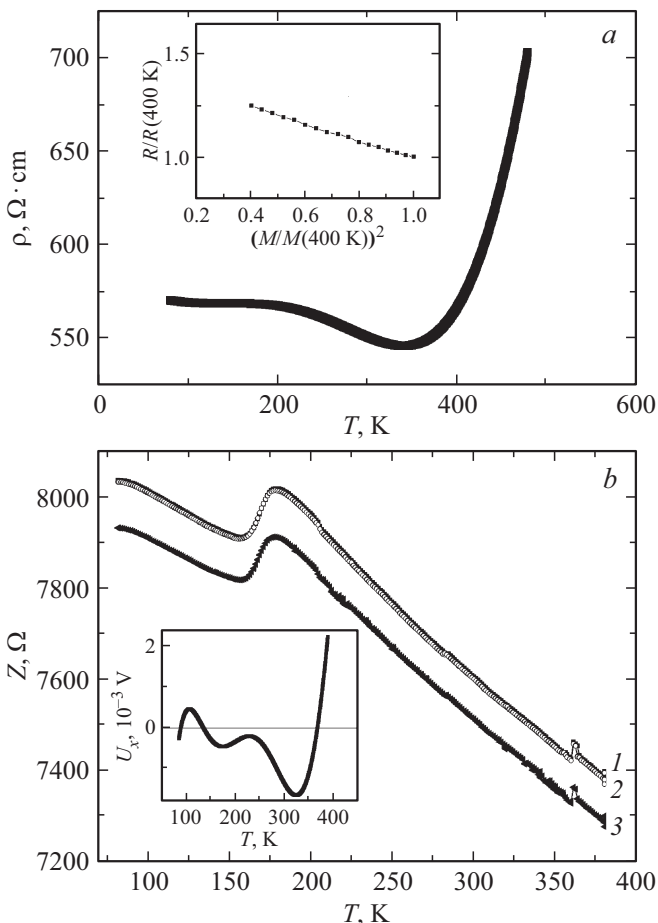


Рис. 6. Температурная зависимость удельного электросопротивления (а) измеренного при $H = 0$ кОе и импеданса (б) на частоте $\omega = 1$ (1), 50 (2), 300 кГц (3) для пленочных образцов $\text{BiFe}_{0.95}\text{Co}_{0.05}\text{O}_3$. Вставка к рис. 6, а — зависимость сопротивления от намагниченности. Вставка к рис. 6, б — температурная зависимость холловского напряжения для этого же образца.

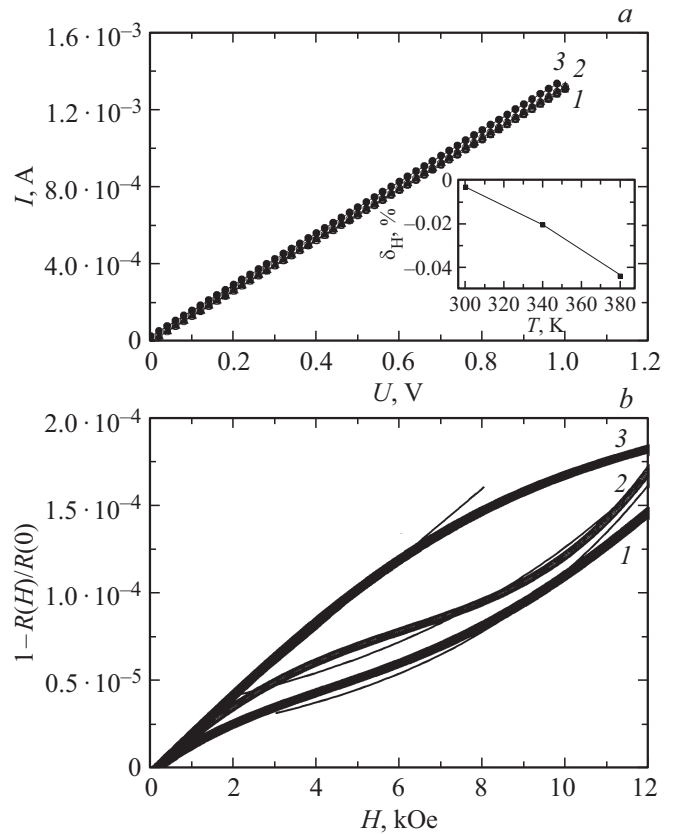


Рис. 7. Вольт-амперные характеристики (а) измеренные в нулевом и магнитном поле 12 кОе для пленок системы $\text{BiFe}_{0.95}\text{Co}_{0.05}\text{O}_3$ при $T = 300$ (1), 340 (2), 380 К (3). Полевые зависимости нормированного сопротивления (б) измеренного при $T = 300$ (1), 320 (2) и 360 К (3). Вставка к рис. 7, а — температурная зависимость магнитосопротивления $\delta_{Hr} = \frac{R(H=12 \text{ кОе}) - R(H=0)}{R(H=0)} 100\%$. Подгоночная функция описывается уравнением (5) (сплошная линия).

На вставке к рис. 6, б представлена температурная зависимость холловского напряжения (U_x) для $\text{BiFe}_{0.95}\text{Co}_{0.05}\text{O}_3$. С ростом температуры обнаружены две области температур, где холловское напряжение меняет знак. Первая область ($100 < T < 140$ К) коррелирует с данными структурных свойств и соответствует низкотемпературному поверхностному фазовому переходу. При нагревании холловское напряжение проходит через минимум при 320 К и меняет знак с отрицательного на положительный при $T = 360$ К, что свидетельствует о смене типа носителей тока с электронного на дырочный. Возможно, что смена знака носителей приводит к локальной компенсации ионизированных примесей и к скачку импеданса (рис. 6, б).

5. Заключение

Электронное допирование железа кобальтом мультiferроика ВFO в тонкопленочных соединениях $\text{BiFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}_3$ с концентрацией замещения $X = 0.05$

приводит к увеличению проводимости на несколько порядков. Обнаружено уменьшение электросопротивления, как в магнитном поле, так и по температуре в области существования неоднородных магнитных состояний, определенных из температурных зависимостей намагниченности, описанных в приближении молекулярного поля. Рост сопротивления в окрестности магнитного фазового перехода вызван рассеиванием носителей тока на спиновых флуктуациях. В спектрах поглощения, наблюдается максимум вблизи энергии 0.072 eV, который связывается с низкоэнергетическим электронным переходом из локализованных состояний на край уровня подвижности. Отрицательное магнитосопротивление связано с увеличением вероятности перехода электронов между кластерами с параллельной ориентацией магнитных моментов в магнитном поле.

Максимальное изменение магнитоимпеданса обнаружено в низкочастотной области в окрестности низкотемпературного поверхностного фазового перехода. Определены времена релаксации электронов проводимости, связанных с передачей энергии в спиновую подсистему. Установлена смена знака носителей тока в области максимумов магнитоимпеданса и магнитосопротивления. Обнаружена корреляция магнитных и кинетических свойств в пленках $\text{BiFe}_{0.95}\text{Co}_{0.05}\text{O}_3$ по температуре.

Благодарности

Авторы выражают благодарность Красноярскому региональному центру коллективного пользования ФИЦ КНЦ СО РАН за возможность провести исследования морфологии поверхности пленок $\text{BiFe}_{0.95}\text{Co}_{0.05}\text{O}_3$.

Финансирование работы

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и БРФФИ в рамках научного проекта № 20-52-00005.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] H. Béa, M. Gajek, M. Bibes, A. Barthélémy. *J. Phys.: Condens. Matter* **20**, 434221 (2008).
- [2] S. Saremi, R. Xu, L. R. Dedon, R. Gao, A. Ghosh, A. Dasgupta, L.W. Martin. *Adv. Mater. Interfaces* **5**, 3, 1700991 (2018).
- [3] W. Eerenstein, N.D. Mathur, J.F. Scott. *Nature* **442**, 759 (2006).
- [4] Xi Chen, A. Hochstrat, P. Borisov, W. Kleemann. *Appl. Phys. Lett.* **89**, 20, 202508 (2006).
- [5] J.R. Teague, R. Gerson, W.J. James. *Solid State Commun.* **8**, 13, 1073 (1970).
- [6] P. Fischer, M. Polomska, I. Sosnowska, M. Szymanski. *J. Phys. C* **13**, 10, 1931 (1980).
- [7] R. Palai, R.S. Katiyar, H. Schmid, P. Tissot, S.J. Clark, J. Robertson, S.A.T. Redfern, G. Catalan, J.F. Scott. *Phys. Rev. B* **77**, 1, 014110 (2008).
- [8] N. Ortega, A. Kumar, P. Bhattacharya, S.B. Majumder. *Phys. Rev. B* **77**, 1, 014111 (2008).
- [9] S. Farokhipoor, B. Noheda. *Phys. Rev. Lett.* **107**, 12, 127601 (2011).
- [10] P. Maksymovych, J. Seidel, Y.H. Chu, P. Wu, A.P. Baddorf, L.Q. Chen, S.I. Kalinin, R. Ramesh. *Nano Lett.* **11**, 1906 (2011).
- [11] G. Catalan, J.F. Scott. *Adv. Mater.* **21**, 24, 2463 (2009).
- [12] Yu.F. Popov, A.M. Kadomtseva, G.P. Vorob'ev, A.K. Zvezdin. *Ferroelectrics* **162**, 135 (1994).
- [13] Feng Yan, Guozhong Xing, Rongming Wang, Lin Li. *Sci. Rep.* **5**, 9128 (2015).
- [14] I. Sosnowska, W. Schäfer, W. Kockelmann, K.H. Andersen, I.O. Troyanchuk. *Appl. Phys. A* **74**, s1040 (2002).
- [15] J. Wang, J.B. Neaton, H. Zheng, V. Nagarajan, S.B. Ogale, B. Liu, D. Viehland, V. Vaithyanathan, D.G. Schlom, U.V. Waghmare, N.A. Spaldin, K.M. Rabe, M. Wutting, R. Ramesh. *Science* **299**, 5613, 1719 (2003).
- [16] J. Li, J. Wang, M. Wutting, R. Ramesh, N. Wang, B. Ruetter, A.P. Pyatakov, A.K. Zvezdin, D. Viehland. *Appl. Phys. Lett.* **84**, 25, 5261 (2004).
- [17] T. Zhao, A. Scholl, F. Zavaliche, K. Lee, M. Barry, A. Doran, M.P. Cruz, Y.H. Chu, C. Ederer, N.A. Spaldin, R.R. Das, D.M. Kim, S.H. Baek, C.B. Eom, R. Ramesh. *Nature Mater.* **5**, 823 (2006).
- [18] A. Ohtomo, H.Y. Hwang. *Nature* **427**, 423 (2004).
- [19] R. Jarrier, X. Marti, J. Herrero-Albillos, P. Ferrer, R. Haumont, P. Gemeiner, G. Geneste, P. Berthet, T. Schüllli, P. Cevc, R. Blinc, S.S. Wong, Tae-Jin Park, M. Alexe, M.A. Carpenter, J.F. Scott, G. Catalan, B. Dkhil. *Phys. Rev. B* **85**, 18, 184104 (2012).
- [20] S.S. Aplesnin, V.V. Kretinin, A.N. Masyugin, O.B. Romanova, M.N. Sitnikov, O.B. Begisheva, A.I. Galyas, O.F. Demidenko, K.I. Yanushkevich. *Semicond. Sci. Technol.* **34**, 9, 095007 (2019).
- [21] Yu Sui, Chao Xin, Xingquan Zhang, Yi Wang, Yang Wang, Xianjie Wang, Zhiguo Liu, Bingsheng Li, Xiaoyng Liu. *J. Alloys Compd.* **645**, 5, 78 (2015).
- [22] K. Chakrabarti, B. Sarkr, V.D. Ashok, S.S. Chaudhari, S.K. De. *JMMM* **381**, 271 (2015).
- [23] V.A. Reddy, N.P. Pathak, R Nath. *Solid State Commun.* **171**, 40 (2013).
- [24] A. Marzouki, V. Loyau, P. Gemeiner, L. Bessais, B. Dkhil, A. Megriche. *JMMM* **498**, 166137 (2020).
- [25] V.G. Shrimali, K. Gadani, K.N. Rathod, B. Rajyaguru, A.D. Joshi, D.D. Pandya, P.S. Solanki, N.A. Shan. *Mater. Chem. Phys.* **228**, 98 (2019).
- [26] Yue-Li Zhang, Ning Yan, Xing-Jun Wang, Sen Chen, Sheng-Hong Yang. *Ferroelectrics* **454**, 1, 35 (2013).
- [27] O.B. Romanova, S.S. Aplesnin, M.N. Sitnikov, L.V. Udod, O.B. Begisheva, O.F. Demidenko. *J. Mater. Sci. Mater. Electron* **918**, 10, 012101 (2020).

- [28] S. Yunoki, J. Hu, A. L. Malvezzi, A. Moreo, N. Furukawa, E. Dagotto. Phys. Rev. Lett. **80**, 4, 845 (1998).
- [29] N. Furukawa. J. Phys. Soc. Jpn. **63**, 9, 3214 (1994).
- [30] N. Furukawa. J. Phys. Soc. Jpn. **64**, 8, 2734 (1995).
- [31] Ю.А. Изюмов, Ю. Н. Скрябин. УФН **171**, 121 (2001).
- [32] T. Kasuya. Prog. Theor. Expr. Phys. **16**, 1, 58 (1956).
- [33] Y. Tokura, A. Urushibara, Y. Moritomo, T. Arima, A. Asamitsu, G. Kido, N. Furukawa. J. Phys. Soc. Jpn. **63**, 11, 3931 (1994).
- [34] М.Ю. Каган, К.И. Кугель. УФН **171**, 6, 553 (2001).

Редактор К.В. Емцев