

08,10

## Прыжковая проводимость в многослойных наноструктурах $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}]/[\text{ZnO}]\}_n$

© Ю.Е. Калинин<sup>1</sup>, А.В. Ситников<sup>1</sup>, В.А. Макагонов<sup>1,¶</sup>, В.А. Фошин<sup>1</sup>, М.Н. Волочаев<sup>2,3</sup><sup>1</sup> Воронежский Государственный Технический Университет, Воронеж, Россия<sup>2</sup> Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск, Россия<sup>3</sup> Сибирский государственный университет науки и технологий им. М.Ф. Решетнева, Красноярск, Россия

¶E-mail: vlad\_makagonov@mail.ru

Поступила в Редакцию 12 ноября 2024 г.

В окончательной редакции 13 ноября 2024 г.

Принята к публикации 13 ноября 2024 г.

Исследованы структура и электрические свойства многослойных тонких пленок  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}]/[\text{ZnO}]\}_n$  с разной толщиной прослоек ZnO. Установлено, что прослойки композита  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}$  имеют аморфную структуру, а прослойки ZnO — гексагональную кристаллическую с группой симметрии  $P6_3mc$ . Температурная зависимость удельного электрического сопротивления многослойных наноструктур  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}]/[\text{ZnO}]\}_n$  в диапазоне температур 80–280 К подчиняется закону „1/4“, что интерпретируется как прыжковая проводимость моттовского типа по прослойкам ZnO. При этом зависимость удельного электрического сопротивления референтных пленок оксида цинка в указанном диапазоне температур описывается логарифмическим законом  $\rho(T) \propto \ln T$ , что указывает на наличие интерференционных эффектов, а для нанокompозитов реализуется механизм „1/2“, что объясняется в рамках моделей механизма проводимости Эфроса–Шкловского и термически активированного туннелирования. Эффективная плотность электронных состояний многослойных наноструктур  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}]/[\text{ZnO}]\}_n$  нелинейно растет с увеличением толщины прослойки оксида цинка, что связывается с наличием тонкого слоя доокисленного в процессе напыления ZnO на границах раздела композит-ZnO.

**Ключевые слова:** многослойные наноструктуры, электрическое сопротивление, прыжковая проводимость, плотность электронных состояний.

DOI: 10.61011/FTT.2024.11.59331.305

### 1. Введение

В настоящее время сохраняется интерес к исследованию структуры, морфологии и физических свойств гетерогенных нанокompозитов металл-диэлектрик и многослойных структур на их основе [1–3]. Практический интерес к гетерогенным наноструктурам обусловлен тем, что композиты с ферромагнитными гранулами характеризуются наличием гигантского магнитосопротивления [4–6], достигающим величины 8% при комнатной температуре [7], аномальным эффектом Холла [8], высокими значениями магниторефрактивного эффекта [9,10], эффекта Керра [11,12] а также наличием в них мемристорных свойств [13,14]. Помимо этого, наноструктурированный многослойный гетерогенный материал с магнитными включениями должен обладать эффектами магнитной близости и обменного взаимодействия между слоями, что определяется морфологией гетерогенной системы и структурой интерфейса между различными фазами [15,16].

Известно большое количество исследований, посвященных механизмам электропереноса в нанокompозитах.

Электрические свойства наногранулированных композитов радикальным образом зависят от соотношения металлической и диэлектрической фаз в материале. Существуют два принципиально разных режима проводимости в композитах, определяемых объемным соотношением диэлектрической и металлической фаз и, соответственно, структурой материала: металлический режим и неметаллический [17,18].

Неметаллический режим проводимости реализуется в том случае, когда объемная доля металлической фазы в композите меньше порога протекания. Структура такого материала состоит из электрически изолированных друг от друга металлических наногранул, разделенных диэлектрическими прослойками. Диэлектрический режим характеризуется высокими значениями удельного электрического сопротивления, уменьшающийся на несколько порядков при увеличении доли металла в композите до порога протекания. При охлаждении электросопротивление композитов возрастает и в интервале температур 4.2–300 К, изменение  $\rho$  достигает нескольких порядков.

Поскольку металлическая фаза в таких гетерогенных системах отделена прослойками диэлектрической фазы, прыжковый механизм проводимости доминирует в широком диапазоне температур [19–21]. При этом в гранулированных композитах металл-диэлектрик в области низких температур обычно реализуется прыжковый механизм проводимости по локализованным состояниям вблизи уровня Ферми с переменной длиной прыжка по закону „ $1/4^x$ “ Мотта (ПППДП Мотта) [22]. При получении многослойной структуры на основе гранулированного композита металл-диэлектрик с различными прослойками доминирующий механизм может изменяться кардинально. Так, наличие прослойки углерода в многослойной наноструктуре  $[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}/\text{C}]_{47}$ , содержащей 47 бислоев, приводит к тому, что электрическое сопротивление изменяется на прыжковый механизм с законом „ $1/2^x$ “ Эфроса–Шкловского (ПППДП ЭШ), а характеристическая температура линейно зависит от толщины углеродного слоя [23].

Последние исследования влияния толщины полупроводниковой прослойки ZnO на структуру, магнитные, магнитооптические свойства и магнитосопротивление многослойных наноструктур  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}]/[\text{ZnO}]\}_n$  (где  $n$  — число бислоев в пленке), показали усиление магнитооптического эффекта Керра и магнитосопротивления по сравнению с чистым композитом  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}$  [24]. В частности, магнитосопротивление многослойных наноструктур в поле 10 кОе при 300 К достигает 4% при комнатной температуре и 12% при 77 К, что близко к рекордным значениям для нанокompозитов. При этом механизмы электронного транспорта в исследуемых многослойных наноструктурах не обсуждались.

В настоящей работе были изучены электрические свойства многослойных наноструктур  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}]/[\text{ZnO}]\}_n$  с различной толщиной прослоек из оксида цинка.

## 2. Образцы и методика эксперимента

Многослойные наноструктуры  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}]/[\text{ZnO}]\}_n$  получали методом ионно-лучевого распыления в атмосфере аргона чистотой 99.998% с последующим осаждением на подложках, поочередно занимающих позиции осаждения композита и ZnO по методике, описанной в [25–27], при этом держатель подложки вращался вокруг оси напылительной камеры. Перед напылением вакуумная камера откачивалась до предельного давления остаточных газов, равного  $P = 64$  мПа. При напылении слоев композита использовалась составная мишень, изготовленная из металлического сплава  $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$  с равномерно распределенными на ее поверхности тринадцатую пластинами  $\text{SiO}_2$  (см. схему составной мишени в [28]). Такая конфигурация составной мишени подбиралась специально для того, чтобы получить состав композита

$(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}$ , т.е. до порога протекания, с большим содержанием металлической фазы. Для получения прослоек ZnO применялась керамическая мишень оксида цинка. В процессе осаждения между мишенью ZnO и подложкой устанавливался V-образный экран, что позволяло регулировать толщину полупроводниковой прослойки в пределах от 2–4 нм.

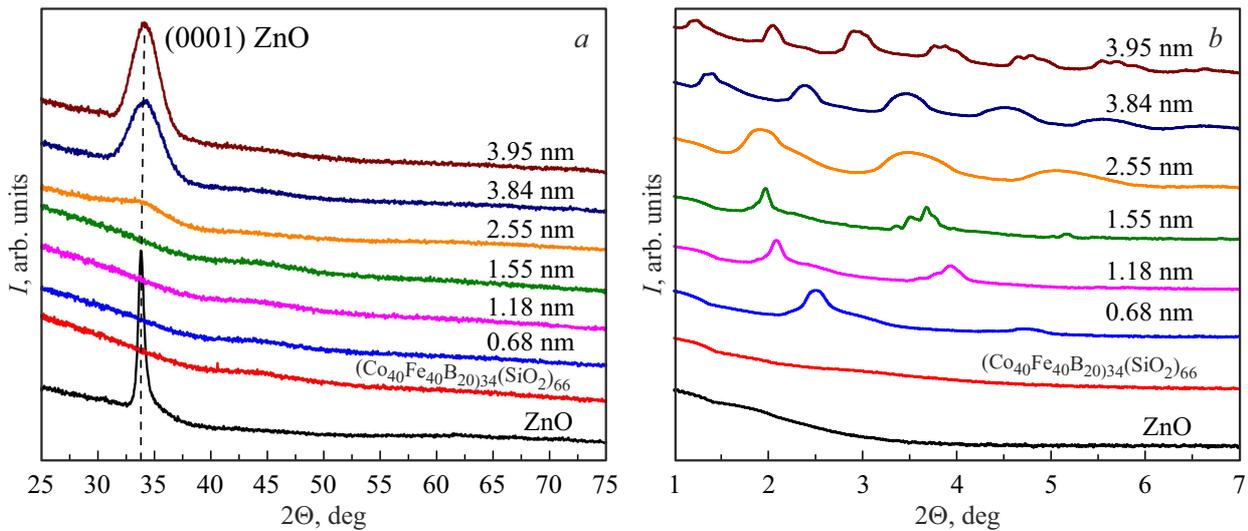
V-образный экран при напылении прослоек композита не использовался, что позволило получить значение толщины композитной прослойки  $\sim 1–1.5$  нм. Количество бислоев  $n$  было равно 50, что определялось компромиссом между длительностью осаждения и толщиной пленки. Таким образом, окончательную формулу полученных многослойных наноструктур можно записать в виде  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}]/[\text{ZnO}]\}_{50}$ .

Для определения оптимальных условий получения многослойных наноструктур с прослойками порядка нескольких нанометров были отдельно синтезированы пленки композита  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}$  и ZnO на „вращающуюся подложку“ с применением V-образного экрана. Значения толщины композита  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}$  и пленок ZnO, измеренные в нескольких точках держателя подложки методом оптической интерферометрии, делились на число оборотов держателя подложки, что давало предварительные значения толщин композита  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}$  и прослоек ZnO, которые ожидалось получить в многослойной наноструктуре. Точные толщины композита и прослоек ZnO в многослойной наноструктуре определялись методами рентгеновской дифракции в области малых углов Брэгга и просвечивающей электронной микроскопии.

В качестве подложек использовались пластины ситалла (СТ-50) для проведения электрических, магнитных, магниторезистивных и магнитооптических измерений, а также монокристаллический кремний с ориентацией (001) для проведения рентгеновских измерений и просвечивающей электронной микроскопии.

Химический состав пленок исследовали с помощью энергодисперсионной рентгеновской приставки Oxford INCA Energy 250 на сканирующем электронном микроскопе JEOL JSM-6380 LV. Структуру изучали методами рентгеновской дифракции на дифрактометре Bruker D2 Phaser ( $\lambda_{\text{CuK}\alpha 1} = 1.54$  Å) с использованием программного обеспечения DIFFRAC.EVA 3.0 с базой данных ICDD PDF Release 2012. Микрофотография поперечного сечения в просвечивающем электронном микроскопе (ПЭМ) и изображения электронной дифракции были получены на микроскопе Hitachi HT7700 при ускоряющем напряжении 100 кВ (источник W). Поперечные срезы толщиной около 40–50 нм были приготовлены с использованием системы сфокусированного ионного пучка (ФИП, Hitachi FB2100). Для защиты пленок от разрушения в процессе приготовления среза образец предварительно покрывали защитной пленкой аморфного германия.

Зависимости удельного электросопротивления измеряли двухзондовым методом на постоянном токе



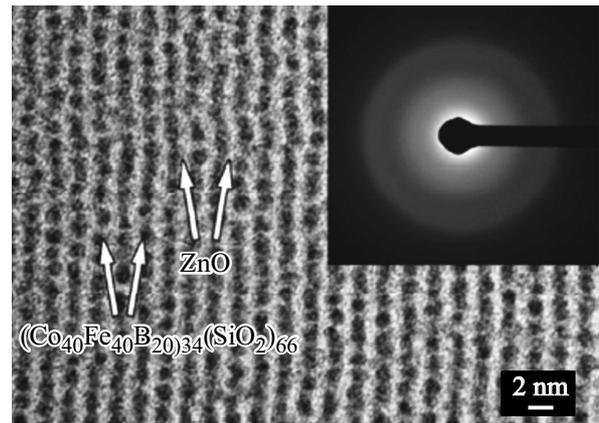
**Рис. 1.** Картины рентгеновской дифракции пленок ZnO, композита  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}$  и многослойных наноструктур  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}]/[\text{ZnO}]\}_{50}$  с различной толщиной прослоек ZnO, измеренные при средних (a) и малых (b) углах Брэгга. Цифрами у кривых показаны толщины прослоек ZnO в составе многослойных наноструктур  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}]/[\text{ZnO}]\}_{50}$ .

с помощью универсального цифрового мультиметра В7–78/1 вдоль плоскости пленки и слоев многослойной структуры.

### 3. Результаты эксперимента и их обсуждение

#### 3.1. Структура пленок $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}]/[\text{ZnO}]\}_{50}$

На рис. 1 представлены картины рентгеновской дифракции от многослойных наноструктур  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}]/[\text{ZnO}]\}_{50}$  с различной толщиной прослоек ZnO, нанокompозита  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}$  и пленки ZnO, полученных осаждением на вращающуюся подложку. Анализ представленных рентгенограмм показал, что композитные прослойки в многослойной структуре, так же, как и референтного композита  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}$ , имеют аморфную структуру, а прослойки ZnO имеют гексагональную кристаллическую структуру с группой симметрии  $P63mc$  (рис. 1, a) [29]. Следует отметить, что дифракционная картина пленки ZnO характеризуется наличием узкого дифракционного максимума при  $2\theta \approx 34^\circ$  (рис. 1, a), который можно классифицировать как пик (0001) гексагональной ячейки ZnO. Увеличение толщины прослоек ZnO в многослойной структуре  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}]/[\text{ZnO}]\}_{50}$  приводит к увеличению интенсивности дифракционного максимума ZnO (0001), однако его ширина существенно больше, чем наблюдаемая для чистого ZnO. Наличие только одного максимума отражения обусловлено сильной текстурой. При этом при малых толщинах

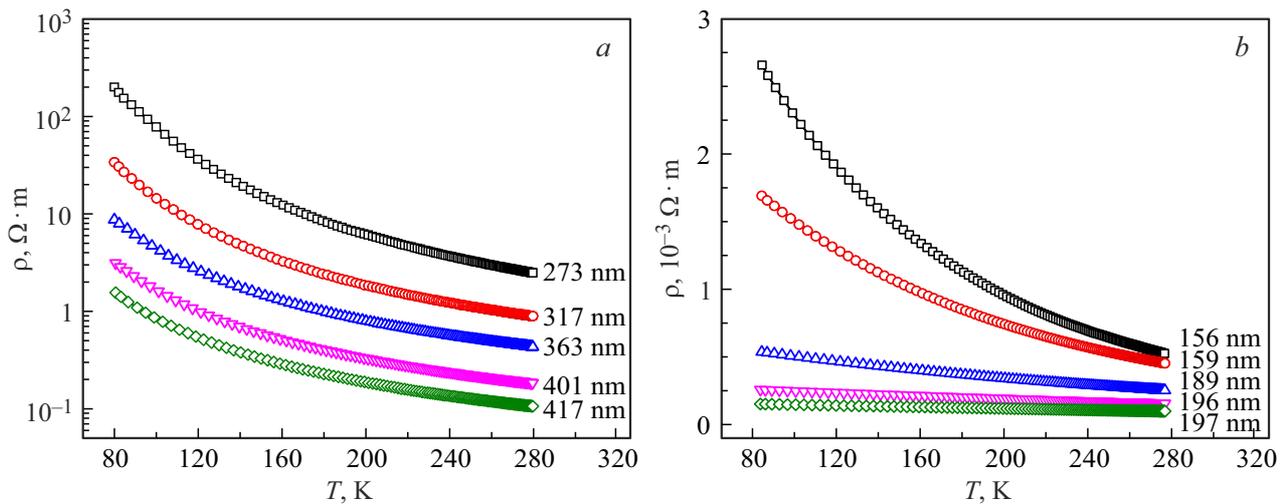


**Рис. 2.** Микроизображение поперечного сечения многослойной структуры  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}]/[\text{ZnO}]\}_{50}$ , полученное с помощью ПЭМ (на вставке представлена дифракционная картина исследуемой пленки).

прослоек кристаллическая структура ZnO, по-видимому, не формируется.

Рентгеновская дифракция в области малых углов Брэгга ( $2\theta = 1-7^\circ$ ) выявила наличие дифракционных максимумов во всех исследованных многослойных наноструктурах  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}]/[\text{ZnO}]\}_{50}$  (рис. 1, b), что можно интерпретировать как наличие многослойной структуры.

Дифракционные исследования с использованием просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) подтвердили аморфную структуру составляющих слоев пленки при малой толщине прослойки ZnO (вставка на рис. 2), а микрофотографии поперечного сечения системы  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}]/[\text{ZnO}]\}_{50}$  — образо-



**Рис. 3.** Температурные зависимости удельного электрического сопротивления пленок композита  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}$  (a) и ZnO (b) разной толщины (указаны рядом с кривыми).

вание композитных прослоек  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}$  и многослойной структуры (рис. 2), при этом толщина прослоек в исследуемом образце  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}$  составила 1.1 nm, а для ZnO — 1.2 nm.

### 3.2. Электрические свойства многослойных наноструктур $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}]/[\text{ZnO}]\}_{50}$

#### 3.2.1. Температурные зависимости электрической проводимости референтных пленок композита $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}$ и ZnO

На рис. 3 представлены температурные зависимости удельного электрического сопротивления в интервале температур 80–280 K пленок композита  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}$  (a) и оксида цинка ZnO (b), полученных на „вращающуюся подложку“ за 100 циклов осаждения при прохождении подложки в зоне распыления мишени. Увеличение толщины пленки сопровождается снижением величины удельного электрического сопротивления во всем исследованном интервале температур как для композита  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}$ , так и для ZnO.

Как для композита  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}$  (рис. 3, a), так и для пленок оксида цинка (рис. 3, b) различной толщины наблюдается уменьшение удельного электрического сопротивления с ростом температуры, при этом температурный коэффициент сопротивления как для пленок композита, так и для ZnO с уменьшением толщины увеличивается. Наблюдаемые закономерности могут быть связаны как с влиянием поверхностных состояний, так и/или доокислением пленок за время прохождения подложек вне зоны осаждения.

Анализ полученных зависимостей удельного электрического сопротивления композита

$(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}$  проводился в соответствии с уравнением:

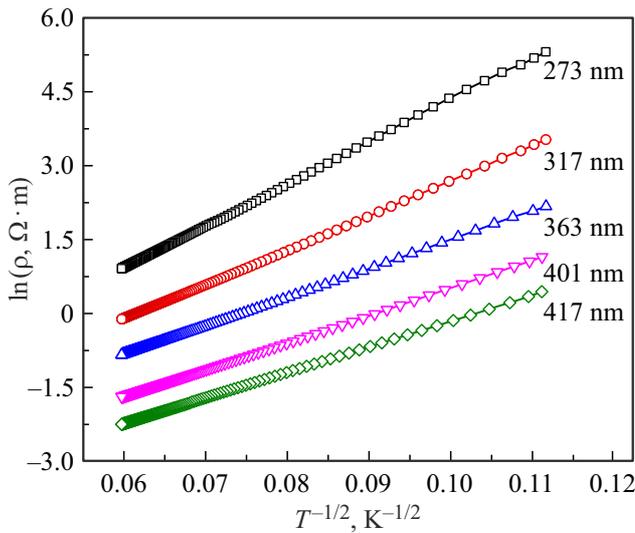
$$\rho(T) = \rho_0(T) \exp[(T_0/T)]^p, \quad (1)$$

где  $\rho_0(T)$  — предэкспоненциальный множитель, зависящий от температуры  $T$ ,  $T_0$  — характеристическая температура,  $p = 1$  для механизма проводимости по ближайшим соседям [30],  $p = 1/4$  для прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка (ПППДП) моттовского типа (ПППДП Мотта) [31] и  $p = 1/2$  в случае ПППДП типа Эфроса–Шкловского (ПППДП ЭШ) [32]. Анализ экспериментальных результатов удельного электрического сопротивления проводили путем линеаризации экспериментальных зависимостей в соответствующих координатах в предположении, что предэкспоненциальный множитель  $\rho_0(T)$  в формуле (1) слабо или почти не зависит от температуры. Из рис. 4 видно, что в интервале температур 80–280 K температурные зависимости удельного электрического сопротивления спрямляются в координатах  $\ln \rho \propto f(T^{-1/2})$ . Такая зависимость может быть объяснена в рамках моделей термоактивированного туннелирования электронов, предложенной в работах Шенга и Абельеса [33] или механизма прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка типа Эфроса–Шкловского.

Отметим, что при ПППДП типа Эфроса–Шкловского характеристическая температура определяется выражением:

$$T_{0\text{SE}} = \frac{C_1 e^2}{4\pi \epsilon_0 \epsilon a k_B}, \quad (2)$$

где  $C_1 = 2.8$ ,  $e$  — заряд электрона,  $\epsilon_0$  — электрическая постоянная,  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость среды,  $a$  — радиус локализации волновой функции,  $k_B$  — постоянная Больцмана.



**Рис. 4.** Температурные зависимости удельного электрического сопротивления, представленные в координатах  $\ln \rho \propto f(T^{-1/2})$  для пленок композита  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}$  разной толщины (указаны рядом с кривыми).

Зная характеристическую температуру Эфроса–Шкловского  $T_{0ES}$  из выражения (2), можно оценить радиус локализации волновой функции  $a$ :

$$a = \frac{C_1 e^2}{4\pi \epsilon_0 \epsilon k_B T_{0SE}}. \quad (3)$$

Для оценки  $a$  воспользуемся значением диэлектрической проницаемостью  $\epsilon = 4$ , приводимой для оксида кремния согласно данным [34]. Полученные значения радиуса локализации волновой функции приведены в таблице.

Подставляя полученные значения  $a$  можно оценить значения средней длины  $R_{ES}$  и энергии прыжка  $W_{ES}$  по формулам [30]:

$$R_{SE} = \frac{1}{4} a \left( \frac{T_{0SE}}{T} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

$$W_{SE} = \frac{1}{2} k_B T \left( \frac{T_{0SE}}{T} \right)^{1/2}. \quad (5)$$

Предполагая, что кулоновская щель является „мягкой“, т.е. плотность состояний обращается в нуль только в одной точке, получим оценки ширины кулоновской щели, которую можно приблизительно считать равной удвоенной энергией прыжка (таблица). Полученные значения ширины кулоновской щели находятся в согласии со значениями, полученными для соединения  $\text{LaMnO}_{3+\delta}$  в работе [35].

Несмотря на реалистичные оценки параметров ПППДП типа Эфроса–Шкловского для пленок композита  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}$ , эта модель не позволяет

Параметры моделей ПППДП типа Эфроса–Шкловского, рассчитанные из экспериментальных зависимостей при  $T = 100 \text{ K}$  и модели термоактивированного туннелирования Шенга–Абелеса

| Толщина пленки, nm | $T_{0ES}$ , K | $a$ , nm | $R_{ES}$ , nm | $W_{ES}$ , meV | $\Delta$ , meV | $C$ , meV |
|--------------------|---------------|----------|---------------|----------------|----------------|-----------|
| 273                | 7197.9        | 1.3      | 2.8           | 36.6           | 73.2           | 155       |
| 317                | 4780.8        | 1.9      | 3.4           | 29.8           | 59.6           | 103       |
| 363                | 3317.9        | 2.8      | 4.05          | 24.8           | 49.6           | 71        |
| 401                | 2957.3        | 3.2      | 4.3           | 23.4           | 46.8           | 64        |
| 417                | 2680.8        | 3.5      | 4.5           | 22.3           | 44.6           | 58        |

объяснить возникновения гигантского магнитосопротивления как в композите, так и в многослойных наноструктурах  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}]/[\text{ZnO}]\}_{50}$  [24]. Поэтому проведем оценку параметров модели Шенга и Абелеса для полученных нами результатов.

В модели термоактивированного туннелирования предполагается, что перенос заряда осуществляется за счет туннелирования электронов непосредственно из одной гранулы в другую через диэлектрические барьеры точно так же, как это происходит при туннелировании через тонкую диэлектрическую прослойку между металлическими слоями. Несмотря на то, что механизм электропереноса является туннелирование, принять участие в этом процессе могут только лишь электроны, термически активированные выше барьера, обусловленного кулоновским взаимодействием (явление кулоновской блокады). В таком режиме зависимости удельного электрического сопротивления нанокompозитов от температуры должны описываться формулой:

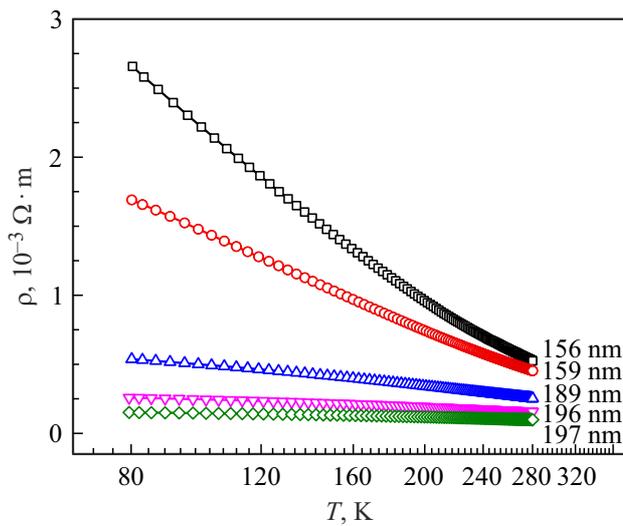
$$\rho = \rho_0 \left( \exp \left( 2\sqrt{C/k_B T} \right) \right), \quad (6)$$

где

$$C = (4\pi/h)(2mU)^{1/2} s E_C,$$

— энергия активации процесса туннелирования,  $h$  — постоянная Планка,  $m$  — эффективная масса электрона,  $U$  — эффективная высота барьера,  $s$  — ширина барьера, равная кратчайшему расстоянию между границами гранул,  $E_C$  — кулоновская энергия. Тогда, энергия активации процесса туннелирования  $C$  может быть определена по углу наклона зависимостей  $\ln \rho \propto f(T^{-1/2})$ . Оценки величины  $C$  приведены в таблице. Численные значения  $C$  находятся в согласии с приведенными в литературе для композитов  $\text{Ni-SiO}_2$ ,  $\text{Au-Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{W-Al}_2\text{O}_3$  и  $\text{Pt-SiO}_2$  значениями, для которых величина  $C$  находится в интервале 0.004–0.3 eV [36].

Таким образом, однозначно утверждать, какой именно механизм электропереноса, приводящий к линейной зависимости  $\ln \rho \propto f(T^{-1/2})$ , реализуется в нашем случае не представляется возможным.



**Рис. 5.** Температурные зависимости удельного электрического сопротивления, представленные в координатах  $\rho \propto f(\ln T)$  для пленок ZnO разной толщины (указаны рядом с кривыми).

Анализ зависимостей удельного электрического сопротивления пленок ZnO разной толщины (рис. 3, *b*) на соответствии механизмам электропроводности, описываемыми формулой (1) не дал положительного результата, однако удовлетворительную линеаризацию можно получить если перестроить полученные зависимости в координатах  $\rho \propto f(\ln T)$  (рис. 5). В этом случае отрицательный температурный коэффициент удельного электрического сопротивления может быть связан с наличием слабой локализации носителей заряда, когда уменьшение удельного электрического сопротивления связывают с квантовой интерференцией волновых функций невзаимодействующих электронов и возрастанием роли межэлектронного взаимодействия [37].

### 3.2.2. Температурные зависимости электрической проводимости многослойных наноструктур $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}]/[\text{ZnO}]\}_{50}$

Температурные зависимости удельного электрического сопротивления многослойных наноструктур  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}]/[\text{ZnO}]\}_{50}$ , с различной толщиной прослоек ZnO представлена на рис. 6, *a*.

Для установления доминирующих механизмов электропереноса исследованных пленок температурные зависимости удельного электрического сопротивления были перестроены в координатах  $\ln \rho \propto f(T^{-n})$ , где  $n$  принимали значения 1/4, 1/2, 1,  $\ln \rho \propto f(\ln T)$ . Анализ полученных результатов показал, что в исследованном температурном интервале удельное электрическое сопротивление аппроксимируется прямой линией в координатах  $\ln \rho \propto f(T^{-1/4})$  (рис. 6, *b*), что указывает на возможность реализации ПППДП моттовского типа по локализованным состояниям, лежащим в узкой полосе энергий вблизи уровня Ферми [31].

Если интерпретировать выполнение „закона 1/4“ как проявление ПППДП Мотта, тогда выражение для проводимости имеет следующий вид [31]:

$$\sigma = e^2 R_M^2 \nu_{ph} g(E_F) \exp\left(-\frac{T_{0M}}{T}\right)^{1/4}, \quad (7)$$

где

$$T_{0M} = \frac{C_2}{k_B g(E_F) a^3} \quad (8)$$

где  $C_2 = 21$ ,  $e$  — заряд электрона,  $R_M$  — расстояние прыжка,  $\nu_{ph}$  — фактор спектра фононов взаимодействия,  $T$  — абсолютная температура,  $g(E_F)$  — плотность состояний на уровне Ферми,  $a$  — радиус локализации волновой функции электрона,  $k_B$  — постоянная Больцмана.

Из рис. 6, *b* были определены значения величин  $T_{0M}$  для исследованных составов пленок. Зная  $T_{0M}$ , и предполагая, что процесс переноса носителей заряда лимитируется прыжками между металлическими гранулами  $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ , для оценки плотности локализованных состояний принимаем радиус локализации равным среднему размеру гранулы в композите ( $\sim 1.5$  nm), что соответствует толщине прослойки композита в многослойной наноструктуре.

Проведем также оценку средней длины прыжка, которая для случая моттовской проводимости должна быть равна

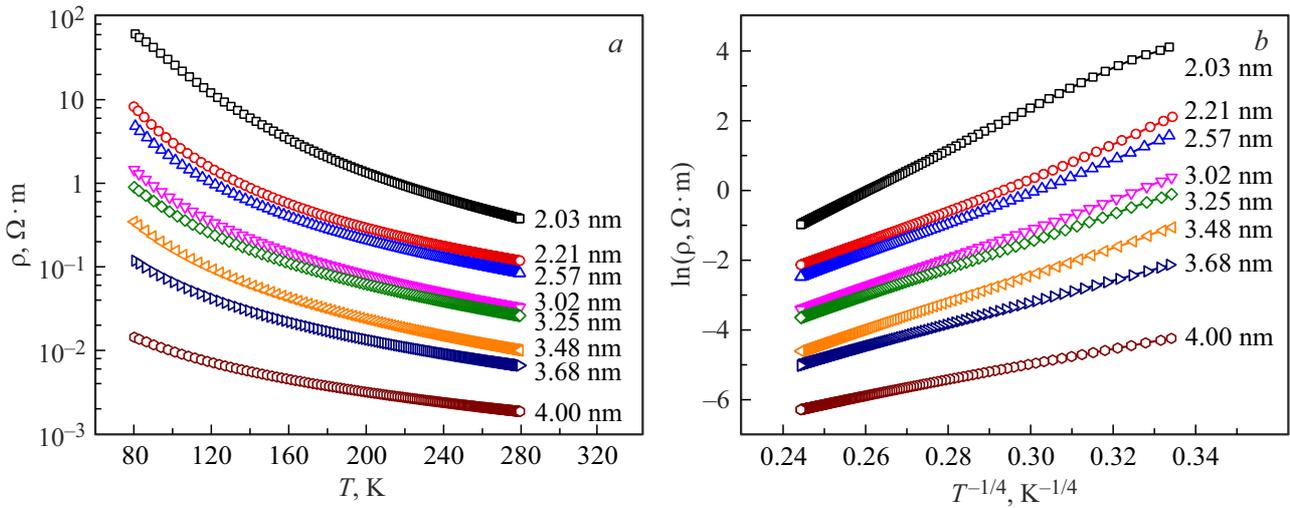
$$R_M = \frac{3}{8} a \left(\frac{T_{0M}}{T}\right)^{1/4} \quad (9)$$

и энергии прыжка носителей заряда при температуре 100 K по формуле

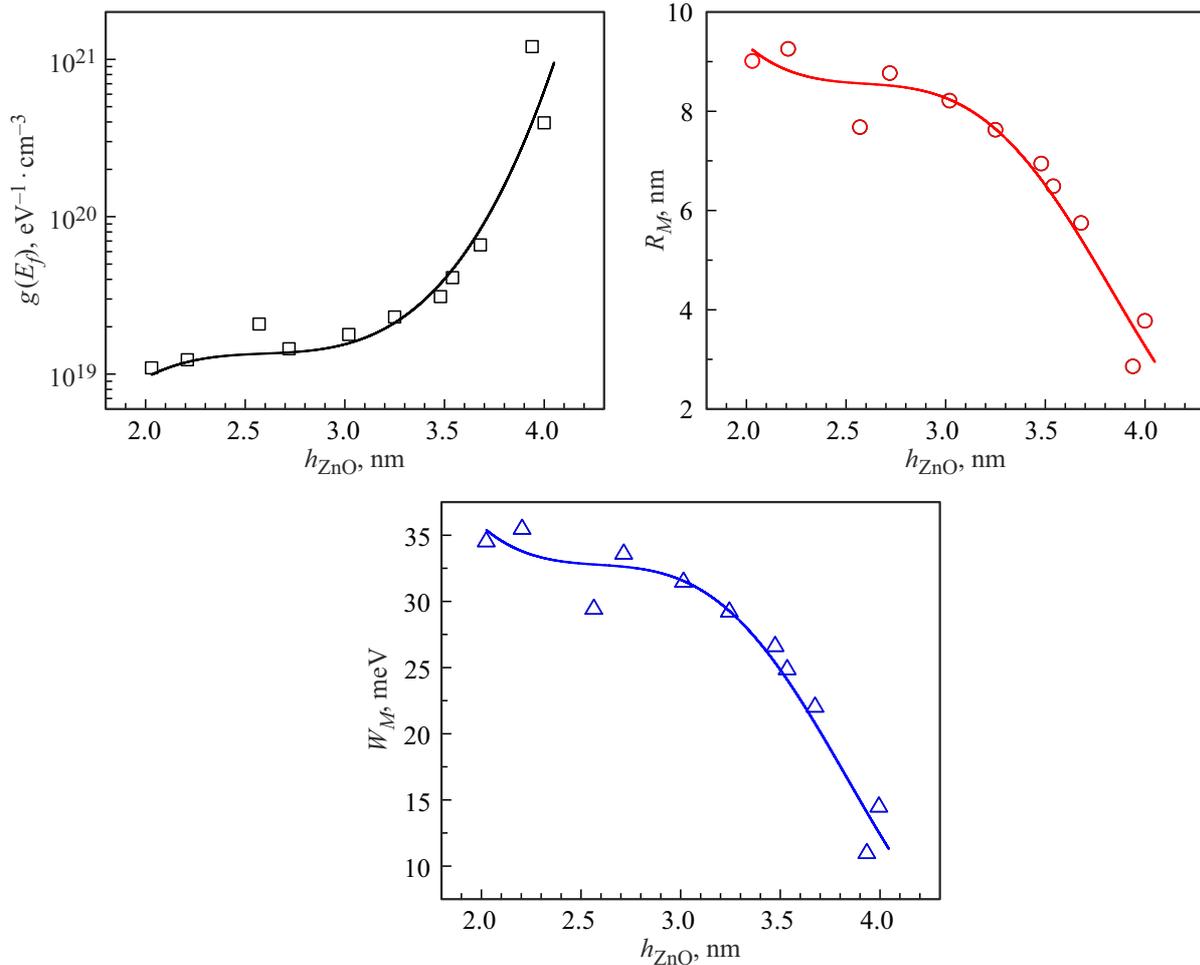
$$W_M = \frac{1}{4} k_B T \left(\frac{T_{0M}}{T}\right)^{1/4}. \quad (10)$$

Оценки плотности состояний, средней длины и энергии прыжка, проведенные в соответствии с формулами (8)–(10) представлены на рис. 7.

Как видно из рис. 7 энергия и средняя длина прыжка носителей заряда с увеличением толщины прослойки оксида цинка ZnO снижаются, а плотность электронных состояний нелинейно увеличивается. Следует отметить, что ПППДП Мотта не был обнаружен в референтных пленках композита  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}$  и ZnO. Указанные выше особенности электропереноса в многослойных наноструктурах  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}]/[\text{ZnO}]\}_{50}$ , можно объяснить, если предположить, что проводимость осуществляется главным образом прослойками ZnO. Как известно, главным источником локализованных состояний в оксидных полупроводниках и диэлектриках, полученных методами напыления в вакууме, являются вакансии по кислороду. В то же время, учитывая особенности методики синтеза исследуемых многослойных структур, следует признать, что при перемещении подложкодержателя от одной



**Рис. 6.** Температурные зависимости удельного электрического сопротивления, представленные в координатах  $\rho \propto f(T)$  (a) и  $\ln \rho \propto f(T^{-1/4})$  (b), многослойных наноструктур  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}]/[\text{ZnO}]\}_{50}$  с различной толщиной прослоек (указаны рядом с кривыми).



**Рис. 7.** Параметры, рассчитанные согласно моделям прыжковой проводимости от толщины прослойки оксида цинка.

позиции осаждения (например, ZnO) к другой (композит) происходит поверхностное окисление свеженапыленного слоя кислородом остаточных газов. Поскольку коэффициент диффузии кислорода в оксиде кремния, составляющем матрицу композита  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}$ , значительно меньше, чем в ZnO [38], то кислород остаточных газов проникает главным образом в ZnO.

При малых толщинах ZnO прослойки могут окисляться на всю толщину, причем чем тоньше прослойка, тем больше кислорода она содержит, а, следовательно, плотность состояний в таких прослойках ниже и слабо зависит от толщины. При больших толщинах прослойки ZnO окислен лишь приповерхностный слой прослойки, а „неокисленный“ слой содержит максимальное для данных условий получения количество вакансий по кислороду. С дальнейшим ростом толщины прослоек ZnO толщина „доокисленного“ слоя практически не изменяется, а „неокисленного“ — растет, что приводит к электропереносу по „неокисленной“ области прослоек ZnO и приводит к резкому увеличению эффективной плотности состояний.

Таким образом, приведенные на рис. 7 оценки плотности локализованных состояний являются усредненными по каналу электропереноса в прослойках ZnO, а нарушение условий квантовой интерференции волновых функций, наблюдаемой для референтных пленок ZnO (рис. 5), может быть следствием дополнительного окисления или размерного эффекта в силу малых толщин прослоек. Следует отметить, что нельзя также отрицать наличие электропереноса по прослойкам композита  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}$ , и механизма, связанного с ними, что также может приводить к нелинейной зависимости плотности локализованных состояний от толщины прослойки ZnO.

#### 4. Заключение

Методом ионно-лучевого распыления двух мишеней (составной  $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$  с навесками  $\text{SiO}_2$  и керамической ZnO) синтезированы многослойные наноструктуры  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}]/[\text{ZnO}]\}_n$ , (где  $n$  — число бислоев в пленке). Исследованы структура и электрические свойства синтезированных пленок для толщин полупроводниковой прослойки ZnO, изменявшейся от 2 до 4 нм. Установлено, что композитные слои синтезированных пленок имеют аморфную структуру, а полупроводниковые прослойки ZnO имеют гексагональную кристаллическую структуру с группой симметрии  $P63mc$ . Показано, что температурная зависимость удельного электрического сопротивления прослоек оксида цинка, синтезированных на вращающуюся подложку в диапазоне 80–280 К описывается логарифмическим законом  $\rho(T) \propto \ln T$ , а для нанокompозитов  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}$ , полученных на вращающуюся подложку законом „ $1/2$ “.

Для многослойных пленок  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}]/[\text{ZnO}]\}_n$  температурная зависимость удельного электрического сопротивления в диапазоне температур

80–280 К подчиняется закону „ $1/4$ “, характерному для ПППДП Мотта по локализованным состояниям вблизи уровня Ферми. Установлено, что плотность электронных состояний на уровне Ферми нелинейно растет с увеличением толщины полупроводниковой прослойки ZnO.

#### Благодарности

Авторы выражают благодарность Центру коллективного пользования ФИЦ КИЦ СО РАН (г. Красноярск) за проведение электронно-микроскопических исследований образцов.

#### Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 24-29-20099).

#### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

#### Список литературы

- [1] E.P. Domashevskaya, S.A. Ivkov, A.V. Sitnikov, O.V. Stogney, A.T. Kozakov, A.V. Nikolsky, K.A. Barkov, N.S. Builov. *J. Alloys Compd.* **870**, 159398 (2021). DOI: 10.1016/j.jallcom.2021.159398
- [2] S.A. Ivkov, K.A. Barkov, E.P. Domashevskaya, E.A. Ganshina, D.L. Goloshchapov, S.V. Ryabtsev, A.V. Sitnikov, P.V. Seredin. *Appl. Sci.* **13**, 5, 2992 (2023). DOI: 10.3390/app13052992
- [3] E.N. Sheftel, V.A. Tedzhetov, E.V. Harin, G.Sh. Usmanova. *Thin Solid Films* **748**, 139146 (2022). DOI: 10.1016/j.tsf.2022.139146
- [4] Z. Guo, S. Park, H.T. Hahn, S. Wei, M. Moldovan, A.B. Karki, D.P. Young. *Appl. Phys. Lett.* **90**, 053111 (2007). DOI: 10.1063/1.2435897
- [5] Е.З. Мейлихов, Б. Раке, Х. Раото. *ЖЭТФ* **119**, 5, 937 (2001). [E.Z. Meilikhov, B. Raquet, H. Rakoto. *J. Exp. Theor. Phys.* **92**, 5, 816 (2001). DOI: 10.1134/1.1378173]
- [6] J.V. Kasiuk, J.A. Fedotova, T.N. Koltunowicz, P. Zukowski, A.M. Saad, J. Przewoznik, Cz. Kapusta, J. Zukowski, I.A. Svito. *J. Alloys Compd.* **586** (1), S432 (2014). DOI: 10.1016/j.jallcom.2012.09.058
- [7] H. Fujimori, S. Mitani, S. Ohnuma. *Mater. Sci. Eng. B* **31**, 219 (1995). DOI: 10.1016/0921-5107(94)08032-1
- [8] H. Meier, M.Y. Kharitonov, K.B. Efetov. *Phys. Rev. B* **80**, 045122 (2009). DOI: 10.1103/PhysRevB.80.045122
- [9] A.B. Granovskii, E.A. Gan'shina, A.N. Yurasov, Yu.V. Boriskina, S.G. Yerokhin, A.B. Khanikaev, M. Inoue, A.P. Vinogradov, Yu.P. Sukhorukov. *J. Commun. Technol. Electron.* **52**, 1065 (2007). DOI: 10.1134/S1064226907090185
- [10] А.Б. Грановский, И.В. Быков, Е.А. Ганьшина, В.С. Гушин, М. Инуе, Ю.Е. Калинин, А.А. Козлов, А.Н. Юрасов. *ЖЭТФ* **123**, 6, 1256 (2003). [A.B. Granovsky, I.V. Bykov, E.A. Gan'shina, V.S. Gushchin, M. Inoue, Yu.E. Kalinin, A.A. Kozlov, A.N. Yurasov. *J. Exp. Theor. Phys.* **96**, 6, 1104 (2003). DOI: 10.1134/1.1591221]

- [11] В.Е. Буравцова, Е.А. Ганьшина, О.С. Иванова, Ю.Е. Калинин, С.А. Киров, С. Пхонгхирун, А.В. Ситников, Изв. РАН. Сер. Физическая **71**, *11*, 1583 (2007). [V.E. Buravtsova, E.A. Gan'shina, O.S. Ivanova, Yu.E. Kalinin, S.A. Kirov, S. Pkhongkhirun, A.V. Sitnikov. Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **71**, 1539 (2007). DOI: 10.3103/S1062873807110184]
- [12] E.A. Gan'shina, V. Buravtsova, A. Novikov, Y. Kalinin, A.V. Sitnikov. Solid State Phenom. **190**, 361 (2012). DOI: 10.4028/www.scientific.net/SSP.190.361
- [13] А.В. Ситников, И.В. Бабкина, Ю.Е. Калинин, А.Е. Никонов, М.Н. Копытин, К.Э. Никируй, К.Ю. Черноглазов, С.Н. Николаев, А.Л. Васильев, А.В. Емельянов, В.А. Демиц, В.В. Рыльков. Наноиндустрия **13**, *s5-3(102)*, 687 (2020). DOI: 10.22184/1993-8578.2020.13.5s.687.696
- [14] A.I. Iliasov, A.N. Matsukatova, A.V. Emelyanov, P.S. Slepov, K.E. Nikiruy, V.V. Rylkov. Nanoscale Horiz. **9**, 2, 238 (2024). DOI: 10.1039/d3nh00421j
- [15] S.V. Komogortsev, E.A. Denisova, R.S. Iskhakov, A.D. Balaev, L.A. Chekanova, Yu.E. Kalinin, A.V. Sitnikov. J. Appl. Phys. **113**, 17C105 (2013). DOI: 10.1063/1.4794361
- [16] С.Н. Николаев, К.Ю. Черноглазов, А.В. Емельянов, А.В. Ситников, А.Н. Талденков, Т.Д. Пацаев, А.Л. Васильев, Е.А. Ганьшина, В.А. Демин, Н.С. Аверкиев, А.Б. Грановский, В.В. Рыльков, Письма в ЖЭТФ, **118**, *1*, 46 (2023). DOI: 10.31857/S1234567823130104 [S.N. Nikolaev, K.Yu. Chernoglazov, A.V. Emelyanov, A.V. Sitnikov, A.N. Taldenkov, T.D. Patsaev, A.L. Vasiliev, E.A. Gan'shina, V.A. Demin, N.S. Averkiev, A.B. Granovsky, V.V. Rylkov. JETP Lett **118**, *1*, 58 (2023). DOI: 10.1134/S0021364023601550]
- [17] I.S. Beloborodov, A.V. Lopatin, V.M. Vinokur. Phys. Rev. B **72**, 125121 (2005). DOI: 10.1103/PhysRevB.72.125121
- [18] В.В. Рыльков, А.В. Емельянов, С.Н. Николаев, К.Э. Никируй, А.В. Ситников, Е.А. Фадеев, В.А. Демин, А.Б. Грановский. ЖЭТФ **158**, *1*, 164 (2020). DOI: 10.31857/S0044451020070159 [V.V. Rylkov, A.V. Emelyanov, S.N. Nikolaev, K.E. Nikiruy, A.V. Sitnikov, E.A. Fadeev, V.A. Demin, A.B. Granovsky. JETP **131**, *1*, 160 (2020). DOI: 10.1134/S1063776120070109]
- [19] Ю.Е. Калинин, А.Н. Ремизов, А.В. Ситников. ФТТ **46**, *11*, 2076 (2004). [Yu.E. Kalinin, A.N. Remizov, A.V. Sitnikov. Phys. Solid State **46**, *11*, 2146 (2004). DOI: 10.1134/1.1825563]
- [20] Ю.Е. Калинин, А.М. Кудрин, М.Н. Пискарева, А.В. Ситников, А.К. Звездин. Персп. Материалы **3**, 41 (2007).
- [21] А.В. Ситников, В.А. Макагонов, Ю.Е. Калинин, С.Б. Кушев, В.А. Фошин. ЖТФ **93**, *11*, 1663 (2023). DOI: 10.61011/JTF.2023.11.56499.137-23 [A.V. Sitnikov, V.A. Makagonov, Yu.E. Kalinin, S.B. Kushchev, V.A. Foshin. Tech. Phys. **69**, 6, 1813 (2024). DOI: 10.1134/S1063784224060458]
- [22] С.А. Гриднев, Ю.Е. Калинин, А.В. Ситников, О.В. Стогней. Нелинейные явления в нано- и микрогетерогенных системах. БИНОМ. Лаборатория знаний, М. (2012). 352 с.
- [23] О.В. Геращенко, В.А. Уклеев, Е.А. Дядькина, А.В. Ситников, Ю.Е. Калинин. ФТТ **59**, *1*, 157 (2017). DOI: 10.21883/FIT.2017.01.43967.200 [O.V. Gerashchenko, V.A. Ukleev, E.A. Dyad'kina, A.V. Sitnikov, Yu.E. Kalinin. Phys. Solid State **59**, *1*, 164 (2017). DOI: 10.1134/S1063783417010073]
- [24] Y.E. Kalinin, A.V. Sitnikov, V.A. Makagonov, V.A. Foshin, M.N. Volochaev, I.M. Pripechenkov, N.N. Perova, E.A. Gan'shina, V.V. Rylkov, A.B. Granovsky. J. Magn. Magn. Mater. **604**, 172287 (2024). DOI: 10.1016/j.jmmm.2024.172287
- [25] О.В. Дунец, Ю.Е. Калинин, М.А. Каширин, А.В. Ситников. ЖТФ **83**, *9*, 114 (2013). [O.V. Dunets, Yu.E. Kalinin, M.A. Kashirin, A.V. Sitnikov. Tech. Phys. **58**, *9*, 1352 (2013). DOI: 10.1134/S1063784213090132]
- [26] M.N. Martyshov, A.V. Emelyanov, V.A. Demin, K.E. Nikiruy, A.A. Minnekhanov, S.N. Nikolaev, A.N. Taldenkov, A.V. Ovcharov, M.Yu. Presnyakov, A.V. Sitnikov, A.L. Vasiliev, P.A. Forsh, A.B. Granovsky, P.K. Kashkarov, M.V. Kovalchuk, V.V. Rylkov. Phys. Rev. Appl. **14**, *3*, 034016 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.14.034016
- [27] V.V. Rylkov, V.A. Demin, A.V. Emelyanov, A.V. Sitnikov, Yu.E. Kalinin, V.V. Tugushev, A.B. Granovsky. Phys. Rev. B **95**, 144402 (2017). DOI: 10.1016/B978-0-12-813594-5.00013-8
- [28] V.V. Rylkov, V.A. Demin, A.V. Emelyanov, A.V. Sitnikov, Yu.E. Kalinin, V.V. Tugushev, A.B. Granovsky. In: V. Domracheva, M. Capoli, E. Rentschler (Eds.), Novel Magnetic Nanostructures: Unique Properties and Applications, Elsevier, Amsterdam (2018), pp. 426–463. DOI: 10.1016/B978-0-12-813594-5.00013-8
- [29] A. Ashour, M.A. Kaid, N.Z. El-Sayed, A.A. Ibrahim. Appl. Surf. Sci. **252**, *22*, 7844 (2006). DOI: 10.1016/j.apsusc.2005.09.048
- [30] В.Ф. Гантмахер. Электроны в неупорядоченных средах. Физматлит, М. (2006). 232 с.
- [31] Н. Мотт, Э. Дэвис. Электронные процессы в некристаллических веществах: в 2 т. Мир, М. (1982). 658 с.
- [32] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. Электронные свойства легированных полупроводников. Наука, М. (1979). 416 с.
- [33] P. Sheng, B. Abeles, Y. Arie. Phys. Rev. Lett. **31**, *1*, 44 (1973). DOI: 10.1103/PhysRevLett.31.44
- [34] O. Madelung, U. Rössler, M. Schulz. Landolt-Börnstein: Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology — New Series (LANDOLT 3, vol. 41D). Non-Tetrahedrally Bonded Binary Compounds II. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg (2000). XVIII, 535 p. DOI: 10.1007/b71139
- [35] В.С. Захвалинский, R. Laiho, К.Г. Лисунов, E. Lahderanta, П.А. Петренко, Ю.П. Степанов, В.Н. Стамов, М.Л. Шубников, А.В. Хохулин. ФТТ **49**, *5*, 870 (2007). [V.S. Zakhvalinskiĭ, R. Laiho, K.G. Lisunov, E. Lähderanta, P.A. Petrenko, Yu.P. Stepanov, V.N. Stamov, M.L. Shubnikov, A.V. Khokhulin. Phys. Solid State **49**, *5*, 918 (2007). DOI: 10.1134/S1063783407050198]
- [36] B. Abeles, P. Sheng, M.D. Coutts, Y. Arie. Adv. Phys. **24**, *3*, 407 (1975). DOI: 10.1080/00018737500101431
- [37] Т.А. Полянская, Ю.В. Шмарцев. ФТП **23**, *1*, 3 (1989).
- [38] Г.В. Самсонов, А.Л. Борисова, Т.Г. Жидкова. Физико-химические свойства окислов. М.: Металлургия, (1978). 472 с.

Редактор Ю.Э. Кумаев