

# МАГНИТНАЯ И ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРЫ Gd-ЛЕГИРОВАННОГО ТОПОЛОГИЧЕСКОГО ИЗОЛЯТОРА $\text{Bi}_{1.09}\text{Gd}_{0.06}\text{Sb}_{0.85}\text{Te}_3$

С. О. Фильнов<sup>a\*</sup>, Ю. А. Сурнин<sup>a</sup>, А. В. Королёва<sup>a</sup>, И. И. Климовских<sup>a</sup>,  
Д. А. Естлюнин<sup>a</sup>, А. Ю. Варыжалов<sup>b</sup>, К. А. Бокай<sup>a</sup>, К. А. Кох<sup>a,c,d</sup>,  
О. Е. Терещенко<sup>a,c,e</sup>, В. А. Голяшов<sup>a,c,e</sup>, Е. В. Шевченко<sup>a</sup>, А. М. Шикин<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Санкт-Петербургский государственный университет  
198504, Санкт-Петербург, Россия

<sup>b</sup> Helmholtz-Zentrum Berlin für Materialien und Energie, Elektronenspeicherring BESSY II  
D-12489, Berlin, Germany

<sup>c</sup> Новосибирский государственный университет  
630090, Новосибирск, Россия

<sup>d</sup> Институт геологии и минералогии им. В. С. Соболева Сибирского отделения Российской академии наук  
630090, Новосибирск, Россия

<sup>e</sup> Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук  
630090, Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 5 февраля 2019 г.,  
после переработки 25 марта 2019 г.  
Принята к публикации 9 апреля 2019 г.

Реализация квантового аномального эффекта Холла и наблюдение фермионов Майораны усиливают интерес к исследованию магнетизма в топологических изоляторах. В данной работе электронная и магнитная структуры топологического изолятора  $\text{Bi}_{1.09}\text{Gd}_{0.06}\text{Sb}_{0.85}\text{Te}_3$ , легированного гадолинием, были систематически изучены с помощью фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением, резонансной фотоэмиссионной спектроскопии и СКВИД-магнитометрии. Экспериментально обнаружены резонансные особенности, связанные с плотностью состояний атомов гадолиния вблизи уровня Ферми. Исследование магнитной структуры показало наличие антиферромагнитного порядка в объеме при низких температурах, а также наличие петли гистерезиса при повышенных температурах. Обсуждаются возможный механизм магнетизма и его связь с наблюдаемыми особенностями электронной структуры.

DOI: 10.1134/S0044451019090116

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Топологическими изоляторами (ТИ) являются материалы, обладающие объемной запрещенной зоной и расположенными в ней проводящими поверхностными состояниями с линейной дисперсией  $E(k_{\parallel})$ , образующими конус Дирака. Такие состояния образуются за счет сильного спин-орбитального взаимодействия и обладают свойствами топологической защищенности, симметрией обращения вре-

мени (СОВ) и хеликоидальной спиновой структурой [1–4]. Это и препятствует их разрушению даже в присутствии внешнего электрического поля [5, 6], немагнитных примесей [7, 8] или после формирования тонкой пленки на поверхности [9, 10]. Кроме того, топологические поверхностные состояния могут быть стабильными даже после отжига [11] и дегградации поверхности [12]. Наиболее известные ТИ на данный момент представляют собой двойные или тройные соединения на основе Bi (Sb) и Te (Se) [13–16].

Важный аспект в понимании свойств ТИ основан на изменении их электронной структуры при на-

\* E-mail: sfilnov@gmail.com

рушении СОВ. Например, это может быть сделано легированием примесей магнитных металлов. Магнитное поле нарушает СОВ, снимая вырождение Крамерса между состояниями с противоположными спиновыми ориентациями, что может приводить к открытию локальной запрещенной зоны в точке Дирака [17]. Последующее исследование ТИ, легированных магнитными примесями, дало возможность реализовать ферромагнитный порядок [18–21]. Такое поведение приводит к возможности экспериментального наблюдения квантового аномального эффекта Холла (КАЭХ) [22–25] и топологической сверхпроводимости [26].

Важнейшим условием, необходимым для осуществления перехода в режим КАЭХ, является наличие магнитной щели в точке Дирака. Таким образом, в настоящее время многие научные работы посвящены изучению магнитных систем на основе ТИ с точки зрения их магнитных свойств и изменений в электронной структуре. Поскольку исследование электронной структуры является универсальным инструментом для получения информации о типе носителей и характере обменного взаимодействия, его можно напрямую использовать для объяснения природы магнитных характеристик твердых тел.

Особое внимание уделяется созданию и комплексному изучению ТИ, легированных редкоземельными (РЗ) металлами, [27–29]. Идея легирования РЗ-металлами основана на их исключительных свойствах. Во-первых магнитный момент большинства РЗ-металлов намного больше, чем у переходных металлов, поэтому ожидается, что магнитные свойства будут более выраженными [30, 31]. Во-вторых, РЗ-элементы имеют большой атомный номер и обладают сильным спин-орбитальным взаимодействием, а это лежит в основе появления топологических состояний. Наконец, большинство РЗ-металлов изовалентны к висмуту и сурьме [32], что приводит к отсутствию эффектов электронного легирования в халькогенидах Bi и Sb, что упрощает относительный анализ таких образцов.

Гадолиний выделяется среди РЗ-металлов, он обладает самой высокой температурой Кюри — 293 К [33]. Ранее исследования сообщали об успешном антиферромагнитном легировании  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  выше критической концентрации легирования [34, 35]. В других случаях, легированный гадолинием  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  демонстрировал парамагнетизм вплоть до 2 К даже в магнитоупорядоченном типе системы —  $\text{GdBiTe}_3$  [36]. Тем не менее решающим недостатком таких образцов на основе теллурида висмута является уда-

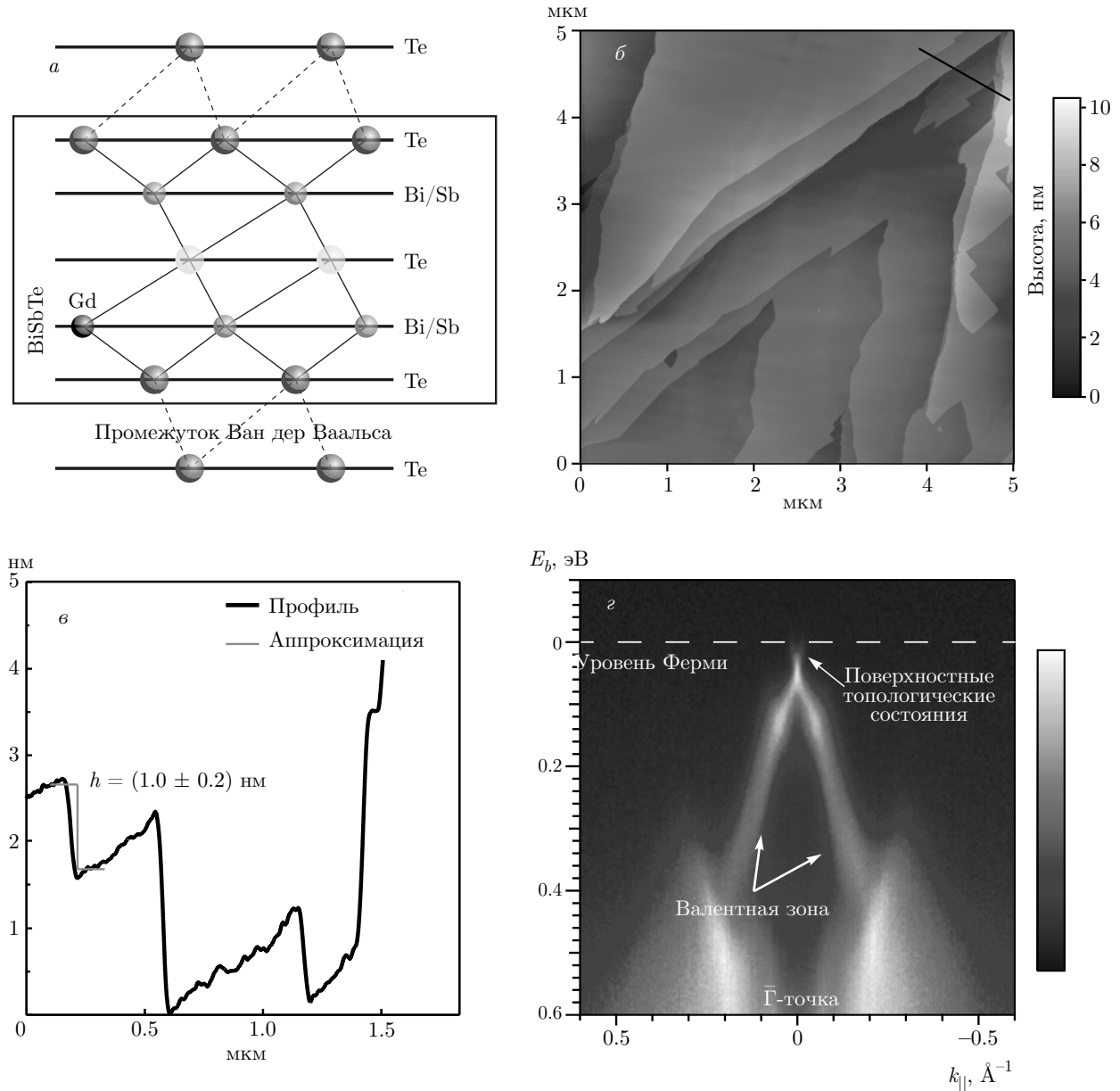
ленность точки Дирака от уровня Ферми, что делает невозможным применение локальной запрещенной зоны в точке Дирака. Более того, если уровень Ферми расположен вдали от точки Дирака, то влияние примесей может оказаться экранированным при достаточно низких температурах [37]. Расчеты зонной структуры  $(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_2\text{Te}_3$  свидетельствуют о том, что, изменяя соотношение между Sb и Bi, можно контролировать положение уровня Ферми относительно точки Дирака. Следовательно, точку Дирака можно вывести на уровень Ферми, подбирая относительную концентрацию Bi и Sb [14]. Как показано в работе [38], оптимальное соотношение приблизительно равно единице.

Электронная и спиновая структуры ТИ, легированных РЗ-металлами, действительно является довольно интригующей и многообещающей темой. В последнее время появились теоретические работы, посвященные антиферромагнитным ТИ и формулирующие проблему нового типа топологической фазы. Несколько работ было посвящено изучению магнитных свойств таких систем [34, 35]. Однако механизм магнетизма и его влияние на электронную структуру до сих пор не известны [39, 40].

Основной целью данной работы были изучение электронной и магнитной структур ТИ, легированного гадолинием,  $\text{Bi}_{1.09}\text{Gd}_{0.06}\text{Sb}_{0.85}\text{Te}_3$ , анализ особенностей электронной структуры топологических поверхностных состояний и возможного механизма магнетизма.

## 2. МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Легированные гадолинием образцы со стехиометрией  $\text{Bi}_{1.09}\text{Gd}_{0.06}\text{Sb}_{0.85}\text{Te}_3$  были синтезированы с использованием модифицированного вертикального метода Бриджмена [41]. Влияние магнитных примесей на электронные состояния конуса Дирака было изучено с помощью фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением (ФЭСУР) и резонансной фотоэмиссионной спектроскопии (РезФЭС). Данные ФЭСУР и РезФЭС были получены на линии излучения UE-112 установки синхротронного излучения BESSY-II в Берлине, Германия. Измерения проводились вблизи  $\bar{\Gamma}$ -точки проекции зоны Бриллюэна на поверхность (0001) при энергиях фотонов 18, 28, 54, 136–160 эВ. Спектры фотоэмиссии были получены при температуре 55 К с поверхностей образцов, приготовленных методом скола в сверхвысоком вакууме. Базовое давление во время экспериментов было лучше,



**Рис. 1.** (В цвете онлайн) *а*) Структура одного из пятислойных блоков, из которых состоит образец, в направлении (0001). Гадолиний преимущественно замещает висмут или сурьму. *б*) АФМ-изображение поверхности  $\text{Bi}_{1.09}\text{Gd}_{0.06}\text{Sb}_{0.85}\text{Te}_3$ . *в*) Соответствующий профиль (черная кривая) вдоль черной линии, показанной на рис. 1б, с аппроксимацией (красная линия) наименьшей по величине ступеньки. Перед измерениями образец был сколот, для получения чистой поверхности. *г*) Дисперсия зонной структуры образца  $\text{Bi}_{1.09}\text{Gd}_{0.06}\text{Sb}_{0.85}\text{Te}_3$ , измеренная около  $\bar{\Gamma}$ -точки при энергии фотонов  $h\nu = 28$  эВ

чем  $1 \cdot 10^{-10}$  мбар. Исследование магнитных свойств образца проводилось в ресурсном центре «Центр диагностики функциональных материалов для медицины, фармакологии и нанoeлектроники» Научного парка СПбГУ с использованием сверхпроводящего квантового интерферометра (СКВИД) с гелиевым криостатом производства

Quantum Design. Измерения проводились в режиме «DC» по температуре и магнитному полю. Приложенное магнитное поле было перпендикулярно поверхности образца (0001). Измерения с помощью атомно-силовой микроскопии (АСМ) проводились при комнатной температуре в «Лаборатории электронной и спиновой структуры наносистем»

на оборудовании NT-MDT с предварительным скалыванием для получения чистой поверхности.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Исследуемый образец  $\text{Bi}_{1.09}\text{Gd}_{0.06}\text{Sb}_{0.85}\text{Te}_3$  представляет собой слоистую структуру, состоящую из пятислойных блоков, разделенных промежутком Ван дер Ваальса. На рис. 1а представлена структура одного такого блока в перпендикулярном к поверхности образца направлении. Структура поверхности была исследована методом АСМ. Представленное на рис. 1б изображение указывает на однородную слоистую структуру, состоящую из ступеней разной высоты, полученных в результате скола. На рис. 1в показан профиль сечения поверхности вдоль черной линии, указывающий на наличие ступеней высотой 1 нм, что коррелирует со значениями толщины для чистых ТИ с аналогичными стехиометриями и показывает высокое качество выращенного образца [42].

#### 3.1. Электронная структура

Исследование электронной структуры проводилось в несколько этапов. Во-первых, была исследована дисперсия электронных состояний вблизи точки  $\bar{\Gamma}$  для определения положения и особенностей поверхностных состояний. На рис. 1г показана дисперсионная картина для образца  $\text{Bi}_{1.09}\text{Gd}_{0.06}\text{Sb}_{0.85}\text{Te}_3$ , измеренная методом ФЭСУР. На этом изображении видны валентная зона, нижняя часть конуса Дирака и часть верхнего конуса, пересекающего уровень Ферми. На рис. 2а демонстрируется это же ФЭСУР-изображение, увеличенное вблизи точки Дирака. Топологические состояния хорошо видны и описываются почти линейной дисперсией. Однако нижняя часть конуса Дирака, образованная топологическими поверхностными состояниями, перекрывается объемными состояниями валентной зоны. Точка Дирака отстоит на 0.04 эВ от уровня Ферми ввиду того, что относительная концентрация висмута и сурьмы близка к единице.

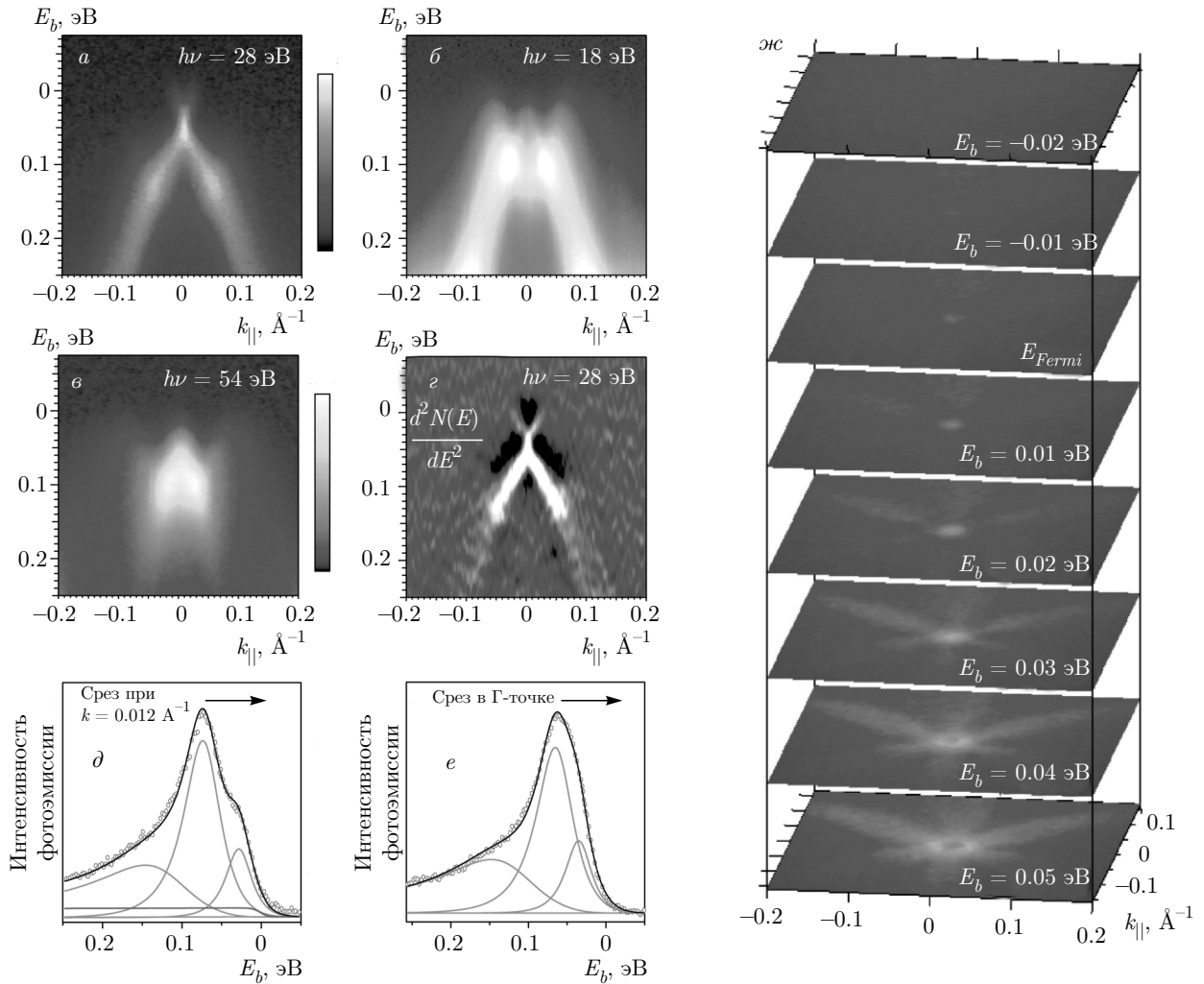
На рис. 2б,в показаны ФЭСУР-изображения, измеренные в той же области, но с использованием разных энергий фотонов. Как видно из представленных данных, валентная зона изменяется с изменением энергии фотонов, в то время как форма нижней части конуса Дирака остается неизменной, что указывает на поверхностный характер данных состояний. Изменение формы и интенсивности состояний валентной зоны обусловлено наличием дисперсии по

$k_z$  и различием матричных элементов перехода в конечное состояние.

Для анализа магнитного влияния атомов Gd на электронную структуру поверхностных состояний были проанализированы срезы по энергии вдоль направлений  $k_{||} = 0.012 \text{ \AA}^{-1}$  и в точке Дирака. Результаты разложения показаны на рис. 2д,е. С учетом конечных углового и энергетического разрешений анализатора энергии разложение можно представить как сумму трех пиков. Компонента с наибольшей энергией связи соответствует валентной зоне. Два других пика ответственны за верхнюю и нижнюю части конуса Дирака. Анализ выявил возможность существования локальной запрещенной зоны шириной около 30 мэВ.

Стоит отметить, что такой результат можно интерпретировать по-разному. Во-первых, наличие запрещенной зоны действительно может быть вызвано магнитными примесями. Во-вторых, возможно искусственное уширение формы линии в  $\bar{\Gamma}$ -точке из-за ненулевого углового захвата анализатора. Влияние эффекта конечного углового захвата энергоанализатора на определение запрещенной зоны в точке Дирака было проанализировано в работе [43]. Полученная величина запрещенной зоны зависит от параметров подбора пиков. Таким образом, данный анализ скорее показывает возможность существования щели, но не исключает ее артефактного характера. Чтобы понять поведение валентных состояний вблизи уровня Ферми, на рис. 2ж представлена карта интенсивности валентных состояний при разных энергиях связи. Валентные состояния имеют звездчатую форму из-за симметрии образца типа  $R\bar{3}m$  и исчезают при приближении к уровню Ферми.

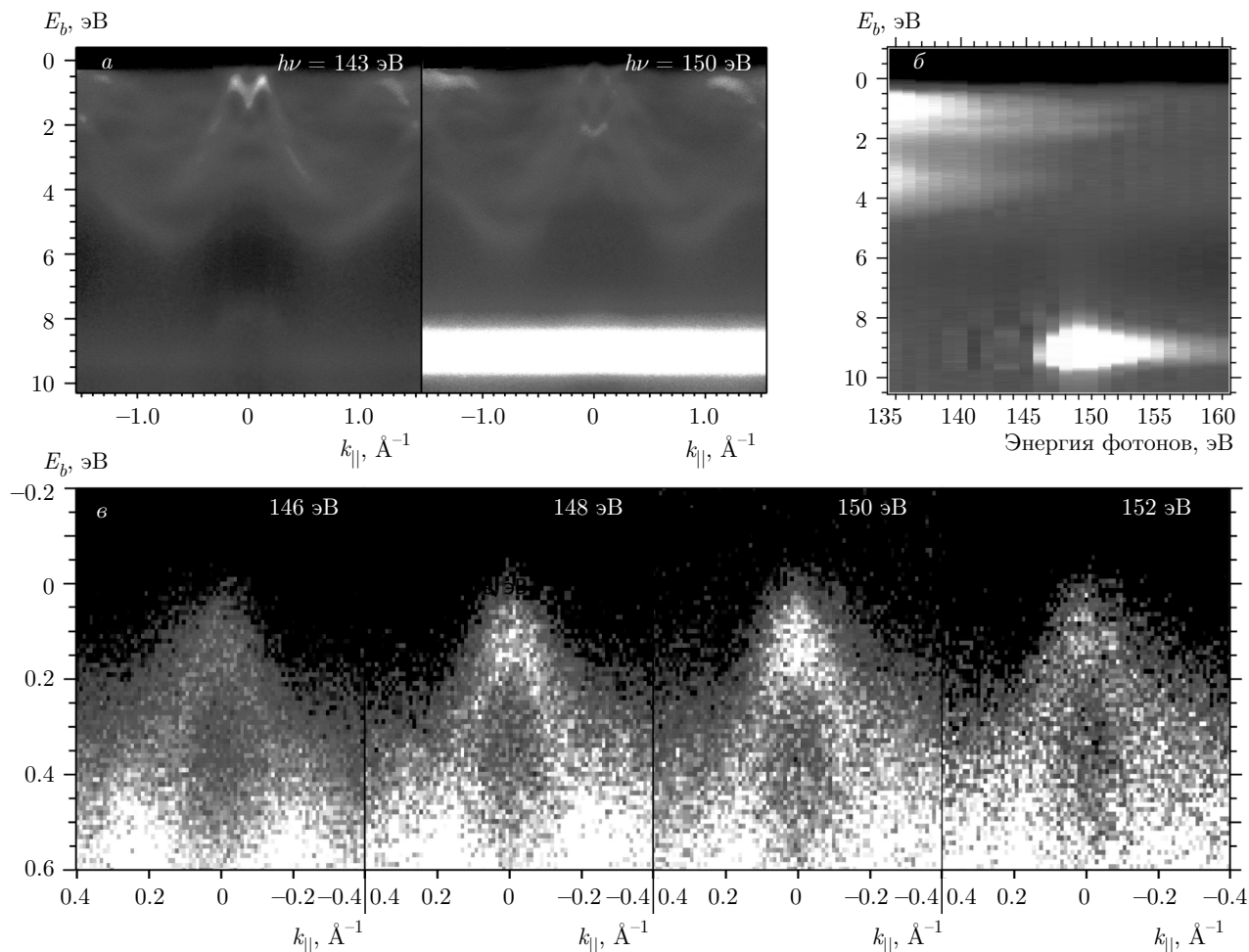
Мы также исследовали влияние атомов гадолиния на электронную структуру образца и провели РезФЭС-измерения при энергиях фотонов от 135 до 160 эВ, соответствующих резонансному краю поглощения гадолиния, расположенному вблизи 150 эВ. На рис. 3а показаны ФЭСУР-изображения для энергий фотонов в резонансе и вне резонанса. Валентная зона видна от 6 эВ до уровня Ферми. Ввиду небольшой площади и малой интенсивности поверхностных состояний конус Дирака не виден. Для наглядности на рис. 3б представлен сравнительный набор срезов по энергии, просуммированный по углу, для диапазона энергий от 135 до 160 эВ. Видно, что 4f-состояния гадолиния расположены в области около 9 эВ относительно уровня Ферми и имеют максимальную интенсивность при энергии фотозбудения около 149 эВ.



**Рис. 2.** (В цвете онлайн) *a*) Дисперсия зонной структуры  $\text{Bi}_{1.09}\text{Gd}_{0.06}\text{Sb}_{0.85}\text{Te}_3$  вблизи точки Дирака. *б, в*) Зонная структура, измеренная вблизи  $\bar{\Gamma}$ -точки при энергиях фотонов  $h\nu = 18$  эВ (*б*), 54 эВ (*в*). *г*) Вторая производная от интенсивности по энергии для ФЭСУР-изображения, показанного на рис. 2*а*. *д, е*) Разложение среза по энергии в направлении  $k_{||} = 0.012 \text{ \AA}^{-1}$  (*д*) и в  $\bar{\Gamma}$ -точке для ФЭСУР-изображения, представленного на рис. 2*а*. *ж*)  $k_{||}$ -карта распределения интенсивности в обратном пространстве вблизи  $\bar{\Gamma}$ -точки, измеренная при энергии фотонов  $h\nu = 28$  эВ и представленная в виде срезов вдоль постоянной энергии связи. Все измерения были сделаны при температуре 55 К

Резонанс остоного  $4f$ -уровня Gd был хорошо изучен в работах [44–46]. Мы также можем предположить аналогичное поведение в случае, если в качестве допанта используется гадолиний. Более того, мы представляем вниманию зависимость распределения интенсивности вблизи конуса Дирака от энергии фотоэмиссии вблизи резонанса Gd. На рис. 3*б* показано распределение интенсивности ФЭСУР-изображения в области конуса Дирака для энергий фотонов в резонансе и вне резонанса. Это явление может быть результатом существования примесных состояний Gd при энергиях свя-

зи в окрестности точки Дирака. Индуцированные примесями состояния ранее наблюдались для таких примесей как ванадий и марганец [39, 40]. Мы также можем заключить, что аналогичное поведение существует и в случае Gd-легированного ТИ. Данный эффект является важным для исследования и анализа локальной запрещенной зоны. Увеличение интенсивности вблизи точки Дирака позволяет сделать вывод о взаимодействии электронных состояний атомов гадолиния и конуса Дирака. Следовательно, магнитный порядок на поверхности может осуществляться посредством топологических



**Рис. 3.** (В цвете онлайн) *a*) Зонная дисперсия образца  $\text{Bi}_{1.09}\text{Gd}_{0.06}\text{Sb}_{0.85}\text{Te}_3$ , измеренная вблизи  $\bar{\Gamma}$ -точки при энергиях фотовозбуждения  $h\nu = 143, 150$  эВ. *б*) Сравнительный набор срезов по энергии для диапазона фотовозбуждения от 135 до 160 эВ. *в*) Зависимости распределения интенсивности вблизи точки Дирака от энергии фотовозбуждения вблизи резонанса гадолиния

поверхностных состояний и сильно отличаться от объемного магнетизма.

### 3.2. Магнитные и транспортные измерения

На рис. 4*a* показаны зависимости намагниченности в зависимости от приложенного магнитного поля ( $\mathbf{B} \parallel \mathbf{c}$ ), измеренные для образца  $\text{Bi}_{1.09}\text{Gd}_{0.06}\text{Sb}_{0.85}\text{Te}_3$  при помощи СКВИД-магнитометра при разных температурах. Зависимость, измеренная при температуре 2 К, демонстрирует хорошо известную S-подобную характеристику для парамагнетика или антиферромагнетика [29, 34, 36] с постепенным насыщением, достигаемым при 20 кЭ (2 Тл). Особое внимание следует обратить на зависимость от магнитного поля, полученную при

100 К (рис. 4*б*). Она имеет петлю гистерезиса, что указывает на ферромагнитную природу образца при заданной температуре. Однако на температурной зависимости ферромагнитные особенности не проявляются. Такое поведение может быть объяснено наличием ферромагнитного порядка на поверхности образца при его отсутствии в объеме (см. обсуждение в разд. 4). Возможность наблюдения сигнала только из приповерхностного слоя была продемонстрирована в работе [47]. Температурная зависимость магнитной восприимчивости в приложенном поле порядка 1 Тл представлена на рис. 5*a*. Аппроксимация зависимости проведена по закону Кюри–Вейсса ( $\chi = C/(T - \Theta)$ , где  $C$  — зависящая от материала постоянная Кюри, а  $\Theta$  — температура Вейсса). Аппроксимация показывает отрицательную температуру Вейсса ( $\Theta = -8.3$  К), которая

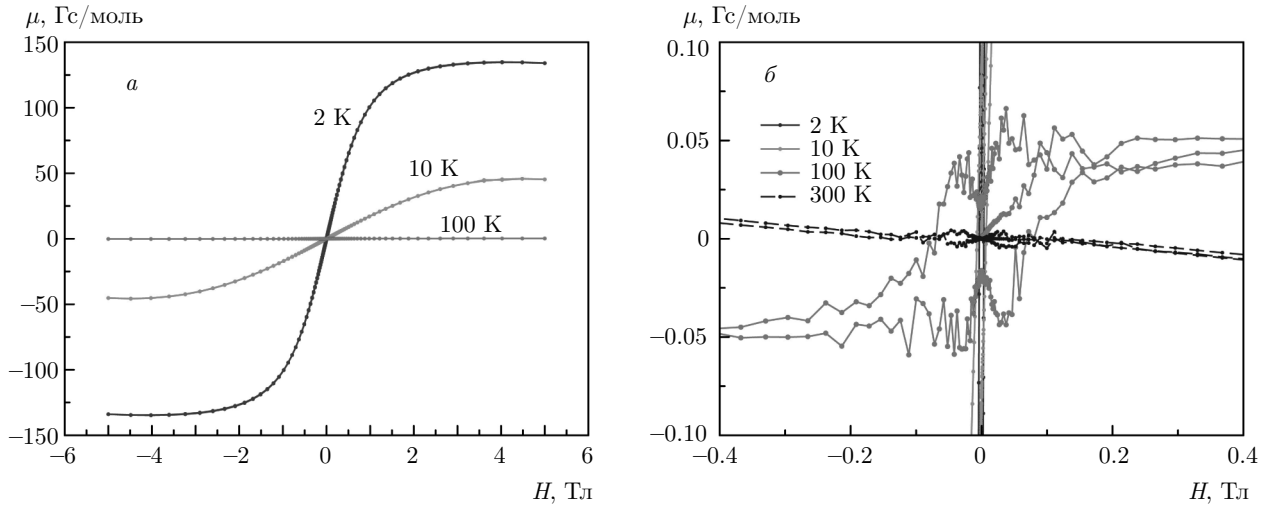


Рис. 4. (В цвете онлайн) а) Зависимости эффективного намагничивания образца  $\text{Bi}_{1.09}\text{Gd}_{0.06}\text{Sb}_{0.85}\text{Te}_3$  от магнитного поля при разных температурах. б) Приближенная зависимость, представленная на рис. 4а

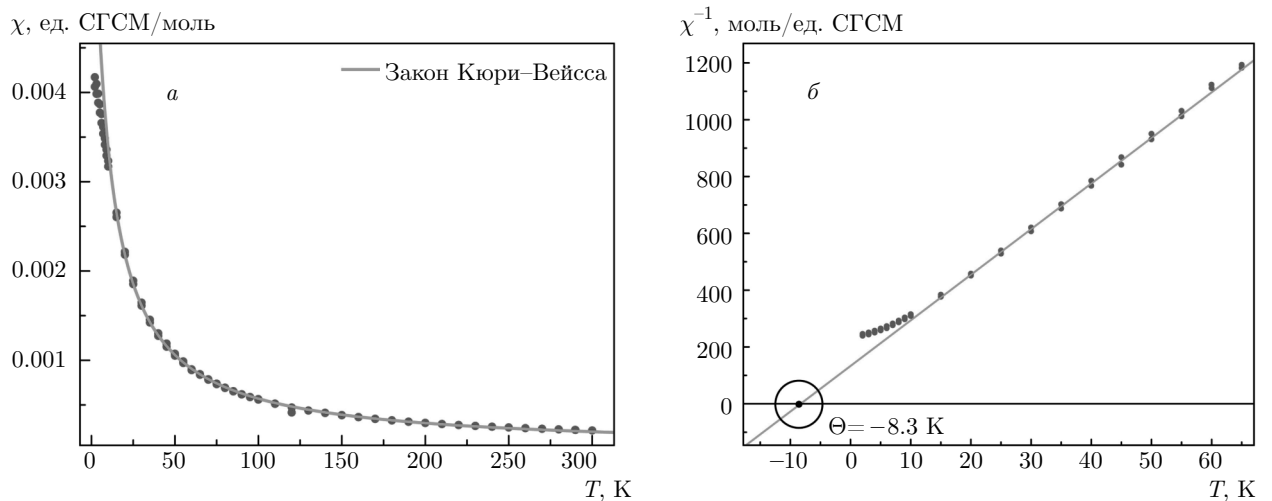


Рис. 5. (В цвете онлайн) а) Прямая (а) и обратная (б) температурные зависимости магнитной восприимчивости образца

указывает на антиферромагнитный порядок при низких температурах.

Подобное поведение наблюдалось для других ТИ, легированных РЗ-металлами [34, 48]. Кроме того, два важных подгоночных параметра, которые связаны с эффективным магнитным моментом  $C$  и температурой Вейсса  $\Theta$ , можно рассчитать по линейным графикам  $1/\chi$  в диапазоне высоких температур (рис. 5б). Из этого анализа был найден эффективный магнитный момент  $\mu_{eff} = 8.1\mu_B$  на атом Gd. Такие значения  $\mu_{eff}$  близки к теоретическому значению  $8.0\mu_B$ , ожидаемому для свободных ионов  $\text{Gd}^{3+}$  [48]. Эти результаты показывают, что атомы

Gd эффективно замещают атомы Bi или Sb в кристаллической ячейке.

Дополнительные измерения транспортных характеристик представлены на рис. 6. Образец  $\text{Bi}_{1.09}\text{Gd}_{0.06}\text{Sb}_{0.85}\text{Te}_3$  демонстрирует полупроводниковое поведение, небольшой скачок электросопротивления наблюдается при  $T < 130 \text{ K}$ . Удельное сопротивление уменьшается при температуре в области около 100 K, что коррелирует с нашими предположениями о наличии магнитного перехода в окрестности этой температурной точки. Уровень Ферми расположен в объемной запрещенной зоне, и электроны, принадлежащие топологическим

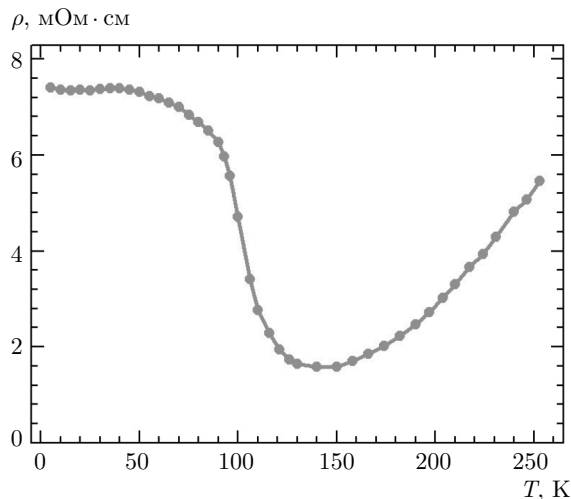


Рис. 6. (В цвете онлайн) Температурная зависимость удельного сопротивления образца  $\text{Bi}_{1.09}\text{Gd}_{0.06}\text{Sb}_{0.85}\text{Te}_3$

поверхностным состояниям, вносят наибольший вклад в проводимость вплоть до температуры около 100 К. Дальнейшее повышение температуры приводит к резкому снижению сопротивления образца, что говорит о том, что валентные электроны начинают играть главную роль в проводимости. Такое поведение удельного сопротивления связано с температурным уширением состояний валентной зоны, расположенной вблизи уровня Ферми. Подобное поведение транспортных характеристик наблюдалось для чистого ТИ со стехиометрией  $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.4}\text{Se}_{0.6}$  [49].

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Опираясь на полученные результаты, можно предположить, что ТИ  $\text{Bi}_{1.09}\text{Gd}_{0.06}\text{Sb}_{0.85}\text{Te}_3$  обладает сложными магнитными и электронными свойствами из-за его уникальной электронной структуры. Дисперсионные соотношения вблизи уровня Ферми, измеренные при различных энергиях фотонов, демонстрируют различие в типах носителей заряда на поверхности и в объеме образца из-за наличия топологических поверхностных состояний, пересекающих уровень Ферми и объемную валентную зону, расположенную вблизи уровня Ферми. Намагниченность как функция температуры демонстрирует антиферромагнитный порядок при низкой температуре, что согласуется с другими работами в области ТИ, легированных гадолинием. Кроме того, мы показали возможное существование ферромагнитного порядка при более высоких температурах,

что указывает на необычное поведение магнитной структуры образца. Поскольку топологические поверхностные состояния пересекают уровень Ферми, они могут участвовать в косвенном обмене между ионами гадолиния, указывая на РККИ-подобный механизм поверхностного магнетизма [50].

Сценарий упорядочения ферромагнитной поверхности может быть хорошим объяснением петли гистерезиса, наблюдаемой в области температур около 100 К. Ранее было теоретически обосновано [51], а затем экспериментально подтверждено [52, 53], что температура Кюри для объема трехмерного топологического изолятора может отличаться от поверхностной. Мы можем предположить аналогичное поведение магнитного порядка из-за наличия топологических поверхностных состояний на поверхности образца. С одной стороны, образец представляет собой объемный антиферромагнетик с температурой перехода 8.3 К. В предположении того, что уровень Ферми находится внутри объемной запрещенной зоны, возможный механизм магнитного упорядочения — обменный магнетизм Ван-Флека [54]. С другой стороны, из-за наличия топологических поверхностных состояний магнитный порядок, сформированный на поверхности, может отличаться от объемного.

Таким образом, когда объемный антиферромагнетизм подавлен, на поверхности может образовываться магнитный порядок, передаваемый между ионами гадолиния  $\text{Gd}^{3+}$  через поверхностные состояния. При высоких температурах (более 100 К), как можно заключить из транспортных измерений, в проводимости участвуют не только электроны, принадлежащие конусу Дирака, но и электроны из валентной зоны, что влияет на обменное взаимодействие типа РККИ ввиду зависимости от волнового вектора электронов на уровне Ферми. Следовательно, поверхностный ферромагнетизм снова подавляется, и мы не видим петли гистерезиса при более высоких температурах. Более того, наши РезФЭС-данные указывают на наличие гибридизации примесных состояний гадолиния с состояниями конуса Дирака вблизи уровня Ферми, что существенно для обменного РККИ-взаимодействия, необходимого для нашей модели поверхностного магнетизма.

Таким образом, полученные результаты позволяют предсказать возможность наблюдения квантового аномального эффекта Холла в исследуемом образце при повышенных (до 100 К) температурах. Однако наше объяснение полученных результатов основано на нескольких предположениях и носит спекулятивный характер.



В заключение мы изучили электронную и магнитную структуры топологического изолятора, легированного гадолинием,  $\text{Bi}_{1.09}\text{Gd}_{0.06}\text{Sb}_{0.85}\text{Te}_3$ . Электронная структура характеризуется топологическими поверхностными состояниями, пересекающими уровень Ферми. Экспериментально обнаружена гибридизация состояний конуса Дирака с примесными состояниями гадолиния. Исследование магнитной структуры показало наличие петли гистерезиса в области около 100 К. Поверхностный магнетизм был предложен как одно из возможных объяснений наблюдаемых магнитных особенностей.

**Финансирование.** Работа выполнена при поддержке исследовательского гранта Министерства образования и науки Российской Федерации и Санкт-Петербургского государственного университета (грант № 15.61.202.2015), Российского научного фонда (грант № 18-12-00062), Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 17-08-00955), а также по государственному заданию Института геологии и минералогии Сибирского отделения Российской академии наук. Исследования также проводились в ресурсных центрах Санкт-Петербургского государственного университета «Физические методы исследования поверхности» и «Центр диагностики функциональных материалов для медицины, фармакологии и нанoeлектроники». Работа была поддержана Немецко-Российским междисциплинарным научным центром (G-RISC), финансируемым Федеральным министерством иностранных дел Германии через Германскую службу академических обменов (DAAD) и российско-немецкую лабораторию в BESSY II (Helmholtz-Zentrum Berlin). Мы благодарны сотрудникам Центра Гельмгольца в Берлине за финансовую и техническую поддержку.

## ЛИТЕРАТУРА

1. M. Z. Hasan and C. L. Kane, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 3045 (2010).
2. Q. Xiao-Liang and Z. Shou-Cheng, *Rev. Mod. Phys.* **83**, 1057 (2011).
3. M. Z. Hasan and C. L. Kane, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 146802 (2005).
4. F. Liang and C. L. Kane, *Phys. Rev. B* **76**, 045302 (2007).
5. L. Genhua, Zh. Guanghu, and Ch. Yong-Ha, *Appl. Phys. Lett.* **101**, 223109 (2012).
6. A. Díaz-Fernández, L. Chico, J. W. González et al., *Sci. Rep.* **7**, 8058 (2017).
7. D. Hsieh, Y. Xia, D. Qian et al., *Nature* **460**, 1101 (2009).
8. Y. Zhang, Cui-Zu Chang, Ke. He et al., *Appl. Phys. Lett.* **97**, 194102 (2009).
9. Ю. А. Сурнин, И. И. Климовских, Д. М. Состина и др., *ЖЭТФ* **153**, 641 (2018).
10. Z. H. Zhu, G. Levy, B. Ludbrook et al., *Phys. Rev. Lett.* **107**, 186405 (2011).
11. R. C. Hatch, B. Marco, D. Guan et al., *Phys. Rev. B* **83**, 241303(R) (2011).
12. M. Bianchi, D. Guan, Sh. Bao et al., *Nature Comm.* **1**, 128 (2011).
13. М. В. Филянина, И. И. Климовских, С. В. Еремеев и др., *ФТТ* **58**, 754 (2016).
14. D. Kong, Yu. Chen, J. Judy et al., *Nature Phys.* **6**, 705 (2011).
15. H. Zhang, L. Chao-Xing, Q. Xiao-Liang et al., *Nature Nanotechnol.* **5**, 438 (2009).
16. Zh. Ren, A. A. Taskin, Satoshi Sasaki et al., *Phys. Rev. B* **82**, 241306(R) (2010).
17. Qin Liu, Chao-Xing Liu, Cenke Xu et al., *Phys. Rev. Lett.* **102**, 156603 (2009).
18. L. Andrew Wray, Su-Yang Xu, Yuqi Xia et al., *Nature Phys.* **7**, 32 (2010).
19. P. P. J. Haazen, J.-B. Laloe, T. J. Nummy et al., *Appl. Phys. Lett.* **10**, 082404 (2012).
20. Su-Yang Xu, Madhab Neupane, Chang Liu et al., *Nature Phys.* **8**, 616 (2012).
21. Cui-Zu Chang, Peizhe Tang, Yi-Lin Wang et al., *Science* **112**, 056801 (2014).
22. Cui-Zu Chang, Jinsong Zhang, Xiao Feng et al., *Science* **340**, 167 (2013).
23. Cui-Zu Chang, Weiwei Zhao, Duk Y. Kim et al., *Nature Mater.* **14**, 473 (2015).
24. M. Mogi, R. Yoshimi, A. Tsukazaki et al., *Appl. Phys. Lett.* **107**, 182401 (2015).
25. Ke He, Yayu Wang, and Qi-Kun Xue, *Nat. Sci. Rev.* **1**, 38 (2014).
26. Peng Zhang, Koichiro Yaji, Takahiro Hashimoto et al., *Science* **13**, 182 (2018).
27. A. I. Figueroa A. A. Bakera, S. E. Harrison et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **422**, 93 (2017).

28. S. E. Harrison, L. J. Collins-McIntyre, P. Schonherr et al., *Sci. Rep.* **5**, 15767 (2015).
29. S. E. Harrison, L. J. Collins-McIntyre, S. L. Zhang et al., *Appl. Phys. Lett.* **107**, 182406 (2015).
30. J. Jensen and A. R. Mackintosh, *Rare Earth Magnetism*, Clarendon Press, Oxford (1991).
31. Bei Deng, Yiu Zhang, S. B. Zhang et al., *Phys. Rev. B* **94**, 054113 (2016).
32. W. Klemm, *Z. Anorg. Allg. Chem.* **187**, 29 (1930).
33. H. E. Nigh, S. Legvold, and F. H. Spedding, *Phys. Rev. J. Archive* **132**, 1092 (1963).
34. Jinsu Kim, Kyujoon Lee, Toshiro Takabatake et al., *Sci. Rep.* **5**, 10309 (2015).
35. S. W. Kim, S. Vrtnik, J. Dolinsek et al., *Appl. Phys. Lett.* **106**, 252401 (2015).
36. S. Li, S. E. Harrison, Y. Huo et al., *Phys. Rev. B* **102**, 242412 (2013).
37. R. Žitko, *Phys. Rev. B* **81**, 241414(R) (2010).
38. Xiaoyue He, Hui Li, Lan Chen, and Kehui Wu, *Sci. Rep.* **5**, 8830 (2015).
39. J. Sanchez-Barriga, A. Varykhalov, G. Springholz et al., *Nature Comm.* **7**, 10559 (2016).
40. M. F. Islam, C. M. Canali, A. Pertsova et al., *Phys. Rev. B* **97**, 155429 (2018).
41. K. Kokh, S. V. Makarenko, V. A. Golyashov et al., *Cryst. Eng. Comm.* **16**, 581 (2014).
42. Zeng Zhaoquan, A. Morgan Timothy, Fan Dongsheng et al., *AIP Advances* **3**, 072112 (2013).
43. A. M. Shikin, A. A. Rybkina, and D. A. Estyunin, *Sci. Rep.* **8**, 6544 (2018).
44. B. J. Kowalski, Z. Gołacki, E. Guziewicz et al., *Acta Phys. Polonica A* **91**, 819 (1997).
45. N. Athanasios Chantis, Takao Kotani, and Mark Van Schilfgaarde, *Phys. Rev. B* **76**, 195122 (2007).
46. E. Guziewicz, B. A. Orłowski, B. J. Kowalski et al., *Appl. Surf. Sci.* **166**, 231 (2000).
47. T. Hirahara, S. V. Eremeev, Tetsuroh Shirasawa et al., *Nano Lett.* **17**, 3493 (2017).
48. EL M. Kholdi, M. Averous, S. Charar et al., *Phys. Rev. B* **49**, 1711 (1994).
49. A. M. Shikin, I. I. Klimovskikh, S. V. Eremeev et al., *Phys. Rev. B* **89**, 125416 (2014).
50. M. A. Ruderman and C. Kittel, *Phys. Rev. J. Archive* **96**, 99 (1954).
51. D. K. Efimkin and V. Galitski, *Phys. Rev. B* **89**, 115431 (2014).
52. A. Generalov, M. M. Otrokov, A. Chikina et al., *Nano Lett.* **17**, 811 (2017).
53. A. Chikina, M. Hoppner, S. Seiro et al., *Nature Comm.* **5**, 3171 (2014).
54. Mingda Li, Cui-Zu Chang, Lijun Wu et al., *Phys. Rev. Lett.* **114**, 146802 (2015).