

# ВЛИЯНИЕ АТОМОВ $\text{Co}$ НА ЭЛЕКТРОННУЮ СТРУКТУРУ ТОПОЛОГИЧЕСКИХ ИЗОЛЯТОРОВ $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ И $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$

*Т. П. Макарова*<sup>a\*</sup>, *Д. А. Естюнин*<sup>a</sup>, *С. О. Фильнов*<sup>a</sup>, *Д. А. Глазкова*<sup>a</sup>,  
*Д. А. Пудиков*<sup>a</sup>, *А. Г. Рыбкин*<sup>a</sup>, *А. А. Гогина*<sup>a</sup>, *З. С. Алиев*<sup>b</sup>,  
*И. Р. Аммирасланов*<sup>c</sup>, *Н. Т. Мамедов*<sup>c</sup>, *К. А. Кох*<sup>d,e,f</sup>, *О. Е. Терещенко*<sup>d,g</sup>,  
*А. М. Шижин*<sup>a</sup>, *М. М. Отроков*<sup>h,i</sup>, *Е. В. Чулков*<sup>a,j</sup>, *И. И. Климовский*<sup>a</sup>

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

<sup>b</sup> Азербайджанский государственный университет нефти и промышленности  
AZ1010, Баку, Азербайджан

<sup>c</sup> Институт физики Национальной академии наук Азербайджана  
AZ1141, Баку, Азербайджан

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

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

<sup>f</sup> Кемеровский государственный университет  
650000, Кемерово, Россия

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

<sup>h</sup> Centro de Fisica de Materiales (CFM-MPC), Centro Mixto CSIC-UPV/EHU  
20018, Donostia-San Sebastián, Basque Country, Spain

<sup>i</sup> IKERBASQUE, Basque Foundation for Science, 48011, Bilbao, Spain

<sup>j</sup> Departamento de Polímeros y Materiales Avanzados: Física, Química y Tecnología,  
Facultad de Ciencias Químicas, Universidad del País Vasco UPV/EHU  
20080, San Sebastián/Donostia, Basque Country, Spain

Поступила в редакцию 10 ноября 2021 г.,  
после переработки 10 ноября 2021 г.  
Принята к публикации 11 ноября 2021 г.

Работа посвящена экспериментальному исследованию электронной структуры поверхности топологических изоляторов различной стехиометрии при адсорбции атомов  $\text{Co}$ . При помощи методов фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением и рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии изучены изменения в электронной структуре систем  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  и  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$  при напылении атомов  $\text{Co}$  при различных температурах. Предположительно, атомы  $\text{Co}$  связываются с поверхностными атомами подложки, при этом меняется положение точки Дирака. Наблюдаемые изменения связываются с возможным формированием магнитных  $\text{Co}$ -содержащих упорядоченных поверхностных сплавов.

DOI: 10.31857/S0044451022050091  
EDN: DSXJCP

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время значительное внимание привлекается к исследованию новых квантовых мате-

\* E-mail: makarova.tanja535@yandex.ru

риалов с уникальной электронной структурой, таких как топологические изоляторы (ТИ) [1]. Эти материалы являются перспективными элементами для электроники с низким энергопотреблением [2], спинтроники и реализации фундаментальных эффектов, таких как топологический магнитоэлектрический эффект [3] и квантовый аномальный эффект Холла [4]. Топологические изоляторы — это материалы с объемной запрещенной зоной и топологически защищенными проводящими состояниями на поверхности, существование которых обусловлено сильным спин-орбитальным взаимодействием, приводящим к инверсии объемной запрещенной зоны и изменению топологии материала. Поверхностные состояния характеризуются линейной дисперсией  $E(k)$ , имеющей вид так называемого конуса Дирака с геликоидальной спиновой структурой и фиксированным направлением спина по отношению к волновому вектору для всей поверхности Ферми. Данная особенность состояний исключает возможность обратного рассеяния электронов без изменения их спина (т. е. рассеяние на немагнитных примесях). Металлический характер поверхностных состояний оказывается защищенным благодаря наличию симметрии обращения времени [5]. Кроме того, данная симметрия приводит к вырождению состояний конуса Дирака в его вершине. Однако, если нарушить симметрию обращения времени, в поверхностных состояниях образуется энергетическая запрещенная зона (ЭЗЗ) в точке Дирака, вследствие чего возможен переход материала в состояние квантового аномального эффекта Холла (КАЭХ) [6, 7]. Другим условием для реализации КАЭХ является расположение магнитно-индуцированной ЭЗЗ на уровне Ферми [8].

Существует несколько способов реализации магнитных ТИ. Наиболее технически доступный и используемый метод — магнитное легирование ТИ [9]. Для материалов, полученных данной методикой, экспериментально наблюдался КАЭХ в тонких пленках  $(\text{Bi}, \text{Sb})_2\text{Te}_3$ , легированных  $\text{Cr}$  [10] и в ТИ  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$ , легированном  $\text{V}$  [11]. Однако замещающие магнитные атомы в легированных ТИ распределены достаточно хаотично. Это приводит к латеральной неоднородности магнитных и электронных свойств. Так, например, в случае пленки  $\text{Cr}$ -легированного ТИ [12] методом сканирующей туннельной спектроскопии была показана значительная неоднородность распределения размеров ЭЗЗ по поверхности. Наличие подобных неоднородностей приводит к тому, что КАЭХ в данных материалах наблюдается при достаточно низкой температуре в сравнении с тем-

пературой магнитного упорядочения.

Другим активно изучаемым способом нарушения симметрии обращения времени является напыление магнитного металла на поверхность ТИ. При этом для открытия ЭЗЗ необходимо, чтобы намагничивание осуществлялось в направлении, перпендикулярном поверхности [13]. Результаты работ, посвященных экспериментам с адсорбцией магнитных металлов ( $\text{Ni}$ ,  $\text{Co}$ ,  $\text{Fe}$ ) на поверхность ТИ различной стехиометрии [14–18], показывают, что напыление приводит к изменениям в электронной структуре исследуемых материалов, в частности, к сдвигу точки Дирака [19, 20] и изменению положения пиков остовных уровней. Также было показано [21, 22], что напыление ряда магнитных металлов и сплавов ( $\text{CoFe}$ ,  $\text{NiFe}$ ,  $\text{Ni}$ ,  $\text{Cr}$ ) на поверхность ТИ приводит к образованию поверхностных сплавов с атомами ТИ, вследствие чего могут формироваться гетероструктуры типа магнитный изолятор/ТИ.

При этом теоретически было показано, что по сравнению с легированием ТИ и напылением на поверхность ТИ, более перспективный способ открытия ЭЗЗ в точке Дирака — так называемый эффект «магнитного продолжения», а именно, создание пленки стехиометрического магнитного ТИ на поверхности немагнитного ТИ [23, 24]. В таком случае топологическое состояние значительно проникает в область магнитной пленки и сильно расщепляется из-за прямого взаимодействия с магнитными моментами атомов. Например, в системе  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4/\text{Bi}_2\text{Te}_3$  теоретически рассчитанное значение ЭЗЗ — 77 мэВ [25]. В работах [26, 27] для гетероструктур вида  $\text{MnBi}_2\text{Se}_4/\text{Bi}_2\text{Se}_3$ ,  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4/\text{Bi}_2\text{Te}_3$  и  $\text{Mn}_4\text{Bi}_2\text{Te}_7/\text{Bi}_2\text{Te}_3$  наблюдалась магнитная ЭЗЗ величиной 40–80 мэВ. Еще одним многообещающим способом создания магнитных гетероструктур на основе ТИ является внедрение магнитной примеси в приповерхностный слой [28].

Последним и наиболее перспективным на данный момент решением является создание собственных магнитных ТИ, в которых магнитный металл стехиометрически встроен в кристаллическую решетку образца. Примером такого магнитного ТИ является  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$  [29], и для него экспериментально возможно наблюдать ЭЗЗ порядка 60–70 мэВ [30, 31]. Однако поверхностная магнитная и электронная структура  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$  в эксперименте оказывается отличной от теоретической, рассчитанной для идеальной кристаллической структуры, поэтому важным направлением исследований является модификация магнитной текстуры на поверхности собственных магнитных ТИ.

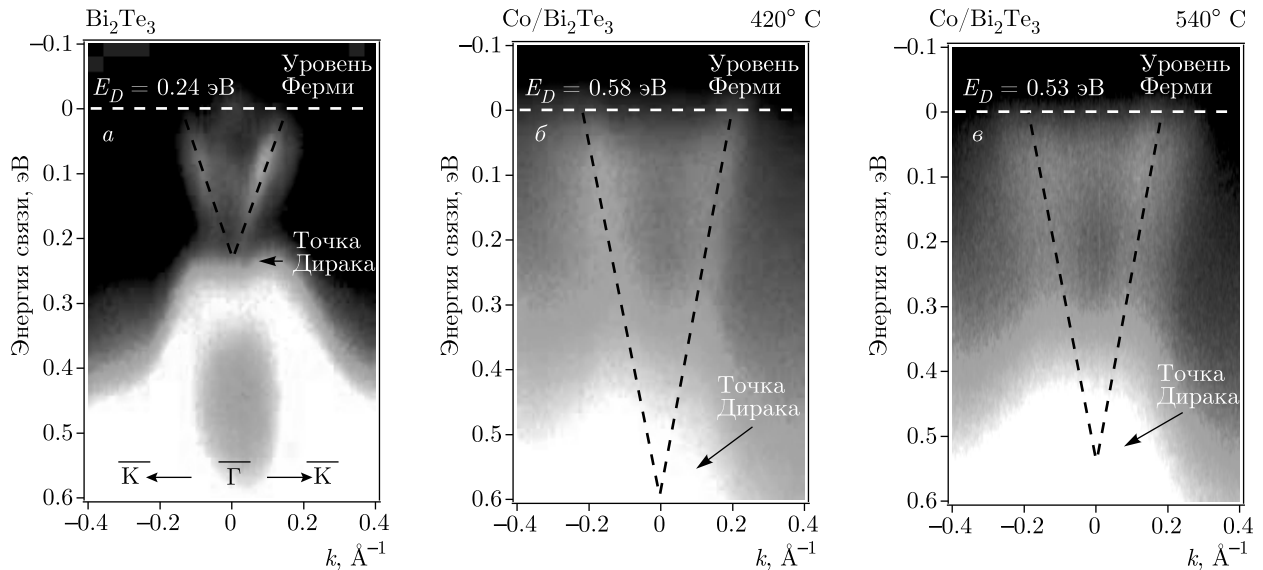


Рис. 1. Спектры ФЭСУР для ТИ  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ : *a* — чистого, *б* — после напыления на поверхность слоя Со толщиной  $2 \text{ \AA}$  с одновременным прогревом до  $T = 420^\circ\text{C}$ , *в* — после напыления на поверхность еще одного слоя Со толщиной  $1 \text{ \AA}$  с одновременным прогревом до  $T = 540^\circ\text{C}$ ,  $h\nu = 21.2 \text{ эВ}$

В данной работе исследовались два способа модификации электронной структуры топологических изоляторов различной стехиометрии при взаимодействии с атомами Со: возможность создания гетероструктур на основе  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  и Со с формированием упорядоченного слоя на поверхности при прогреве и изучение антиферромагнитного  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$  с адсорбцией атомов Со на поверхности с целью модификации поверхностной, атомной, электронной и магнитной структур.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТ И МЕТОДЫ

Образцы  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ , исследуемые в данной работе, были выращены методом Бриджмена в Новосибирском Государственном университете [32]. Высококачественные монокристаллы  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$  [33] были выращены вертикальным методом Бриджмена в Азербайджанском государственном университете нефти и промышленности.

Эксперимент проводился с использованием фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (ФЭСУР), спектры остовных уровней были получены методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС). Измерения проводились в ресурсном центре Санкт-Петербургского Государственного Университета «Физические методы исследования поверхности» при давлении не выше, чем

$1\text{--}2 \cdot 10^{-10}$  мбар с использованием полусферического энергоанализатора VG Scienta R4000 с микроканальным детектором. Фотоэлектронные спектры на различных стадиях эксперимента измерялись при энергии фотонов  $h\nu = 21.2 \text{ эВ}$ . При исследовании остовных уровней использовалась рентгеновская трубка с Al-катодом и энергией  $1486.6 \text{ эВ}$  (линия Al  $K_\alpha$ ). Для напыления атомов кобальта использовались испарители металлов, откалиброванные по кварцевым микровесам. В данной работе каждое напыление длилось в течение  $2.5n$  минут, что соответствует напыленной толщине Со в  $n \text{ \AA}$ .

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

**Система Со/ $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ .** Эксперимент по изучению влияния атомов Со на электронную структуру поверхности ТИ  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  состоял из нескольких этапов. На первом этапе был измерен чистый образец при комнатной температуре (рис. 1*a*), на втором этапе измерялся образец, на поверхность которого нанесли Со толщиной  $2 \text{ \AA}$  с одновременным прогревом до температуры  $420^\circ\text{C}$  (рис. 1*б*), на третьем этапе был измерен образец после напыления еще одного слоя Со толщиной  $1 \text{ \AA}$  с одновременным прогревом до температуры  $540^\circ\text{C}$  (рис. 1*в*). Образцы прогревались до температур, при которых начинает трансформироваться поверхность ТИ, но не достигалась

температура плавления теллурида висмута, равная  $585^\circ\text{C}$  [34, 35]. Для анализа электронной структуры были измерены ФЭСУР спектры ТИ  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  на каждом из этапов, дисперсионные зависимости которых представлены на рис. 1.

На спектре, представленном на рис. 1а, видны поверхностные состояния, образующие конус Дирака (отмечены черными штриховыми линиями). Дисперсионная зависимость имеет характерный вид для теллурида висмута: нижняя часть конуса находится практически в валентной зоне вместе с точкой Дирака, верхняя часть отчетливо видна и располагается в объемной запрещенной зоне [17]. Из линейной аппроксимации верхней части конуса следует, что энергетическое положение точки Дирака составляет  $E_D = 0.24$  эВ. Валентная зона располагается в диапазоне энергий связи выше  $0.25$  эВ и имеет характерную  $M$ -образную форму с локальным минимумом вблизи точки  $\bar{\Gamma}$  поверхностной зоны Бриллюэна.

На втором этапе образец был нагрет до температуры  $420^\circ\text{C}$  с одновременным напылением  $\text{Co}$  толщиной  $2 \text{ \AA}$  на поверхность. В измеренном спектре ФЭСУР наблюдаются явные изменения в электронной структуре (рис. 1б). Поверхностные состояния становятся менее интенсивными и уширяются, при этом конус Дирака сдвигается относительно уровня Ферми в сторону больших энергий связи, что также наблюдалось в работе [14], нижняя часть конуса практически полностью сливается с состояниями валентной зоны и совсем не различима,  $E_D = 0.58$  эВ. Наблюдаемые изменения могут объясняться эффектом переноса электронов от адатомов к подложке. Действительно, атомы  $\text{Co}$  оказываются донорами электронов, создавая положительный заряд на поверхности, в результате изгиба зон вниз состояния смещаются в сторону больших энергий связи. При этом состояния зоны проводимости вблизи уровня Ферми на спектре не видны, в отличие от рис. 1а, что говорит об увеличении объемной запрещенной зоны в приповерхностных слоях. Подобные изменения наблюдались в работе [13] для системы  $\text{Fe}/\text{Bi}_2\text{Se}_3$ . Данные изменения электронной структуры могут объясняться возможной трансформацией поверхности и образованием в приповерхностной области сплава, состоящего из атомов  $\text{Bi}$ ,  $\text{Te}$  и  $\text{Co}$ .

На третьем этапе система прогревалась до температуры  $540^\circ\text{C}$  с одновременным дополнительным напылением  $\text{Co}$  толщиной  $1 \text{ \AA}$  на поверхность. Спектры ФЭСУР системы представлены на рис. 1в. Положение точки Дирака сдвигается в сторону меньших энергий связи,  $E_D = 0.53$  эВ. Наблюдаемые из-

менения могут быть связаны с тем, что при температуре  $540^\circ\text{C}$  часть  $\text{Co}$ , находящегося на поверхности в виде островков, начинает десорбироваться. Возможно, часть  $\text{Co}$  встраивается в поверхностный слой, приводя к дальнейшему упорядочению сплавов  $\text{Bi}$ ,  $\text{Te}$  и  $\text{Co}$ . Изменения электронной структуры топологических изоляторов при прогреве были отмечены в работах [36–38], при этом прогрев с одновременным напылением атомов  $\text{Co}$  может приводить к трансформации поверхностных слоев с формированием поверхностных сплавов  $\text{Co}$ ,  $\text{Bi}$  и  $\text{Te}$ .

Для анализа возможности формирования химической связи между  $\text{Co}$  и атомами подложки ( $\text{Bi}$ ,  $\text{Te}$ ) были исследованы спектры РФЭС основных уровней данных элементов ( $\text{Bi } 4f$ ,  $\text{Te } 3d$ ,  $\text{Co } 2p$ ), полученные результаты представлены на рис. 2. С целью определения химического сдвига уровней спектры были разложены на соответствующие спектральные компоненты. На рис. 2а представлены спектры линии  $\text{Bi } 4f$ , положения пиков  $\text{Bi } 4f_{7/2}$  и  $\text{Bi } 4f_{5/2}$  имеют значения соответственно  $157.0$  эВ и  $162.3$  эВ, что согласуется с ранее опубликованными результатами для чистого ТИ  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  [39]. Спектры, измеренные на втором этапе, представлены на рис. 2б. Положение пиков  $\text{Bi } 4f$  показывают смещение в сторону большей энергии связи на  $0.2$  эВ. Результаты, полученные после проведения третьего этапа, представлены на рис. 2в. Пики смещаются еще на  $0.1$  эВ в ту же сторону. Спектры  $\text{Te } 3d$  для чистого ТИ  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  представлены на рис. 2г. Для состояний  $\text{Te } 3d_{5/2}$  —  $571.3$  эВ и  $\text{Te } 3d_{3/2}$  —  $581.7$  эВ помимо основных линий наблюдаются их оксидные компоненты при значениях энергии  $575.0$  эВ и  $585.7$  эВ, что было описано ранее в работе [40]. На втором этапе (рис. 2д) оксидные пики исчезают, а значения энергии связи основных пиков сдвигаются в сторону уменьшения энергии связи на  $0.2$  эВ. Спектры РФЭС, полученные в результате третьего этапа, представлены на рис. 2е. Также был проведен анализ спектров  $\text{Co } 2p$  (рис. 2ж). Черный и красный спектры относятся соответственно ко второму и третьему этапу. Положение пика  $\text{Co } 2p_{3/2}$  соответствует  $778$  эВ, а  $\text{Co } 2p_{1/2}$  —  $793$  эВ. Также со стороны большей энергии связи наблюдаются спутники, соответствующие эффектам встряски (shake-up). Таким образом, поскольку пики  $\text{Bi } 4f$  и  $\text{Te } 3d$  смещаются в противоположные стороны, возможно образование химической связи  $\text{Co}$  с  $\text{Bi}$  и  $\text{Te}$ , что может свидетельствовать о встраивании напыленного  $\text{Co}$  в структуру  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  или формировании упорядоченных соединений на поверхности.

**Система  $\text{Co}/\text{MnBi}_2\text{Te}_4$ .** Помимо немагнитного  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  с целью изучения возможности модифи-

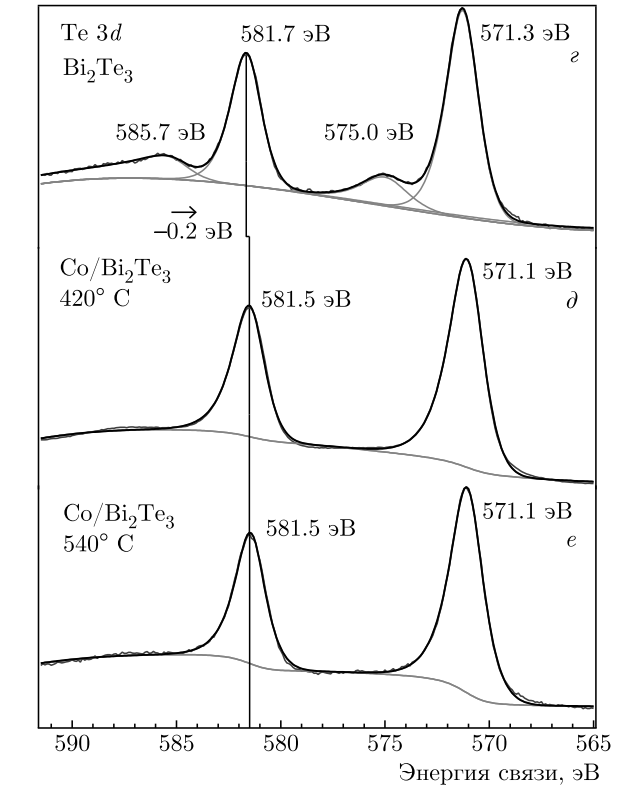
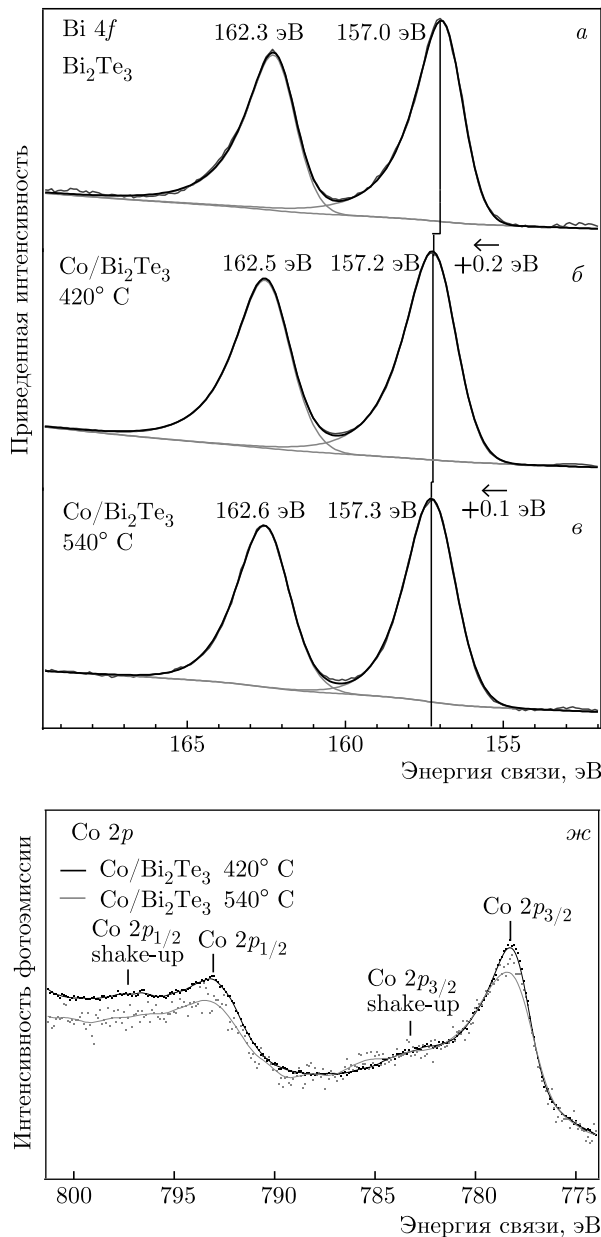
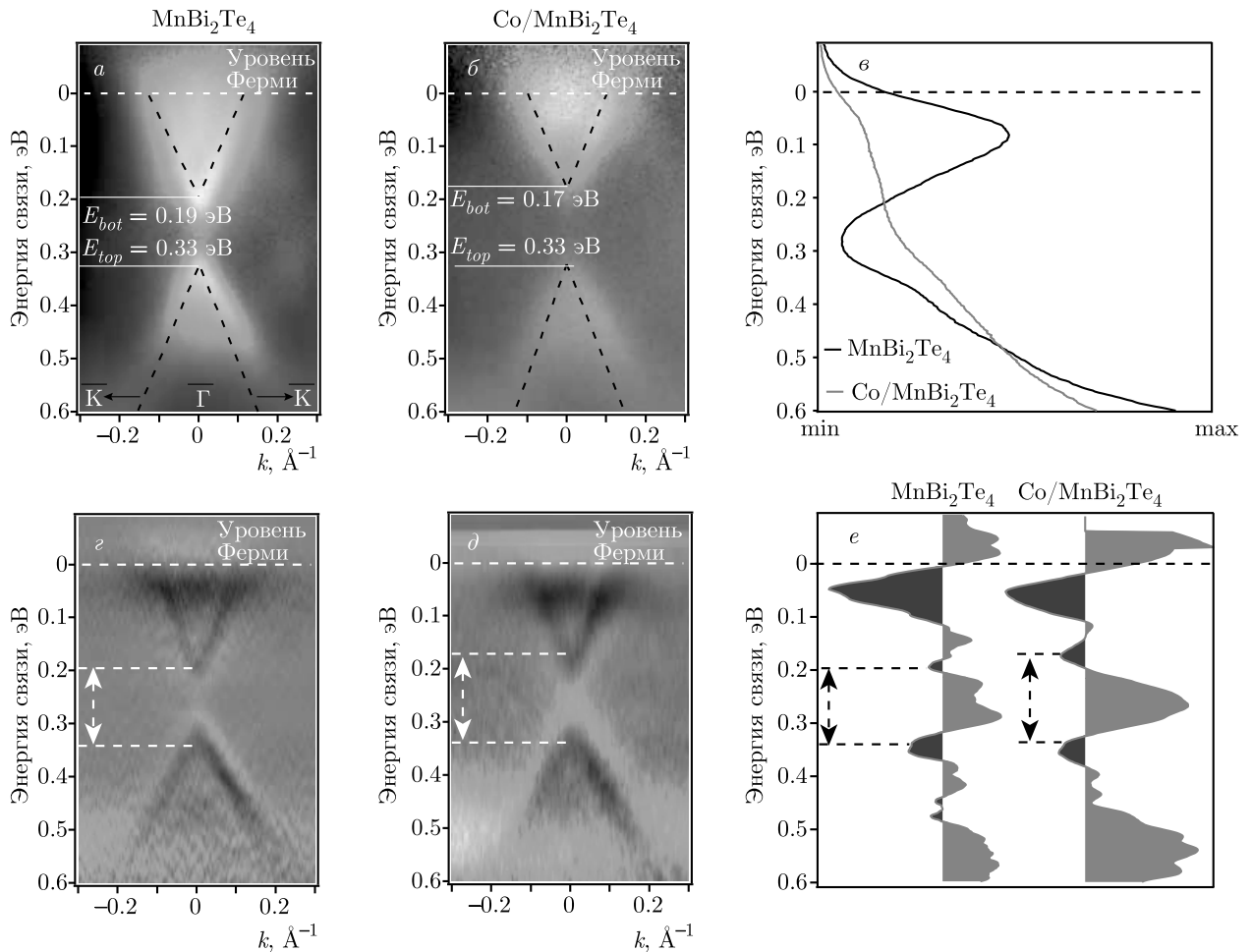


Рис. 2. Спектры РФЭС для ГИ  $\text{Bi}_2\text{Te}_3 + \text{Co}$ . Уровни Bi 4f и Te 3d, измеренные для  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  (a, z); для  $\text{Co}/\text{Bi}_2\text{Te}_3$  при прогреве до  $T = 420^\circ\text{C}$  (б, д); для  $\text{Co}/\text{Bi}_2\text{Te}_3$  при прогреве до  $T = 540^\circ\text{C}$  (в, е); уровень Co 2p для  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ , прогретого до  $T = 420^\circ\text{C}$  (черный спектр),  $540^\circ\text{C}$  (красный спектр) (жс)

кации электронной структуры собственных магнитных ГИ был исследован антиферромагнитный ГИ  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$  с напылением атомов Co на поверхность. Поскольку Co — магнитный металл, он может влиять на магнитные моменты атомов в приповерхностном слое. Как следствие, может наблюдаться изменение электронной структуры топологических состояний и ЭЗЗ за счет изменения магнитного момента приповерхностных атомов.

Данная часть эксперимента состояла из двух этапов: на первом этапе был измерен чистый образец  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$  при комнатной температуре (рис. 3a), на втором этапе на поверхность нанесли слой Co толщиной  $1 \text{ \AA}$  также при комнатной температуре

(рис. 3б). Исследованные дисперсии электронных состояний представлены на рис. 3, для данных спектров была применена процедура нормализации. Рисунок 3a представляет спектр ФЭСУР для чистого образца  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$ , верхняя и нижняя части конуса Дирака отчетливо просматриваются, минимум верхней части конуса находится при энергии связи  $E_{bot} = 0.19 \text{ эВ}$ , значение энергии максимума нижней части конуса составляет  $E_{top} = 0.33 \text{ эВ}$  (значения энергий были получены из линейной аппроксимации), соответственно, величина запрещенной зоны составляет  $140 \text{ мэВ}$ . Необходимо отметить, что наблюдаемая запрещенная зона, вероятно, связана с объемной запрещенной зоной [41]. Ранее в работе



**Рис. 3.** Спектры ФЭСУР для ТИ  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$ , представленные после обработки с применением процедуры нормализации: *a* — чистого, *b* — после напыления на поверхность слоя  $\text{Co}$  толщиной  $1 \text{ \AA}$ , *в* — исходные профили в точке  $\Gamma$ , черный спектр соответствует  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$ , красный —  $\text{Co}/\text{MnBi}_2\text{Te}_4$ , *г, д* — графики кривизны спектров соответственно для рис. *а, б*, *е* — профили в точке  $\Gamma$  для  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$  и  $\text{Co}/\text{MnBi}_2\text{Te}_4$ . Все спектры были измерены при комнатной температуре,  $h\nu = 21.2 \text{ эВ}$

[29] экспериментально наблюдалась объемная ЭЗЗ порядка 200 мэВ и в дальнейших исследованиях значения величины наблюдаемой объемной ЭЗЗ варьируются от 180 до 220 мэВ, это объясняется тем, что в спектрах доминируют состояния объема, и величина ЭЗЗ зависит от энергии фотонов, при которой измеряются образцы [42, 43].

На втором этапе (рис. 3б) конус сдвигается в сторону уменьшения энергии связи, значение энергии  $E_{bot} = 0.17 \text{ эВ}$ , поверхностные состояния становятся менее интенсивными. Также после напыления  $\text{Co}$  величина ЭЗЗ увеличивается и становится равной 160 мэВ. На рис. 3в представлены профили в точке  $\Gamma$  без применения процедур нормализации. Видно, что напыление атомов  $\text{Co}$  приводит к появлению металлического фона и ослаблению интенсивности

состояний ТИ. Для более подробного изучения полученных спектров был проведен анализ кривизны спектров с использованием зависимости

$$C(E) = \frac{N''(E)}{(1 + N'(E)^2)^{3/2}},$$

поскольку данный метод позволяет улучшить визуализацию полученных данных и выявить спектральные особенности [44]. Рисунок 3г, д представляет результаты, полученные после применения метода анализа кривизны для системы соответственно на первом и втором этапах. Также осуществлена оценка величины ЭЗЗ, результаты представлены на рис. 3е. При этом стоит отметить, что наблюдаемая ЭЗЗ образована краями как поверхностных, так и объемных состояний. Поскольку после напы-

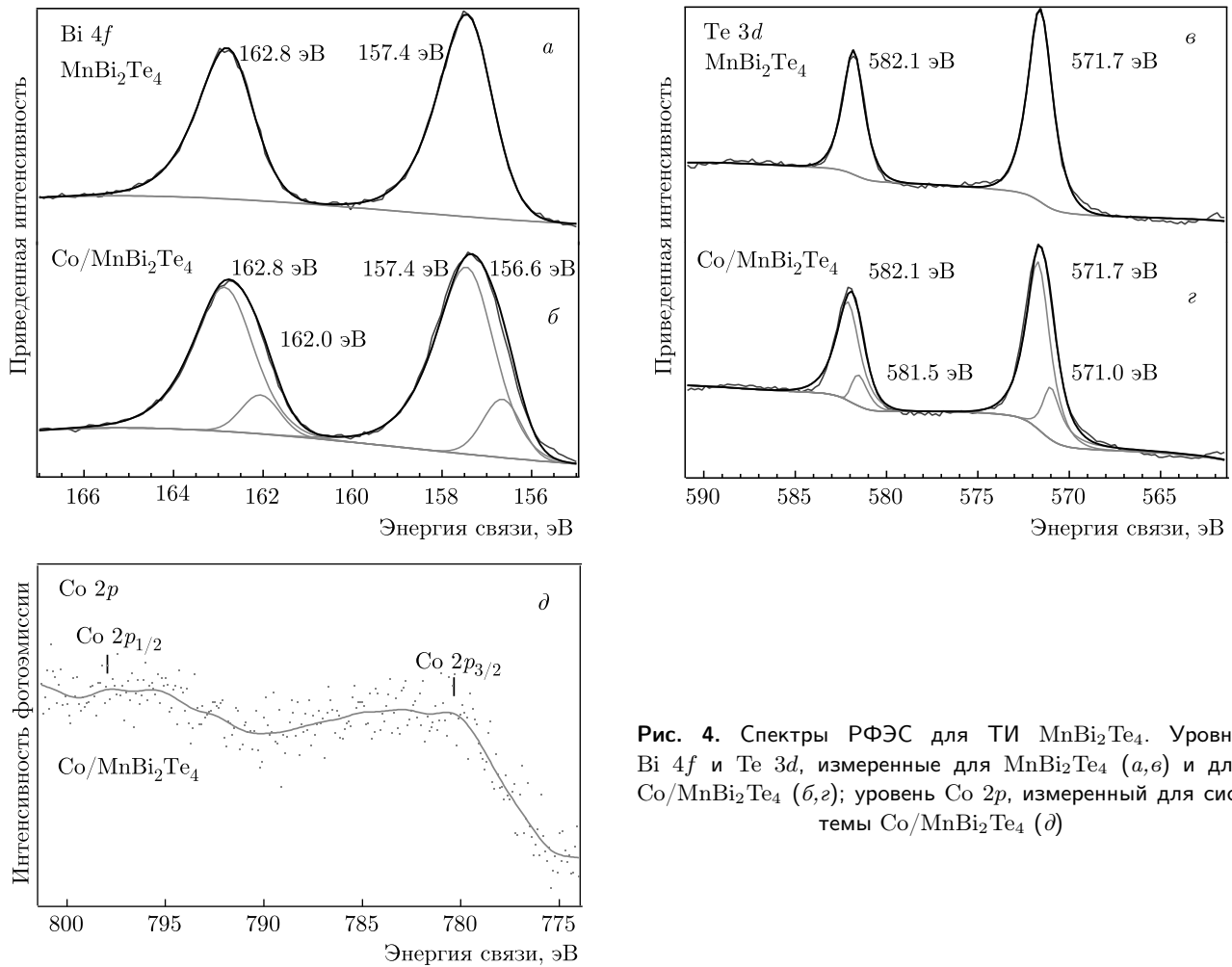


Рис. 4. Спектры РФЭС для ТИ  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$ . Уровни  $\text{Bi } 4f$  и  $\text{Te } 3d$ , измеренные для  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$  (а,б) и для  $\text{Co}/\text{MnBi}_2\text{Te}_4$  (б,з); уровень  $\text{Co } 2p$ , измеренный для системы  $\text{Co}/\text{MnBi}_2\text{Te}_4$  (д)

ления Со изменяется величина ЭЗЗ, можно предположить, что в приповерхностной области  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$  происходит замещение атомов Вi атомами Со или встраивание Со в вакансии Те, присутствующие в верхнем слое [45], что сказывается на электронной структуре поверхностных слоев. Для анализа формирования химической связи Со и атомов подложки были проведены измерения РФЭС.

Анализ спектров РФЭС был проведен для уровней  $\text{Bi } 4f$ ,  $\text{Te } 3d$  и  $\text{Co } 2p$  (рис. 4). Стоит отметить, что после напыления Со полуширина имеющихся пиков увеличивается. В связи с этим дальнейший анализ положения пиков проводился в рамках предположения, согласно которому уширенный пик состоит из двух компонент. При этом первая компонента соответствует пику, присутствующему на спектрах до напыления, а вторая компонента появляется в спектре в связи с напылением Со. На рис. 4а представлен пик  $\text{Bi } 4f_{7/2}$ , имеющий энергию 157.4 эВ и  $\text{Bi } 4f_{5/2}$  — 162.8 эВ. Рисунок 4б соответствует второму этапу,

спектры  $\text{Bi } 4f$  состоят из четырех компонент. Пики  $\text{Bi } 4f_{7/2}$ ,  $4f_{5/2}$  имеют те же положения максимумов пиков, при этом со стороны меньших энергий связи появляются дополнительные особенности. Спектры для  $\text{Te } 3d$  изменяются подобным образом. Для чистого  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$  (рис. 4б) пики  $\text{Te } 3d_{5/2}$ ,  $3d_{3/2}$  находятся при энергиях 571.7 эВ и 582.1 эВ. Спектр  $\text{Te } 3d$  для ТИ с напыленным Со представлен на рис. 4г. Появление дополнительных пиков говорит о встраивании Со в вакансии Те или о возможном замещении Со/Вi. Наблюдаемые изменения в структуре остовных уровней  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$  указывают на возможное формирование химической связи атомов Со с атомами Вi и Те. Для образца после напыления были сняты пики  $\text{Co } 2p$ , положения пиков  $\text{Co } 2p_{3/2}$  и  $\text{Co } 2p_{1/2}$  отмечены на рис. 4д. Значения энергии наблюдаемых пиков отличаются от металлического Со и составляют 782.0 эВ и 797.0 эВ соответственно для  $\text{Co } 2p_{3/2}$  и  $\text{Co } 2p_{1/2}$ , что также указывает на взаимодействие атомов Со с атомами подложки, поскольку

данные энергии близки к значениям энергий связи для соединения CoTe [46].

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе была осуществлена адсорбция атомов Co на поверхность двух различных ТИ с целью изучения сплавов на основе магнитных металлов и модификации поверхности собственного магнитного ТИ. Для  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  было произведено напыление Co на поверхность с прогревом до высоких температур и с использованием методов ФЭСУР и РФЭС выявлены изменения электронной структуры, заключающиеся в сдвиге точки Дирака и изменении структуры конуса Дирака, состояний валентной зоны и зоны проводимости, которые зависят от температуры и количества напыляемого металла. Анализ остовных уровней показал возможность формирования химической связи Co с Bi или Te. Другой частью эксперимента было исследование собственного антиферромагнитного ТИ  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$  при взаимодействии с атомами Co, результаты которого показали, что напыление Co на  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$  приводит к сдвигу точки Дирака, появлению новых компонент остовных уровней, что свидетельствует о возможности формирования упорядоченного соединения с содержанием Co на поверхности  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$ .

**Финансирование.** Работа выполнена при поддержке Санкт-Петербургского государственного университета (грант № 73028629), Российского научного фонда (грант № 18-12-00062), Российского фонда фундаментальных исследований (гранты №№ 20-32-70127, 21-52-12024, 18-29-12094), Фонда развития науки при Президенте Республики Азербайджан (грант № EIF-BGM-4-RFTF-1/2017-21/04/1-M-02), а также в рамках госзадания Института геологии и минералогии Сибирского отделения Российской академии наук и Института физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. M. Z. Hasan and C. L. Kane, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 3045 (2010).
2. Y. P. Chen, *Micro and Nanotechnology Sensors, Systems, and Applications* **IV**, 8373 (2012).
3. D. Zhang, M. Shi, T. Zhu et al., *Phys. Rev. Lett.* **122**, 206401 (2019).
4. R. Yu, W. Zhang, H. J. Zhang et al., *Science* **329**, 61 (2010).
5. C. Z. Chang, P. Wei, and J. S. Moodera, *MRS Bulletin* **39**, 867 (2014).
6. C. Z. Chang and M. Li, *J. Phys.: Cond. Matter* **28**, 123002 (2016).
7. С. О. Фильнов, Ю. А. Сурнин, А. В. Королева, И. И. Климовских, Д. А. Естюнин, А. Ю. Варышалов, К. А. Бокай, К. А. Кох, О. Е. Терещенко, В. А. Голяшов, Е. В. Шевченко, А. М. Шикин, *ЖЭТФ* **156**, 483 (2019).
8. Y. Tokura, K. Yasuda, and A. Tsukazaki, *Nature Rev. Phys.* **1**, 126 (2019).
9. A. M. Shikin, D. A. Estyunin, A. V. Koroleva et al., *Phys. Sol. St.* **62**, 338 (2020).
10. M. Mogi, R. Yoshimi, A. Tsukazaki et al., *Appl. Phys. Lett.* **107**, 182401 (2015).
11. M. Li, C. Z. Chang, L. Wu et al., *Phys. Rev. Lett.* **114**, 146802 (2015).
12. I. Lee, C. K. Kim, J. Lee et al., *Proceed. National Acad. Sciences* **112**, 1316 (2015).
13. M. R. Scholz, J. Sánchez-Barriga, D. Marchenko et al., *Phys. Rev. Lett.* **108**, 256810 (2012).
14. M. R. Scholz, J. Sánchez-Barriga, D. Marchenko et al., *Phys. Stat. Sol. Rapid Res. Lett.* **7**, 139 (2013).
15. M. Vondráček, L. Cornils, J. Minár et al., *Phys. Rev. B* **94**, 161114 (2016).
16. N. de Jong, E. Frantzeskakis, B. Zwartsenberg et al., *Phys. Rev. B* **92**, 075127 (2015).
17. P. Y. Chuang, S. H. Su, C. W. Chong et al., *RSC Adv.* **8**, 423 (2018).
18. D. A. Pudikov, E. V. Zhizhin, and G. G. Vladimirov, *Phys. Sol. St.* **60**, 1016 (2018).
19. Ю. А. Сурнин, И. И. Климовских, Д. М. Состина, К. А. Кох, О. Е. Терещенко, А. М. Шикин, *ЖЭТФ* **153**, 641 (2018).
20. A. K. Kaveev, A. G. Bانشchikov, and A. N. Terpit-skiy, arXiv:1912.11878 (2019).
21. L. A. Walsh, C. M. Smyth, A. T. Barton et al., *J. Phys. Chem. C* **121**, 23551 (2017).



22. J. Sánchez-Barriga, I. I. Ogorodnikov, M. V. Kuznetsov et al., *Phys. Chem. Chem. Phys.* **19**, 30520 (2017).
23. Е. К. Петров, И. В. Силкин, Т. В. Меньщикова, Е. В. Чулков, *Письма в ЖЭТФ* **109**, 118 (2019).
24. М. М. Отроков, Т. В. Меньщикова, И. П. Русинов, М. Г. Вергниори, В. М. Кузнецов, Е. В. Чулков, *Письма в ЖЭТФ* **105**, 275 (2017).
25. M. M. Otrokov, T. V. Menshchikova, M. G. Vergniory et al., *2D Materials* **4**, 025082 (2017).
26. T. Hirahara, S. V. Eremeev, T. Shirasawa et al., *Nano Lett.* **17**, 3493 (2017).
27. T. Hirahara, M. M. Otrokov, T. T. Sasaki et al., *Nature Commun.* **11**, 4821 (2020).
28. N. Bhattacharjee, K. Mahalingam, A. Fedorko et al., [arXiv:cond-mat/2110.02845](https://arxiv.org/abs/cond-mat/2110.02845).
29. M. M. Otrokov, I. I. Klimovskikh, H. Bentmann et al., *Nature* **576**, 416 (2019).
30. A. M. Shikin, D. A. Estyunin, I. I. Klimovskikh et al., *Sci. Rep.* **10**, 13226 (2020).
31. A. M. Shikin, *Phys. Sol. St.* **62**, 1460 (2020).
32. K. A. Kokh, B. G. Nenashev, A. E. Kokh et al., *J. Cryst. Growth* **275**, e2129 (2005).
33. Z. S. Aliev, I. R. Amiraslanov, D. I. Nasonova et al., *J. Alloys Comp.* **789**, 443 (2019).
34. V. Thakur, K. Upadhyay, R. Kaur et al., *Mater. Today Adv.* **8**, 100082 (2020).
35. C. Wood, *Rep. Progress Phys.* **51**, 459 (1988).
36. P. M. Coelho, G. A. S. Ribeiro, A. Malachias et al., *Nano Lett.* **13**, 4517 (2013).
37. K. Schouteden, K. Govaerts, J. Debehets et al., *ACS Nano* **10**, 8778 (2016).
38. I. I. Klimovskikh, D. Sostina, A. Petukhov et al., *Sci. Rep.* **7**, 45797 (2017).
39. V. V. Atuchin, V. A. Golyashov, K. A. Kokh et al., *J. Sol. St. Chem.* **236**, 203 (2016).
40. C. R. Thomas, M. K. Vallon, M. G. Frith et al., *Chem. Mater.* **28**, 35 (2016).
41. D. A. Estyunin, I. I. Klimovskikh, A. M. Shikin et al., *APL Mater.* **8**, 021105 (2020).
42. Y. J. Chen, L. X. Xu, J. H. Li et al., *Phys. Rev. X* **9**, 041040 (2019).
43. R. C. Vidal, H. Bentmann, T. R. F. Peixoto et al., *Phys. Rev. B* **100**, 121104 (2019).
44. P. Zhang, P. Richard, T. Qian et al., *Rev. Sci. Instr.* **82**, 043712 (2011).
45. M. Garnica, M. M. Otrokov, and P. C. Aguilar, [arXiv:2109.01615](https://arxiv.org/abs/2109.01615) (2021).
46. S. Demiss, R. Tromer, S. Siddique et al., [arXiv:2109.02783](https://arxiv.org/abs/2109.02783) (2021).