

# ВЛИЯНИЕ УЛЬТРАТОНКИХ ПЛЕНОК РЬ НА ПОВЕРХНОСТНЫЕ ТОПОЛОГИЧЕСКИЕ И КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫЕ СОСТОЯНИЯ ТОПОЛОГИЧЕСКИХ ИЗОЛЯТОРОВ $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ И $\text{Sb}_2\text{Te}_3$

Ю. А. Сурнин<sup>a\*</sup>, И. И. Климовских<sup>a</sup>, Д. М. Состина<sup>a</sup>,

К. А. Кох<sup>b,c</sup>, О. Е. Терещенко<sup>c,d</sup>, А. М. Шикин<sup>a</sup>

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

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

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

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

Поступила в редакцию 18 декабря 2017 г.

Методом фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением экспериментально изучено влияние ультратонкой пленки РЬ на поверхности соединений  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  и  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$  на структуру электронных состояний топологических изоляторов. Выявлено наличие следующих особенностей: формирование двумерных состояний квантовой ямы в приповерхностной области, возрастание энергии связи дираковского конуса и внутренних уровней и одновременное перераспределение интенсивности электронных состояний системы в фотоэлектронных спектрах. Полученные результаты свидетельствуют о том, что топологические состояния имеют возможность существовать на границе раздела изучаемых материалов со сверхпроводником, что представляется перспективным для применения в квантовых компьютерах.

DOI: 10.7868/S0044451018040119

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В течение последних десятилетий активное исследование принципиально новых структур — топологических изоляторов — является одним из приоритетных направлений в физике наносистем. Такие материалы характеризуются уникальной электронной и спиновой структурами: одновременным наличием объемной запрещенной зоны и дираковским конусом спин-поляризованных поверхностных состояний проводимости, формируемых вследствие сильного спин-орбитального взаимодействия. Поверхностные состояния являются топологически защищенными от разрушения путем внешних немагнитных воздействий, что является результатом требования симметрии обращения времени, предотвращающей эффекты обратного рассеяния электро-

нов [1]. Таким образом, топологическая защищенность поверхностных состояний обеспечивает сохранение линейной дисперсионной зависимости топологических состояний (конус Дирака) при осаждении примесей и формировании тонких пленок на поверхности топологического изолятора. Такая конфигурация электронной структуры поверхностных состояний данных материалов предоставляет исследователям возможности их применения в спинтронике [2, 3].

В настоящее время большое внимание уделяется созданию и комплексному исследованию характеристик топологических изоляторов на основе висмута и сурьмы [4–8], в том числе и бинарных соединений типа  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  и  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$  [9–16]. Данные системы характеризуются наличием хорошо выраженного конуса Дирака в области точки  $\bar{\Gamma}$  двумерной проекции зоны Бриллюэна и спиновой поляризацией топологических состояний. Они способны существовать и сохранять особенности электронной спиновой

\* E-mail: yuri\_surnin\_365@mail.ru

структуры в отсутствие высокого вакуума. Кроме того, данные соединения демонстрируют стабильность атомной структуры и топологических свойств при комнатной температуре [17, 18]. Разрушение таких систем возможно лишь при достижении температур порядка 300 °С [19].

Особый интерес представляют топологические изоляторы, в которых уровень Ферми располагается в запрещенной зоне и пересекает топологическое поверхностное состояние (конус Дирака). Управление положением уровня Ферми относительно точки Дирака является предметом ряда исследований. Например, изменение энергий связи электронных состояний топологических изоляторов может быть достигнуто за счет модификации поверхности. Наиболее часто модификация поверхности базируется на напылении тонких металлических пленок [20–23]. Поведение электронной структуры при окислении поверхности и осаждении различных оксидов исследовано в работах [24–27]. Такие модификации являются устойчивыми и способны существовать в отсутствие внешних полей, что лежит в основе ряда практических приложений топологических изоляторов.

В качестве материала пленки можно использовать свинец. Известно, что Pb формирует трехмерные островки на поверхности Si [28] и графена на подложке SiC [29]. Кроме того, при некоторых условиях свинец способен интеркалироваться под графен [30, 31]. Рост свинца на поверхности таких металлов, как Cu(111) [32], Ni(001) [33], Mo(110) [34], описывается соответственно механизмами Вольмер–Вебера, Странского–Крастанова и Франка–ван дер Мерве. Особый интерес к тонким пленкам свинца обусловлен их сверхпроводящими свойствами [35, 36]. Конфигурация, в которой реализуется контакт сверхпроводника и топологического изолятора, известна как топологический сверхпроводник. Теоретический интерес к такой системе обусловлен тем, что в ней возможно существование фермионов Майорана и топологической сверхпроводимости [37, 38]. В настоящее время существует множество моделей устройств спинтроники, базирующихся на контакте топологического изолятора и сверхпроводника [9, 39, 40]. Кроме того, рассматривается возможность практического применения свойств таких систем для создания элементов квантовой памяти и непосредственного их использования при создании квантовых компьютеров.

Настоящая работа представляет собой экспериментальное исследование электронной структуры поверхностных топологических и квантовых состо-

яний и валентной зоны топологических изоляторов  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  и  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$ , на поверхность которых при комнатной температуре напылен ультратонкий слой Pb. Свинец является сверхпроводником и обладает достаточно высокой критической температурой  $T_c \approx 7$  К. В подобных структурах наблюдается целый ряд изменений, не присущих чистому топологическому изолятору. Напыление ультратонкого слоя Pb на поверхность  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  и  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$  приводит к ослаблению интенсивности топологических особенностей электронной структуры топологического изолятора. Следствием напыления Pb являются также существенные изменения в положении конуса Дирака относительно уровня Ферми. Кроме того, наблюдается формирование электронных состояний, обусловленных квантово-размерными эффектами. Изгиб зон вблизи границы топологического изолятора и ультратонкой пленки Pb приводит к образованию двумерного электронного газа, квантовые состояния которого наблюдаются на дисперсии электронной структуры наряду с топологическими состояниями.

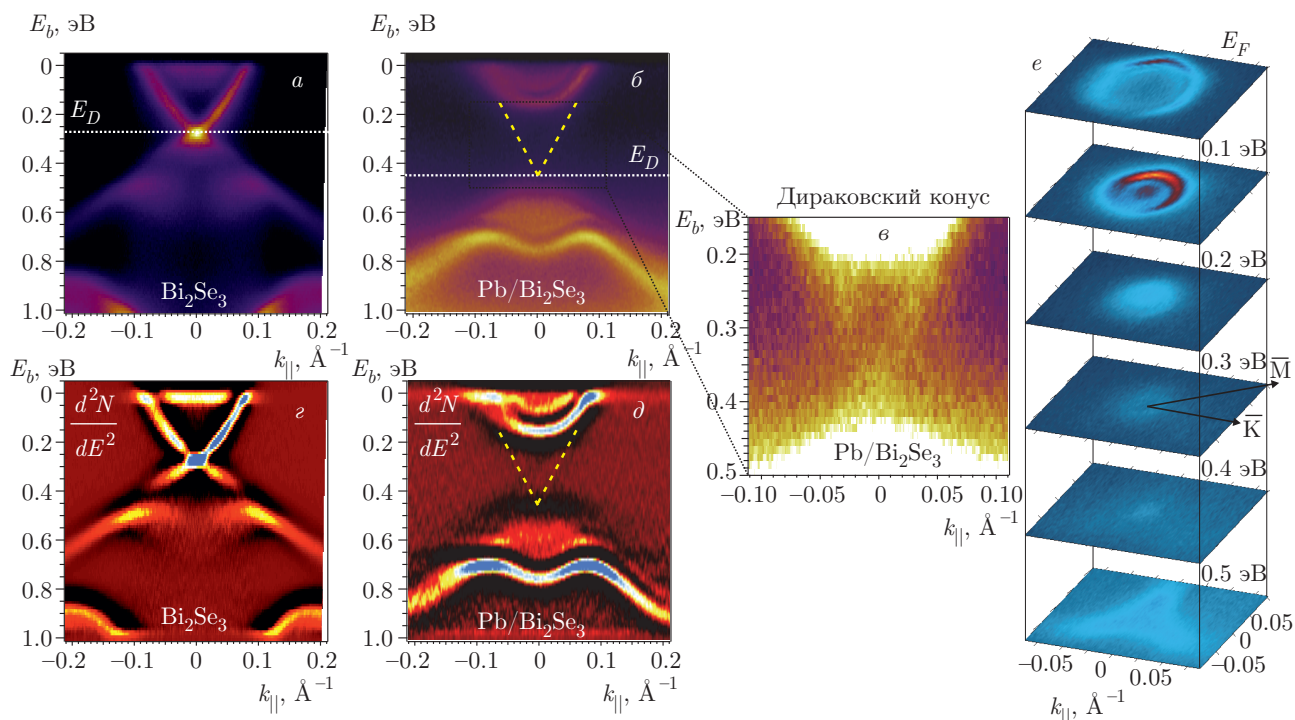
## 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследование электронной структуры топологических изоляторов  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  и  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$  при напылении Pb проводилось с использованием метода фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением при температурах порядка 50 К. Данные были получены с использованием синхротронного излучения на установке BESSY II (Гельмгольц-центр, Берлин) с энергиями фотонов 17 и 120 эВ. Напыление ультратонких пленок свинца на чистую поверхность  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  и  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$  производилось путем электронной бомбардировки кусочка Pb в условиях сверхвысокого вакуума ( $1 \cdot 10^{-10}$ – $1 \cdot 10^{-9}$  мбар). Анализ системы проводился с точки зрения поведения валентной зоны и дираковского конуса, а также внутренних уровней  $\text{Se}3d$ ,  $\text{Te}4d$ ,  $\text{Sb}4d$  и  $\text{Bi}5d$ .

Монокристаллы  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  и  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$  выращивались методом Бриджмена. Чистая поверхность получалась методом скола в условиях сверхвысокого вакуума. Качество формируемых поверхностей (0001) контролировалось методами дифракции медленных электронов (ДМЭ) и рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС).

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Топологические изоляторы характеризуются уровнем Ферми, расположенным в запрещенной



**Рис. 1.** (В цвете онлайн) Дисперсия электронных состояний  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  для чистой поверхности (а) и после напыления на поверхность слоя Pb толщиной 5  $\text{\AA}$  (б). Белой штриховой линией указано положение уровня энергии точки Дирака. в) Дисперсия электронных состояний в области точки Дирака после напыления Pb. г, д) Соответствующие вторые производные по энергии от интенсивности. Измерения проводились вдоль направления  $\bar{\Gamma}-\bar{M}$  зоны Бриллюэна. е) Электронная структура  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  в области дираковского конуса, представленная в виде срезов при различных энергиях связи  $E_b$

зоне и пересекающим топологическое поверхностное состояние (конус Дирака). Таким образом, существуют два возможных положения точки Дирака относительно уровня Ферми. Наиболее исследованными системами с различным положением точки Дирака являются бинарные соединения  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  и  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$ , в которых точка Дирака лежит соответственно ниже и выше уровня Ферми. Это напрямую связано с тем, что  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  и  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$  являются вырожденными полупроводниками соответственно  $n$ -типа и  $p$ -типа с уровнем Ферми, расположенным в разрешенных зонах. Для исследования электронной структуры данных систем были проведены измерения с помощью метода фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением. Измерения проводились в направлении  $\bar{M}-\bar{\Gamma}-\bar{M}$  поверхностной зоны Бриллюэна. На рис. 1а представлена дисперсия электронных состояний чистого образца  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ . В исследуемой области наблюдаются электронные состояния зоны проводимости (с энергиями связи меньше 0.1 эВ) и валентной зоны (с энергиями связи больше 0.4 эВ). В области запрещенной зоны локализованы поверхностные топологические

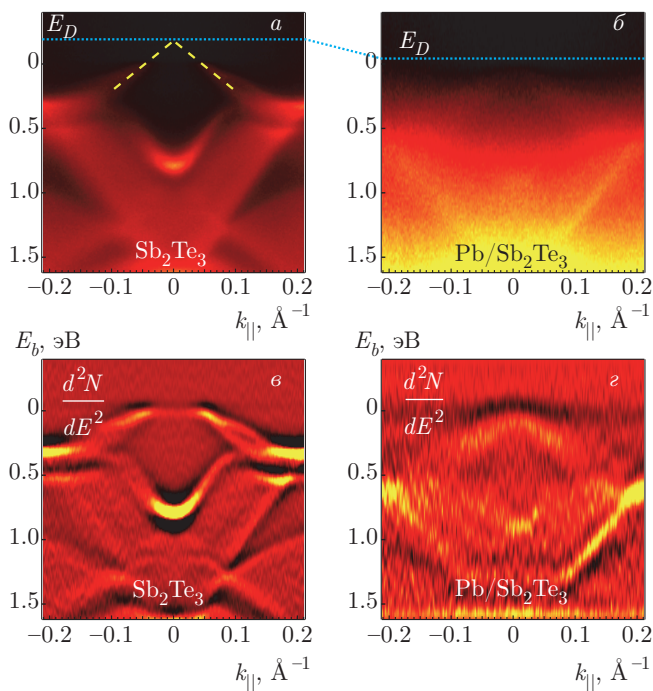
состояния дираковского конуса. При энергии связи 0.27 эВ отчетливо видна точка Дирака, положение  $E_D$  которой коррелирует с экспериментальными результатами, полученными в других работах [14]. Помимо ярко выраженного дираковского конуса топологических поверхностных состояний наблюдается состояние, локализованное при энергиях связи 0.5–0.6 эВ. Авторы работы [41] интерпретируют данное электронное состояние как поверхностное состояние, расположенное в проекции объемной запрещенной зоны ниже верхнего края валентной зоны вблизи точки  $\bar{\Gamma}$ .

Напыление свинца приводит к изменению электронной структуры исследуемого образца. На рис. 1б представлена дисперсионная зависимость электронных состояний  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  после напыления ультратонкой пленки Pb. В результате напыления атомов Pb на поверхность образца формируется ультратонкий слой свинца толщиной 2 атомных моннослоя (МС), что составляет 5  $\text{\AA}$ , представляющий стабильную структуру. В результате напыления Pb интенсивность топологического состояния значительно уменьшается вследствие эффекта

маскирования. Это свидетельствует о локализации дираковского конуса под слоем свинца. Видно, что напыление Pb приводит к энергетическому сдвигу электронной структуры, соответствующему поверхностному электронному допированию, т. е. к переносу заряда со свинца на  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ . Наблюдается значительный сдвиг точки Дирака в область более высоких энергий связи на величину примерно 0.2 эВ, что коррелирует с теоретическим расчетом [42]. Схожее поведение системы при меньших концентрациях Pb уже наблюдалось в работе [43]. На рис. 1е для наглядности приведена электронная структура исследуемого образца  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  после напыления Pb в виде срезов при различных энергиях связи, на которой видно сохранение структуры дираковского конуса и смещенное положение точки Дирака. Стоит отметить, что в области точки Дирака не происходит нарушения линейной дисперсионной зависимости топологических состояний поверхности. Кроме того, остается неизменной величина раствора конуса Дирака. Таким образом, полученные результаты демонстрируют устойчивость состояний дираковского конуса к напылению атомов Pb на поверхность.

На рис. 1б при энергиях 0.10 и 0.16 эВ видны хорошо разрешенные квантовые состояния, которые обусловлены наличием изгиба зон, сформированного на границе топологического изолятора и ультратонкого слоя Pb. Поведение данных состояний может быть описано с позиций модели двумерного электронного газа на поверхности  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  и хорошо согласуется с результатами ранее опубликованных работ [23, 41], в которых исследовались ультратонкие пленки других металлов на поверхности топологических изоляторов. Дисперсионные зависимости квантовых состояний двумерного электронного газа представляют собой две вложенные друг в друга параболы, симметричные относительно точки  $\bar{\Gamma}$ . Необходимо отметить, что кривые дисперсионных зависимостей электронных состояний двумерного электронного газа не имеют видимого расщепления типа Рашба. Авторы работы [42] провели расчеты величин расщепления для системы Pb/ $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  при разных величинах покрытия поверхности. При этом минимальное значение расщепления соответствует 2 мС, что соответствует случаю толщины слоя свинца около 5 Å.

На рис. 2а представлена дисперсия электронных состояний чистого образца  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$ . В исследуемой области наблюдаются электронные состояния валентной зоны и локализованные в запрещенной зоне поверхностные топологические состояния, фор-



**Рис. 2.** (В цвете онлайн) Дисперсия электронных состояний  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$  с чистой поверхностью (а) и после напыления на поверхность слоя Pb толщиной 1.5 Å (б), а также соответствующие вторые производные зависимостей интенсивности (в, г). Штриховой линией указано положение уровня энергии точки Дирака. Измерения проводились вдоль направления  $\bar{\Gamma}$ - $\bar{M}$  зоны Бриллюэна

мирующие конус Дирака. Уровень Ферми располагается таким образом, что пересекает поверхностное состояние ниже точки Дирака. Форма нижнего дираковского конуса и энергетическое положение точки Дирака показаны желтым пунктиром. Энергия связи точки Дирака ( $E_b = -0.22$  эВ) соответствует значению, полученному ранее в работе [10].

Напыление слоя свинца (толщиной около 1.5 Å) приводит к изменению электронной структуры. Изменение электронной структуры характеризуется энергетическим сдвигом, соответствующим поверхностному электронному допированию. Положение дираковской точки смещается в область более высоких энергий связи на величину около 0.2 эВ (рис. 2б). Линейная дисперсионная зависимость топологических состояний поверхности при этом сохраняется, раствор конуса остается неизменным. Реализуется конфигурация электронной структуры, характеризуемая расположением точки Дирака вблизи уровня Ферми.

Вторые производные по энергии от интенсивности дисперсий электронной структуры чистого образ-

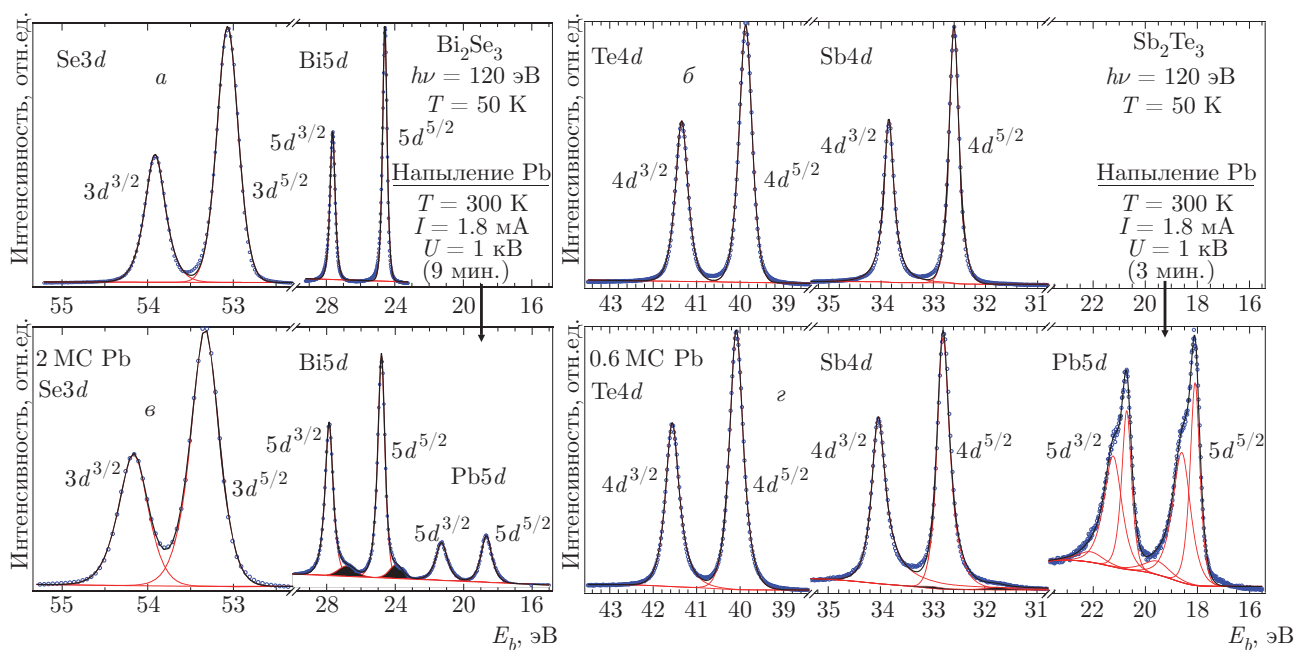


Рис. 3. (В цвете онлайн) РФЭС-спектры  $d$ -уровней элементов, входящих в состав топологических изоляторов  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  и  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$ :  $a, б$  — до напыления Pb;  $в, г$  — после напыления Pb. Спектры сняты при угле эмиссии электронов  $0^\circ$

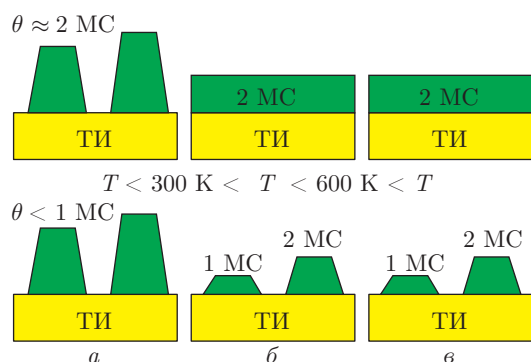
ца  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$  (рис. 2б) и образца после напыления слоя Pb (рис. 2г) демонстрируют эволюцию поверхностного квантового состояния, изначально сформированного на границе  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$  – вакуум. В случае чистого образца наблюдается ярко выраженное квантовое состояние с энергией 0.8 эВ в точке  $\bar{\Gamma}$ . Напыление Pb приводит к «размытию» формы данного состояния и сдвигу в сторону более высоких энергий связи на величину примерно 0.2 эВ. Наблюдается значительное уменьшение интенсивности данного состояния вследствие эффекта маскирования.

С целью изучения характера формируемого слоя Pb на исследуемых топологических изоляторах были измерены РФЭС-спектры внутренних уровней системы до и после напыления. Результаты измерений, представленные на рис. 3, свидетельствуют об изменении формы внутренних уровней при напылении ультратонкого слоя свинца на поверхности  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  и  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$ , так как они чувствительны к химическому влиянию Pb.

Изучаемые в настоящей работе внутренние уровни  $\text{Se}3d$  и  $\text{Bi}5d$  селенида висмута претерпевают энергетический сдвиг на величину около 0.2 эВ в сторону более высоких энергий связи (рис. 3). Соответствующие сдвиги наблюдаются и в случае теллурида сурьмы для внутренних уровней  $\text{Sb}4d$  и  $\text{Te}4d$ . Величина данного энергетического смещения внут-

ренних уровней соразмерна с аналогичным сдвигом для точки Дирака и объясняется переносом заряда со свинца на топологический изолятор. Кроме того, напыление свинца приводит к формированию дополнительных компонент у внутренних уровней  $\text{Bi}5d$  и  $\text{Sb}4d$ . Эти компоненты (плечи) смещены в сторону более низких энергий связи на величину примерно 0.9 эВ относительно пиков, соответствующих объему образца. Этот эффект может быть интерпретирован следующим образом. Известно, что поверхностным слоем в структуре  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  является слой атомов Se. Напыление свинца приводит к перераспределению химических связей у атомов поверхности, в результате чего образуются связи с атомами Pb. Такая комбинация понижает степень взаимодействия между поверхностным слоем Se и слоем Bi, что и приводит к образованию плеч. Аналогичный механизм реализуется в структуре  $\text{Pb}/\text{Sb}_2\text{Te}_3$ . Изменение конфигурации атомного окружения атомов Te приводит к формированию подобных плеч у внутренних уровней Sb. Также механизм формирования наблюдаемых особенностей может заключаться в наличии вакансий селена (теллура) на поверхности и заполнении этих вакансий атомами свинца.

Рост пленки Pb на поверхности топологического изолятора может происходить тремя способами, представленными на рис. 4. Анализ получен-



**Рис. 4.** Схематичное представление механизмов роста пленки на поверхности топологического изолятора (ТИ) в соответствующих диапазонах температур и концентраций напыляемого Рb: *a* — Вольмера–Вебера (трехмерные островки); *б* — Странского–Крастанова (трехмерный рост с предварительным формированием «смачивающего» стабильного слоя свинца толщиной в 2 мс); *в* — Франка–ван дер Мерве (послойный рост)

ных данных позволяет заключить, что формирование пленки Рb при комнатных температурах реализуется путем образования стабильной структуры толщиной в два атомных монослоя. Такой тип формирования соответствует механизму Странского–Крастанова (см. рис. 4б, при покрытии  $\theta \approx 2$  мс). В пользу этого утверждения свидетельствует четкая дисперсионная картина, наблюдаемая посредством метода фотоэлектронной спектроскопии для образца Рb/ $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ . Дисперсия электронной структуры этой системы не имеет особенностей, которые говорили бы о том, что слой формируется неравномерно. Кроме того, известно, что стабильная структура пленки Рb представляет собой двухатомный слой. На дисперсии электронной структуры  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$  после напыления свинца (см. рис. 2б) наблюдается значительное размытие формы валентной зоны, что реализуется вследствие несформированного слоя Рb на поверхности топологического изолятора. В процессе роста пленки образуются участки разной толщины (см. рис. 4б при  $\theta < 1$  мс), что соответствует расщеплению пиков Рb на РФЭС-спектрах.

Результаты работы свидетельствуют о сохранении уникальной структуры дираковского конуса после напыления ультратонкой пленки Рb. Это говорит о возможности реализации границы сверхпроводника и топологического изолятора в данных системах. При этом поверхностное топологическое состояние становится менее интенсивным, однако уникальная дисперсионная зависимость дираковского конуса сохраняется после напыления Рb на поверхность. Показано, что посредством напыления свинцового слоя возможно управление

точкой Дирака в отсутствие всяких внешних полей. Напыление свинца обеспечивает устойчивое положение точки Дирака, в том числе и на уровне Ферми. Кроме того, анализируемые в настоящей работе данные свидетельствуют о появлении после напыления Рb электронных состояний, связанных с квантово-размерными эффектами в двумерном электронном газе.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ и гранта Санкт-Петербургского государственного университета для научных исследований (№ 15.61.202.2015), а также Российского научного фонда (грант РНФ-17-12-01047) в части создания топологических изоляторов и результата фотоэмиссионных измерений, представленных на рис. 2. Исследования проводились в том числе в Ресурсном центре СПбГУ «Физические методы исследования поверхности». Авторы также выражают благодарность сотрудникам Гельмгольц-центра в Берлине за финансовую и техническую поддержку.

## ЛИТЕРАТУРА

1. C. L. Kane and E. J. Mele, Phys. Rev. Lett. **95**, 146802 (2005).
2. M. Z. Hasan and C. L. Kane, Rev. Mod. Phys. **82**, 3045 (2010).
3. X. L. Qi and S. C. Zhang, Rev. Mod. Phys. **83**, 1057 (2011).
4. M. V. Filyanina, I. I. Klimovskikh, S. V. Ereemeev et al., Phys. Sol. St. **58**, 754 (2016).
5. A. M. Shikin, I. I. Klimovskikh, M. V. Filyanina et al., Phys. Sol. St. **58**, 1675 (2016).
6. A. M. Shikin, I. I. Klimovskikh, S. V. Ereemeev et al., Phys. Rev. B **89**, 125416 (2014).
7. A. M. Shikin, A. A. Rybkina, I. I. Klimovskikh et al., Appl. Phys. Lett. **109**, 222404 (2016).
8. I. I. Klimovskikh, D. Sostina, S. Petukhov et al., Sci. Rep. **7**, 45797 (2017).
9. K. Miyamoto, A. Kimura, T. Okuda et al., Phys. Rev. Lett. **109**, 166802 (2012).
10. S. Zhu, Y. Ishida, K. Kuroda et al., Sci. Rep. **5**, 13213 (2015).
11. D. S. Kong, Y. L. Chen, J. J. Cha et al., Nature Nanotechnol. **6**, 705 (2011).

12. S. Suoma, K. Eto, M. Nomura et al., *Phys. Rev. Lett.* **108**, 116801 (2012).
13. H. Zhang, C. X. Liu, X. L. Qi et al., *Nature Phys.* **5**, 438 (2009).
14. Y. L. Chen, J. G. Analytis, J. H. Chu et al., *Science* **325**, 178 (2009).
15. Z. H. Pan, E. Vescovo, A. V. Fedorov et al., *Phys. Rev. Lett.* **106**, 257004 (2011).
16. J. Zhang, C. Z. Chang, Z. Zhang et al., *Nature Comm.* **2**, 574 (2011).
17. R. C. Hatch, M. Bianchi, D. Guan et al., *Phys. Rev. B* **85**, 241303 (2011).
18. О. Е. Терещенко, К. А. Кох, В. В. Атучин и др., *Письма в ЖЭТФ* **94**, 500 (2011).
19. J. Dai, W. Wang, M. Brahlek et al., *Nano Res.* **8**, 1222 (2015).
20. M. T. Edmonds, J. T. Hellerstedt, A. Tadich et al., *ACS Nano* **8**, 6400 (2014).
21. L. A. Wray, S. Y. Xu, Y. Xia et al., *Nature Phys.* **7**, 32 (2011).
22. L. A. Wray, S. Y. Xu, M. Neupane et al., *arXiv* (<https://arxiv.org/abs/1105.4794>).
23. M. R. Scholz, J. Sanchez-Barriga, D. Marchenko et al., *Phys. Rev. Lett.* **108**, 256810 (2012).
24. A. J. Green, S. Dey, Y. Q. An et al., *J. Vac. Sci. Technol. A* **34**, 061403 (2016).
25. S. E. Harrison, L. J. Collins-McIntyre, S. Li et al., *J. Appl. Phys.* **115**, 023904 (2014).
26. H. Bando, K. Koizumi, Y. Oikawa et al., *J. Phys.: Condens. Matter* **12**, 5607 (2000).
27. D. Hsieh, Y. Xia, D. Qian et al., *Nature* **460**, 1001 (2009).
28. S. Bilińska, K. Idczak, M. Skiścim et al., *Vacuum* **122**, Part B, 300 (2015).
29. X. T. Liu, T. W. Hu, Y. P. Miao et al., *J. Appl. Phys.* **117**, 065304 (2015).
30. I. I. Klimovskikh, M. M. Otrokov, V. Y. Voroshnin et al., *ACS Nano* **11**, 368 (2017).
31. Д. А. Естюнин, И. И. Климовских, В. Ю. Ворошнин и др., *ЖЭТФ* **152**, 903 (2017).
32. R. Otero, A. L. Vázquez de Parga, and R. Miranda, *Phys. Rev. B* **66**, 115401 (2002).
33. K. Krupski, T. Kobiela, A. Krupski, *Acta Phys. Pol.* **125**, 1159 (2014).
34. K. Krupski, *Phys. Rev. B* **80**, 035424 (2009).
35. S. Y. Xu, N. Alidoust, I. Belopolski et al., *Nature Phys.* **10**, 943 (2014).
36. K. Nakayama, H. Kimizuka, Y. Tanaka et al., *Phys. Rev. B* **92**, 100508 (2015).
37. L. Fu and C. L. Kane, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 096407 (2008).
38. Q. L. He, L. Pan, A. L. Stern et al., *Science* **357**, 6348 (2017).
39. C. W. J. Beenakker, *Ann. Rev. Condens. Matter Phys.* **4**, 113 (2013).
40. F. Qu, F. Yang, J. Shen et al., *Sci. Rep.* **2**, 339 (2012).
41. M. Bianchi, D. Guan, S. Bao et al., *Nature Comm.* **1**, 128 (2010).
42. H. Yang, X. Peng, X. Wei et al., *Phys. Rev. Lett.* **86**, 155317 (2012).
43. M. Aitani, Y. Sakamoto, T. Hirahara et al., *Jpn. J. Appl. Phys.* **52**, 110112 (2013).