

12,13

## Поверхностные спин-поляризованные токи, генерируемые в топологических изоляторах циркулярно-поляризованным синхротронным излучением, и их индикация методом фотоэлектронной спектроскопии

© А.М. Шикин<sup>1</sup>, И.И. Климовских<sup>1</sup>, М.В. Филянина<sup>1</sup>, А.А. Рыбкина<sup>1</sup>, Д.А. Пудиков<sup>1</sup>,  
К.А. Кох<sup>1,2</sup>, О.Е. Терещенко<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский государственный университет,  
Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова,  
Новосибирск, Россия

E-mail: ashikin@inbox.ru

(Поступила в Редакцию 6 ноября 2015 г.  
В окончательной редакции 28 декабря 2015 г.)

Предложен и исследован новый метод генерации спин-поляризованных токов в топологических изоляторах, связанный со спин-зависимой асимметрией генерации дырок на уровне Ферми для ветвей топологических поверхностных состояний с противоположной спиновой ориентацией при воздействии циркулярно поляризованным синхротронным излучением. Результатом генерации дырок является формирование компенсирующих спин-поляризованных токов, величина которых определяется концентрацией генерируемых дырок и зависит от особенностей электронной и спиновой структуры системы. Индикатором формируемых спин-поляризованных токов может быть сдвиг края Ферми в фотоэлектронных спектрах при фотовозбуждении синхротронным излучением с противоположной циркулярной поляризацией. Исследованы топологические изоляторы с различным стехиометрическим составом ( $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_{1.8}\text{Se}_{1.2}$  и  $\text{PbBi}_2\text{Se}_2\text{Te}_2$ ) и выявлена корреляция в величине сдвигов и генерируемых спин-поляризованных токов с особенностями электронной спиновой структуры. Исследования системы графен/Pt(111) показали возможность использования данного метода для других систем со спин-поляризованной электронной структурой.

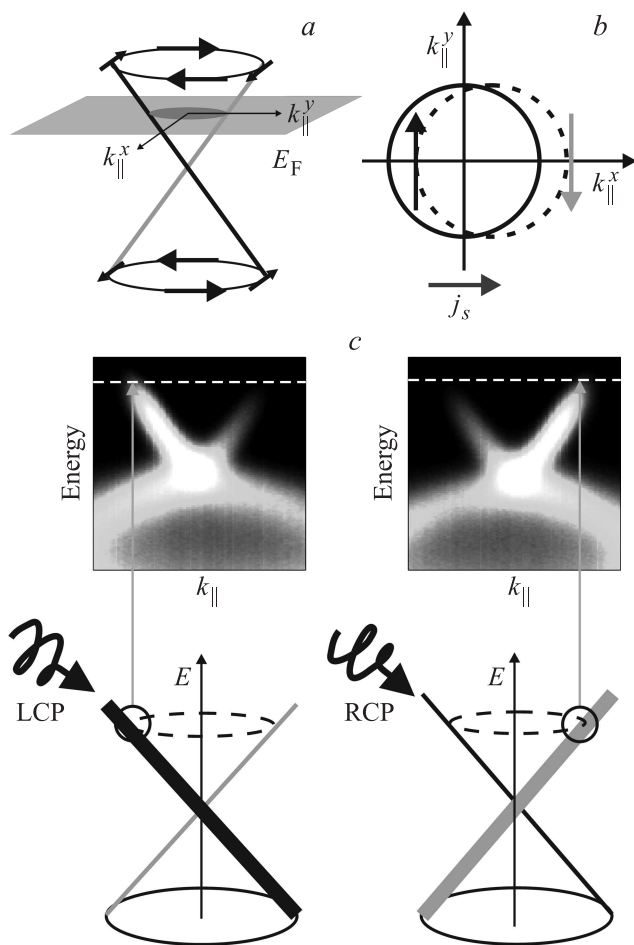
Работа выполнена в рамках НИР № 15.61.202.2015 и 11.38.271.2014.

### 1. Введение

Хорошо известно, что топологические изоляторы представляют собой новый класс материалов с топологически защищенными поверхностными состояниями, локализованными в области запрещенной зоны. Эти поверхностные состояния имеют металлический характер. Они характеризуются дираковским конусом электронных состояний с геликоидальной спиновой структурой. Данные материалы в настоящий момент рассматриваются как наиболее перспективные для использования в спинтронике с эффективной генерацией спин-поляризованных токов и их контролируемым управлением [1–5]. Для топологических поверхностных состояний (независимо от стехиометрии соединений) характерна спиновая структура, антисимметричная относительно центра зоны Бриллюэна для противоположных ветвей дираковского конуса электронных состояний с ориентацией спина перпендикулярно импульсу электрона (рис. 1, *a*) с их энергетической локализацией внутри запрещенной зоны топологического изолятора [1–17]. В связи с этим любой зарядовый ток вдоль поверхности, протекающий через поверхностные состояния, будет автоматически спин-поляризованным [2,5]. На рис. 1, *b* показан сдвиг поверхности Ферми при приложении электрического поля, приводящий к фор-

мированию нескомпенсированной спиновой поляризации спин-поляризованного тока. При этом ориентация спинов в формируемом токе будет изменяться на противоположную при инверсии направления генерируемого спин-поляризованного тока. Создаваемый спин-поляризованный ток может индуцировать намагниченность в ферромагнитных слоях или нанобъектах, нанесенных на поверхность топологических изоляторов, вследствие спин-торк эффекта [18–20] с инверсией намагниченности при переключении направления спин-поляризованного тока. Недавно такая возможность переключения намагниченности спин-поляризованным током в системах на основе топологического изолятора была экспериментально подтверждена в работах [2,19] для ферромагнитных слоев, нанесенных на поверхность топологического изолятора  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ , при использовании спин-поляризованного тока, создаваемого электрическим полем, приложенным вдоль поверхности системы.

Другой эффективной возможностью генерации спин-поляризованного тока, протекающего вдоль поверхностных состояний в топологическом изоляторе, является использование циркулярно поляризованного оптического лазерного излучения. Лазерное излучение с противоположной циркулярной поляризацией генерирует селективные электронные переходы на топологиче-



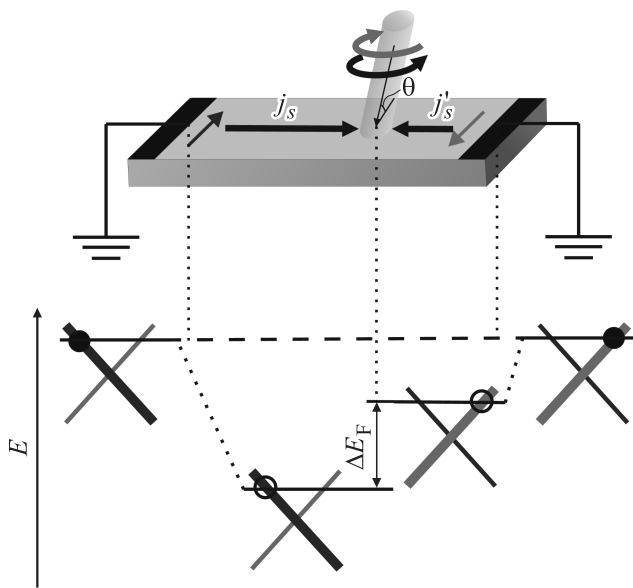
**Рис. 1.** *a)* — схематическое изображение дираковского конуса топологических поверхностных состояний с геликоидальной спиновой структурой и ориентацией спина перпендикулярно импульсу электрона. Ветви с противоположной спиновой ориентацией выделены черным и серым цветом. *b)* — сдвиг поверхности Ферми топологического изолятора при приложении электрического поля, приводящий к формированию нескомпенсированной спиновой аккумуляции. *c)* — Образование нескомпенсированных дырок на уровне Ферми на противоположных ветвях дираковского конуса при фотовозбуждении излучением с правосторонней и левосторонней циркулярной поляризацией (для иллюстрации представлены экспериментально измеренные дисперсионные зависимости).

ские поверхностные состояния вблизи уровня Ферми вследствие соответствующих дипольных правил отбора [3,15-17,21-26]. При этом в зависимости от направления циркулярной поляризации электроны возбуждаются в состояния, относящиеся к противоположным ветвям дираковского конуса, характеризующимся положительными и отрицательными импульсами электронов, что и является базой для генерации спин-поляризованных токов в противоположных направлениях. Спиновая ориентация в генерируемых спин-поляризованных токах параллельна и антипараллельна направлению распространения лазерного излучения. Для топологических состоя-

ний спин ориентирован перпендикулярно импульсу электрона, поэтому генерируемые спин-поляризованные токи будут ориентированы перпендикулярно направлению распространения лазерного излучения. Возможность генерации спин-поляризованных токов под воздействием циркулярно поляризованного лазерного излучения была экспериментально подтверждена и подробно проанализирована в работе [3].

В настоящей работе мы анализируем иную возможность генерации спин-поляризованных токов: генерацию под воздействием циркулярно поляризованного синхротронного излучения со значительно более высокой энергией фотонов, чем при использовании лазерного излучения [3,21–26]. В этом случае имеет место селективное фотовозбуждение электронов с состояний дираковского конуса, характеризующихся противоположными импульсами в зависимости от направления циркулярной поляризации: по часовой стрелке — правосторонняя (RCP), против часовой стрелки — левосторонняя (LCP), в соответствии с правилами дипольных переходов (рис. 1, *c*). Вследствие высокой кинетической энергии возбужденные фотоэлектроны в основном выходят в вакуум. Часть из них рассеивается с потерей начальной спиновой ориентации. При этом фотовозбуждение сопровождается генерацией долгоживущих дырок на уровне Ферми, которые характеризуются теми же импульсом и спиновой ориентацией, что и возбужденные фотоэлектроны в начальном состоянии. Преимущественная генерация дырок с положительным или отрицательным импульсом определяется направлением циркулярной поляризации возбуждающего синхротронного излучения (рис. 1, *c*). Дырки, созданные на состояниях дираковского конуса с большей энергией связи, быстро компенсируются электронами с вышележащих состояний. Однако дырки, созданные на уровне Ферми, характеризуются большим временем релаксации вследствие того, что данные состояния локализованы в области запрещенной зоны топологического изолятора, а также ввиду отсутствия электронов на состояниях с более высокими энергиями. Генерация дырок на уровне Ферми сопровождается локальной зарядкой в области, облучаемой синхротронным излучением (диаметр пятна составляет несколько десятых миллиметра). Поскольку образец должен быть электронейтральным, это приводит к формированию компенсирующих токов, распространяющихся вдоль поверхностных состояний за счет электронов с уровня Ферми ближайших необлученных областей поверхности образца.

Топологические поверхностные состояния локализованы в запрещенной зоне топологического изолятора и имеют металлический характер, поэтому компенсирующий ток будет в первую очередь протекать через топологические состояния и, как следствие, будет спин-поляризованным со спиновой ориентацией перпендикулярно импульсу электрона (рис. 2). Изменение направления циркулярной поляризации от правосторонней к левосторонней сопровождается изменением направления генерируемого спин-поляризованного тока



**Рис. 2.** Перераспределение электрохимического потенциала, формируемого при создании дырок с антипараллельной спиновой ориентацией на уровне Ферми при фотовозбуждении циркулярнополяризованным синхротронным излучением с правосторонней и левосторонней циркулярной поляризации и соответствующие генерируемые „компенсационные“ спин-поляризованные токи, распространяющиеся в противоположных направлениях вдоль поверхностных топологических состояний между областью воздействия пучка синхротронного излучения и вне ее. В нижней части показан различный сдвиг края Ферми в фотоэлектронных спектрах при формировании спин-поляризованных токов различной величины.

на противоположное (рис. 2). Величины генерируемых спин-поляризованных токов будут определяться соответствующим количеством дырок на уровне Ферми при возбуждении синхротронным излучением с правосторонней и левосторонней циркулярной поляризацией. При этом данные процессы будут сопровождаться соответствующим перераспределением электрохимического потенциала между областью воздействия пучка синхротронного излучения и остальной поверхностью и, как следствие, энергетическим сдвигом края Ферми в фотоэмиссионных спектрах, измеренных при использовании циркулярно поляризованного синхротронного излучения (рис. 2). На рис. 2 показаны случаи различной величины спин-поляризованных токов, генерируемых в противоположных направлениях.

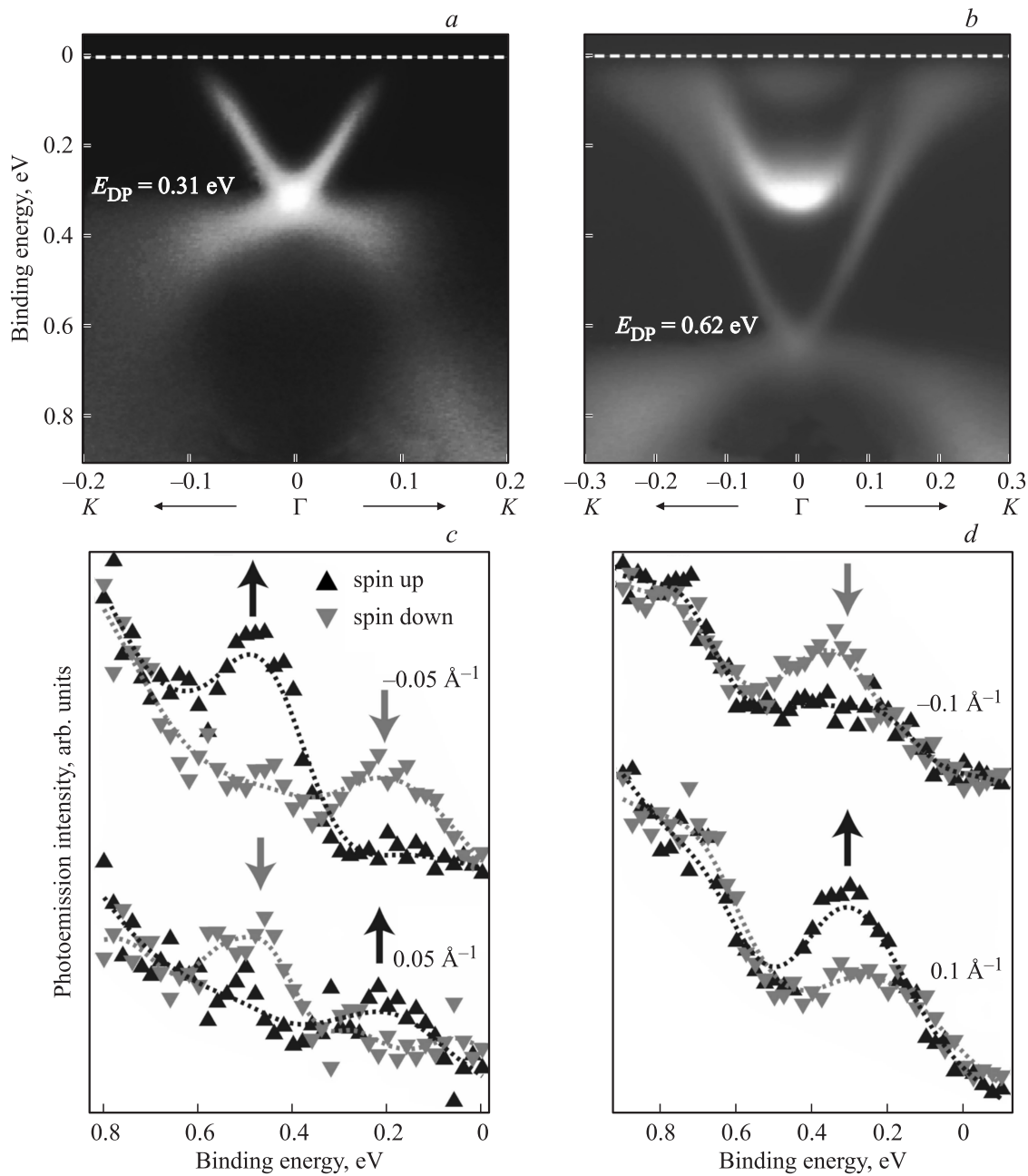
В настоящей работе анализируется возможность генерации спин-поляризованных токов под действием циркулярно поляризованного синхротронного излучения для двух типов топологических изоляторов:  $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_{1.8}\text{Se}_{1.2}$  и  $\text{PbBi}_2\text{Se}_2\text{Te}_2$ , характеризующихся различной электронной и спиновой структурой. Естественно, что эффективность создания спин-поляризованных токов в различных типах топологических изоляторов должна зависеть от особенностей спиновой структуры. Известно, что в соединении  $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_{1.8}\text{Se}_{1.2}$

с дробным стехиометрическим составом доноры и акцепторы компенсируют друг друга, что приводит к большой разнице объемной и поверхностной проводимости [27,28] с учетом существенного вклада топологических поверхностных состояний в поверхностную проводимость. Это позволяет надеяться на высокую эффективность генерации поверхностных спин-поляризованных токов в данных соединениях. Для соединений  $\text{PbBi}_2\text{Se}_2\text{Te}_2$ , как показано далее, для поверхности уровень Ферми находится в зоне проводимости, что предполагает существенный вклад в поверхностную проводимость состояний зоны проводимости (не спин-поляризованных) и, как следствие, меньшую эффективность создания спин-поляризованных токов в данных соединениях.

## 2. Эксперимент

Эксперименты проводились на канале вывода синхротронного излучения i3 MAXlab (Лунд, Швеция) методом фотоэлектронной спектроскопии с угловым и спиновым разрешением с использованием энергоанализатора „Scienta“ R4000. Фотоэлектронные спектры со спиновым разрешением измерялись при помощи детектора Мотта, работающего при напряжении 26 kV. Входная щель энергоанализатора располагалась в плоскости падения синхротронного излучения на образец. Угол падения синхротронного излучения на поверхность образцов составлял  $73^\circ$  относительно нормали к поверхности, что приводило к неэквивалентности фотовозбуждения противоположных ветвей дираковского конуса электронных состояний, ориентированных вдоль направления падения излучения на образец и противоположно ему. Базовое давление в аналитической камере в процессе эксперимента было не хуже чем  $1 \cdot 10^{-10}$  Torr. Часть экспериментов была проведена в Ресурсном центре „Физические методы исследования поверхности“ Санкт-Петербургского государственного университета с использованием гелиевой газоразрядной лампы на аналогичном электронном оборудовании. Монокристаллы топологических изоляторов  $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_{1.8}\text{Se}_{1.2}$  и  $\text{PbBi}_2\text{Se}_2\text{Te}_2$  были изготовлены в Новосибирском государственном университете с применением вертикального метода Бриджмана [29].

Поскольку сдвиги уровней Ферми в фотоэлектронных спектрах имеют малую величину, для того, чтобы избежать ошибки измерений при фотовозбуждении синхротронным излучением с различной поляризацией, эксперименты всегда проводились в определенной последовательности (с использованием линейной, левосторонней (negative), а затем правосторонней (positive) циркулярной поляризации). При этом дополнительных оптимизаций положения образца или условий измерения в каждом цикле измерений не проводилось. Тем самым отделялись возможные сдвиги в фотоэлектронных спектрах за счет люфта механики при выставлении определенной энергии фотонов, за счет температурного



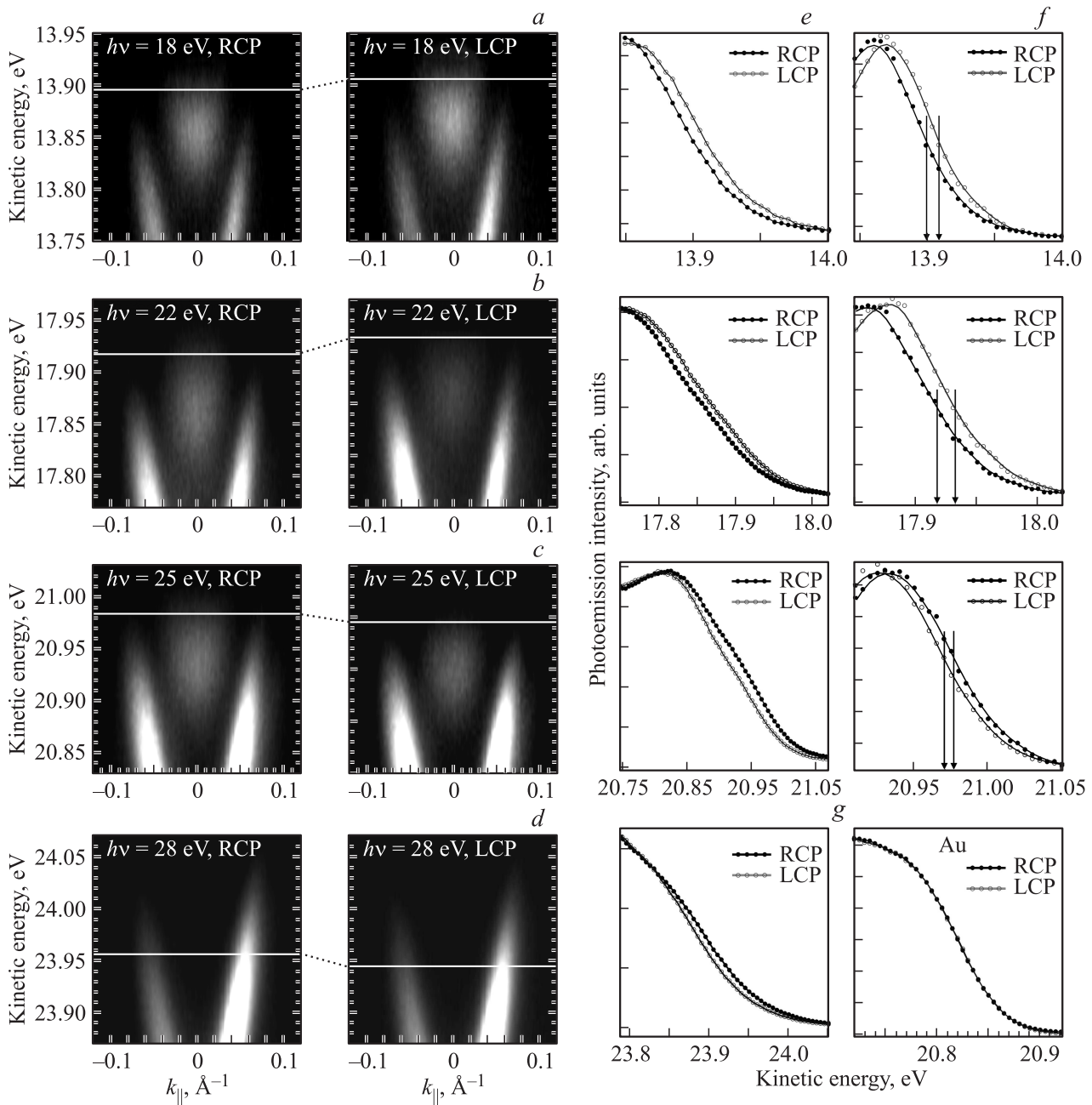
**Рис. 3.** Дисперсионные зависимости топологических поверхностных состояний, измеренные для топологических изоляторов  $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_{1.8}\text{Sc}_{1.2}$  (a) и  $\text{PbBi}_2\text{Se}_2\text{Te}_2$  (b) в направлении ГК зоны Бриллюэна при  $h\nu = 25$  eV с использованием синхротронного излучения с линейной поляризацией. c, d — соответствующие фотоэлектронные спектры со спиновым разрешением, измеренные для данных топологических изоляторов при  $k_{\parallel} = 0.05$  и  $-0.05 \text{ \AA}^{-1}$  и  $0.1$  (c) и  $-0.1 \text{ \AA}^{-1}$  (d) относительно нормали к поверхности.

воздействия на оптику канала вывода синхротронного излучения и др. Время измерений в каждом цикле было значительно меньше времени возможных температурных изменений. Определение и анализ относительного сдвига между уровнями Ферми в спектрах при фотовозбуждении с использованием противоположных циркулярных поляризаций, а не абсолютных значений положений уровней Ферми в фотоэлектронных спектрах позволяли нивелировать влияние перечисленных выше факторов на экспериментальные результаты и выде-

лать вклад именно генерируемых поверхностных спин-поляризованных токов.

### 3. Экспериментальные результаты

На рис. 3, a, b представлены дисперсионные зависимости топологических поверхностных состояний для соединений  $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_{1.8}\text{Sc}_{1.2}$  и  $\text{PbBi}_2\text{Se}_2\text{Te}_2$ , измеренные методом фотоэлектронной спектроскопии с уг-



**Рис. 4.** Дисперсионные зависимости топологических поверхностных состояний, представленные в области, близкой к уровню Ферми, измеренные для  $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_{1.8}\text{Se}_{1.2}$  при энергиях фотонов 18 (a), 22 (b), 25 (c) и 28 eV (d) соответственно, при фотовозбуждении с использованием противоположных (negative, positive) циркулярных поляризаций. Колонки (e,f) показывают соответствующий энергетический сдвиг уровней Ферми в фотоэлектронных спектрах для противоположных циркулярных поляризаций в случае энергетических распределений электронов, полученных интегрированием по всем значениям импульса  $k_{\parallel}$  на представленных дисперсиях (e), и для спектров, измеренных непосредственно в точке  $\Gamma$  зоны Бриллюэна (f). g — интегрированные по  $k_{\parallel}$  плотности электронных состояний в области уровня Ферми в фотоэлектронных спектрах, измеренные для поликристаллической золотой фольги при противоположных циркулярных поляризациях ( $h\nu = 25$  eV).

ловым разрешением с использованием линейно поляризованного синхротронного излучения при энергии фотонов 25 eV. Использование линейной поляризации позволяет представить особенности электронной структуры исследуемых систем вне зависимости от влияния циркулярной поляризации. Представленные дисперсии

показывают, что оба соединения характеризуются дираковским конусом электронных состояний, что типично для классических топологических изоляторов [1–11]. Обе ветви дираковского конуса отделены от валентной зоны. Для  $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_{1.8}\text{Se}_{1.2}$  точка Дирака (DP) локализована в области запрещенной зоны при энергии



связи 0.31 eV. Для  $\text{PbBi}_2\text{Se}_2\text{Te}_2$  точка Дирака также расположена в области запрещенной зоны, но при больших энергиях связи — 0.62 eV. При этом в области энергий между 0.35 eV и уровнем Ферми явным образом видны состояния зоны проводимости. Уровень Ферми для этого соединения расположен в области зоны проводимости, что предполагает шунтирующее включение электронов зоны проводимости в формируемые спин-поляризованные токи. Для  $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_{1.8}\text{Se}_{1.2}$  уровень Ферми расположен в области запрещенной зоны, что дает основание предполагать высокую эффективность генерации спин-поляризованных токов, протекающих через топологические поверхностные состояния, без их шунтирования токами по не спин-поляризованным состояниям зоны проводимости. На рис. 3, *c, d* представлены фотоэлектронные спектры со спиновым разрешением для исследуемых соединений. Спектры показывают антисимметричную спиновую структуру относительно центра зоны Бриллюэна ( $k_{\parallel} = 0$ ) для противоположных ветвей дираковского конуса топологических состояний, что является характерным для топологических изоляторов. Именно такая спиновая структура является базисом для создания спин-поляризованных токов в данных системах.

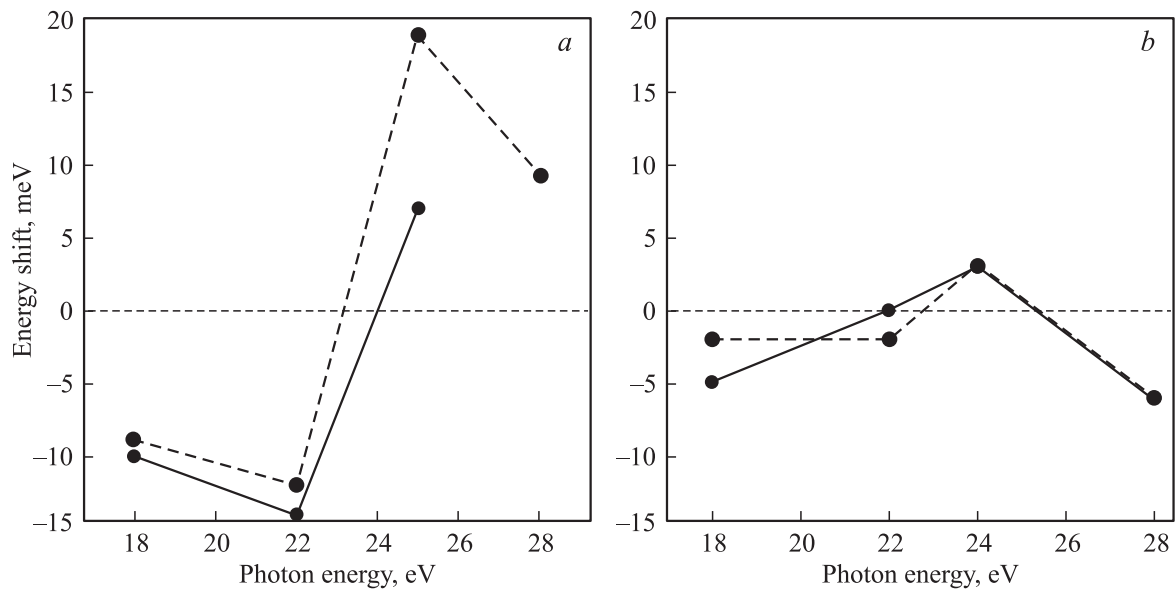
Для того чтобы показать, что возбуждение циркулярно поляризованным синхротронным излучением приводит к неэквивалентному сдвигу краев Ферми для противоположных ветвей дираковского конуса, обусловленному соответствующим перераспределением электрохимического потенциала при образовании дырок на уровне Ферми и формировании „компенсирующих“ спин-поляризованных токов, на рис. 4, *a-d* показаны верхние части дисперсий топологических состояний в области края Ферми, измеренные при противоположных циркулярных поляризациях и различных энергиях фотовозбуждения. Дисперсии представлены в шкалах экспериментально измеренных кинетических энергий фотоэлектронов с существенно увеличенной интенсивностью фотоэмиссионных особенностей (по сравнению с дисперсиями на рис. 3) для того, чтобы выявить сдвиги уровней Ферми явным образом. Дополнительные особенности, появляющиеся при этом на уровне Ферми, формируются вследствие адсорбции остаточных газов при длительном эксперименте. Формирование данных особенностей на уровне Ферми позволило выявить сдвиги краев Ферми в фотоэлектронных спектрах более явным образом. В колонках *e, f* представлены соответствующие края фотоэмиссионных спектров, измеренные при фотовозбуждении циркулярно поляризованным синхротронным излучением с противоположной (positive, negative) циркулярной поляризацией непосредственно в точке  $\Gamma$  с использованием состояний, появившихся в результате адсорбции газов (колонка *f*), и края энергетических распределений, полученных путем интегрирования по всем  $k_{\parallel}$  на представленных дисперсионных зависимостях (колонка *e*).

Прежде всего из сравнения явно виден энергетический сдвиг уровней Ферми в фотоэмиссионных спектрах, измеренных при противоположных циркулярных

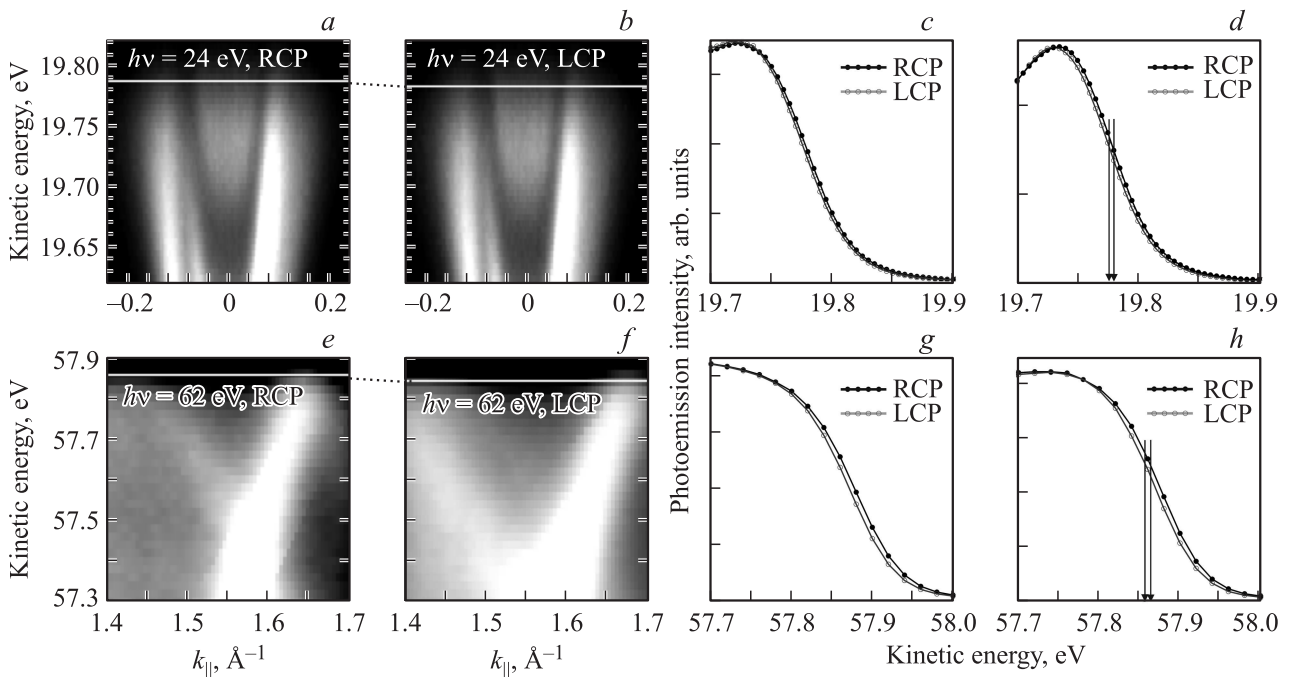
поляризациях. Горизонтальные линии на дисперсионных зависимостях (рис. 4, *a-d*), показывающие изменение положения края Ферми, определены исходя из значений энергий, соответствующих половине высоты максимума интенсивности интегрированной плотности электронных состояний вблизи Ферми-края (см. положения вертикальных стрелок в колонке *f*). Изменения величины и знака сдвига уровня Ферми при фотовозбуждении с использованием противоположных циркулярных поляризаций, измеренные при различных энергиях фотонов, представлены на рис. 5. Оценка величины сдвига производилась по методу Андерсона [30], который обычно используется при определении изменения работы выхода как сдвиг между параллельными кривыми краев спектров энергетического распределения электронов на уровне Ферми в фотоэлектронных спектрах. Точность определения сдвига при использовании данного метода может достигать 1–3 meV. Подтверждением этого могут служить данные работ [31,32], где анализировался сдвиг уровня Ферми в фотоэлектронных спектрах в пределах нескольких миллиэлектрон-вольт при определении величины формируемой щели в топологических изоляторах, допированных атомами магнитных металлов. На рис. 5, *a* для сравнения представлены оценки сдвигов края Ферми с использованием двух методов: по сдвигу краев энергетических распределений в фотоэлектронных спектрах непосредственно в точке  $\Gamma$  (рис. 4, *f*) и распределений, интегрированных по  $k_{\parallel}$  (рис. 4, *e*). Видно, что оба способа дают сравнимые результаты. При энергии фотонов 28 eV состояния на уровне Ферми, связанные с адсорбцией остаточных газов, в спектрах отсутствуют. В этом случае использовалась только оценка по краям спектров, интегрированных по  $k_{\parallel}$ .

Как видно из дисперсионных зависимостей, представленных на рис. 6, *a, b*, аналогичные сдвиги уровней Ферми при фотовозбуждении с использованием противоположных циркулярных поляризаций наблюдаются и для топологического изолятора  $\text{PbBi}_2\text{Se}_2\text{Te}_2$ . На рис. 6, *c, d* показаны соответствующие энергетические распределения электронов на краях фотоэлектронных спектров, измеренные при противоположных циркулярных поляризациях. Общие изменения величины и знака сдвига края Ферми с изменением энергии фотонов для данного топологического изолятора представлены на рис. 5, *b*. Из сравнения данных для двух топологических изоляторов (рис. 5, *a* и *b*) видно, что величина сдвига края Ферми для  $\text{PbBi}_2\text{Se}_2\text{Te}_2$  меньше, чем для  $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_{1.8}\text{Se}_{1.2}$ .

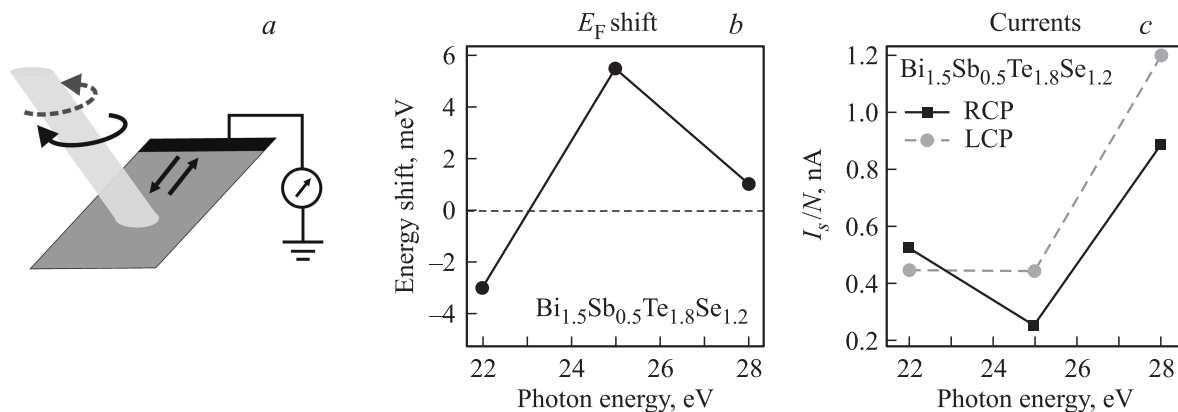
Интересно, что с изменением энергии фотонов знак сдвига между уровнями Ферми в фотоэлектронных спектрах, определяемого как разность в положениях уровня Ферми при фотовозбуждении с противоположными циркулярными поляризациями, изменяется при переходе от значений энергии фотонов 18–22 eV к значениям 25–28 eV. Это было отмечено как для  $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_{1.8}\text{Se}_{1.2}$ , так и для  $\text{PbBi}_2\text{Se}_2\text{Te}_2$ . Такое поведение знака сдвига края Ферми коррелирует с осциллирующим характером изменений знака сигнала циркулярного дихроизма при фотовозбуждении синхротронным



**Рис. 5.** Общие изменения величины и знака энергетического сдвига края Ферми в фотоэлектронных спектрах при фотовозбуждении с использованием противоположных циркулярных поляризаций синхротронного излучения, измеренные при различных энергиях фотонов для топологических изоляторов  $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_{1.8}\text{Se}_{1.2}$  (a) и  $\text{PbBi}_2\text{Se}_2\text{Te}_2$  (b). Сдвиги, измеренные непосредственно в точке  $\Gamma$  и при сравнении спектров, интегрированных по  $k_{\parallel}$ , представлены для обоих соединений сплошными и штриховыми линиями соответственно.



**Рис. 6.** Дисперсионные зависимости топологических поверхностных состояний в области, близкой к уровню Ферми, измеренные для  $\text{PbBi}_2\text{Se}_2\text{Te}_2$  при  $h\nu = 24$  eV при фотовозбуждении с использованием противоположных (negative, positive) циркулярных поляризаций (a, b). c, d — соответствующие энергетические распределения электронов вблизи края Ферми в фотоэлектронных спектрах (интегрированные по  $k_{\parallel}$  (c) и в точке  $\Gamma$  (d)), показывающие энергетический сдвиг краев Ферми для противоположных циркулярных поляризаций. e, f — соответствующие зависимости для графена, синтезированного на поверхности Pt(111), измеренные при  $h\nu = 62$  eV, g, h — энергетические распределения электронов вблизи края Ферми, интегрированные по  $k_{\parallel}$  и в точке  $\Gamma$  соответственно.



**Рис. 7.** *a)* Схематическое представление геометрии эксперимента по измерению поверхностных спин-поляризованных токов, генерируемых циркулярно-поляризованным синхротронным излучением. *b)* Изменение энергетического сдвига уровня Ферми в фотоэлектронных спектрах при различных энергиях фотонов, измеренного в данной геометрии эксперимента. *c)* Соответствующие изменения величин поверхностных токов, генерируемых синхротронным излучением с противоположной циркулярной поляризацией.

излучением с противоположной циркулярной поляризацией [11,33], который также меняет знак при переходе энергии фотонов от 22 к 25 eV. Подобная корреляция может свидетельствовать о взаимосвязи формируемых сдвигов краев Ферми с различной „депопуляцией“ топологических состояний для противоположных ветвей дираковского конуса при фотовозбуждении с использованием противоположных циркулярных поляризаций синхротронного излучения (см. обсуждение далее).

Для экспериментального подтверждения формирования поверхностных токов при фотовозбуждении синхротронным излучением с противоположной циркулярной поляризацией и корреляций формируемых токов с вариациями сдвига края Ферми при различных энергиях фотонов был проведен специальный эксперимент по прямому измерению поверхностных токов вдоль поверхностных топологических состояний для Bi<sub>1.5</sub>Sb<sub>0.5</sub>Te<sub>1.8</sub>Se<sub>1.2</sub>. На рис. 7, *a* представлена геометрия эксперимента. Для выделения токов именно вдоль поверхности образец был изолирован, и ток измерялся непосредственно между областью облучения пучком синхротронного излучения и специальным контактом на поверхности образца. Измерения тока были проведены в направлении, перпендикулярном направлению падения излучения (т.е. в направлении формирования спин-поляризованных токов (см. для сравнения рис. 2)), при температуре жидкого азота в условиях сверхвысокого вакуума. На рис. 7, *c* представлены изменения величин поверхностных токов при фотовозбуждении с противоположной циркулярной поляризацией (серые кружки и черные квадраты) при изменении энергии фотонов. Явно видна инверсия в разности токов, генерируемых при противоположных циркулярных поляризациях, при переходе энергии фотонов от 22 к 25 eV. Разность между регистрируемыми поверхностными токами обусловлена различием в фотовозбуждении при противоположных циркулярных поляризациях синхротронного излучения и свидетель-

ствует о разности спин-поляризованных токов, генерируемых в противоположных направлениях. На рис. 7, *b* приведены изменения сдвигов уровня Ферми, измеренных для противоположных циркулярных поляризаций для данной геометрии эксперимента. На зависимостях, представленных на рис. 7, *b* и *c*, видна явная корреляция между изменением знака сдвигов уровней Ферми в фотоэлектронных спектрах и инверсией поверхностных токов, которые связаны с разницей в фотовозбуждении топологических поверхностных состояний синхротронным излучением с противоположной циркулярной поляризацией.

Следует отметить, что в системах, не характеризующихся спиновой структурой, спин-поляризованных токов под воздействием циркулярно поляризованного синхротронного излучения не возникает, и поэтому соответствующих сдвигов уровней Ферми в фотоэмиссионных спектрах не наблюдается. На рис. 4, *g* представлены кривые энергетического распределения фотоэлектронов для уровня Ферми в фотоэлектронном спектре поликристаллического золота, измеренные при энергии фотонов 25 eV при фотовозбуждении синхротронным излучением с противоположными циркулярными поляризациями. Никакого различимого сдвига уровней Ферми в фотоэмиссионных спектрах для противоположных циркулярных поляризаций не наблюдается. Это означает, что в системах со спин-вырожденной электронной структурой спин-поляризованные токи под воздействием циркулярно поляризованного излучения не формируются, и сдвига уровня Ферми в соответствующих фотоэмиссионных спектрах не наблюдается.

#### 4. Обсуждение результатов

Возможность генерации спин-поляризованных токов под действием оптического лазерного и терагерцевого излучения (фотогальванический и спиновый фотогальванический эффекты) в соединениях на основе



$A_3B_5$ , гетероструктурах и квантовых ямах на их основе активно изучалась в течение последнего десятилетия [21–26,34,35], в том числе с использованием циркулярно поляризованного лазерного излучения (циркулярный фотогальванический эффект) [21–26,35,36]. Было, в частности, показано, что возбуждение циркулярно поляризованным лазерным излучением в соответствии с правилами отбора приводит к генерации спин-поляризованного тока, направление которого определяется направлением циркулярной поляризации лазерного излучения и может быть изменено на противоположное при смене направления циркулярной поляризации. Это определяется, с одной стороны, передачей углового момента циркулярно поляризованных фотонов электронной и дырочной подсистеме. С другой стороны, спиновая поляризация создаваемого тока определяется в основном асимметричным спин-зависимым рассеянием возбужденных под действием лазерного излучения электронов и зависит от спиновой структуры исследуемой системы [35,36]. При этом в последнее время появились работы, показывающие наличие спинового и циркулярного фотогальванического эффекта в системах на основе топологических изоляторов с геликоидальной спиновой электронной структурой [37,38] и системах типа системы Рашбы, характеризующихся повышенным спин-орбитальным взаимодействием [26]. Было показано, что ток, генерируемый циркулярно поляризованным лазерным излучением в данных системах, является спин-поляризованным с ориентацией спина перпендикулярно импульсу [26], что определяется особенностями спиновой электронной структуры систем [1–11,15,16]. При этом направление генерируемого спин-поляризованного тока может быть изменено на противоположное при смене направления циркулярной поляризации [26].

Следует подчеркнуть, что лазерное излучение генерирует межзонные и внутрizonные переходы электронов на состояния на уровне Ферми или немного выше его, что и приводит к созданию соответствующих зарядовых и спин-поляризованных токов, в первую очередь вследствие асимметричного рассеяния возбужденных электронов [21–26,34,35].

В данной работе мы предлагаем использовать для создания спин-поляризованных токов в топологических изоляторах не лазерное, а синхротронное излучение со значительно более высокой энергией фотовозбужденных электронов (в частности, 18–28 eV), чем в случае возбуждения лазерным излучением. И в этом заключается принципиальное отличие настоящей работы. При возбуждении лазерным излучением возбужденные электроны не могут выйти в вакуум, и поэтому создание соответствующих зарядовых и спин-поляризованных токов определяется в значительной степени рассеянием данных электронов. При воздействии синхротронным излучением возбужденные электроны имеют энергию значительно выше уровня вакуума, в результате чего выходят в вакуум и далее не участвуют в создании спин-поляризованного тока. При этом на уровне Ферми создаются дырки, характеризующиеся той же величиной

и знаком импульса, а также спиновой ориентацией, что и возбужденные фотоэлектроны. При использовании циркулярной поляризации одного направления, например правосторонней, возбуждаются электроны (и формируются дырки на уровне Ферми) в одной ветви дираковского конуса, а при использовании циркулярной поляризации противоположной направленности (левосторонней) возбуждаются электроны в другой ветви дираковского конуса (рис. 1). Дырки, образованные на электронных состояниях, должны компенсироваться электронами либо из объема, либо за счет электронов на уровне Ферми из областей вне зоны воздействия пучка синхротронного излучения. Поскольку, с одной стороны, исследуемые топологические изоляторы характеризуются в объеме положением уровня Ферми внутри запрещенной зоны, а с другой стороны, на поверхности уровень Ферми расположен в области локализации топологических поверхностных состояний с металлическим характером дисперсии, компенсация формируемых дырок должна в основном осуществляться за счет электронов с топологических состояний из областей вне зоны воздействия пучка синхротронного излучения. При этом компенсационные токи, протекающие через поверхностные топологические состояния, будут автоматически спин-поляризованными, так же как и в случае токов, создаваемых приложением напряжения вдоль поверхности [2,19] или за счет циркулярно поляризованного лазерного излучения [3].

Создаваемые воздействием синхротронного излучения дырки и формируемые компенсационные токи будут приводить к перераспределению электрохимического потенциала вдоль поверхности, который может быть зарегистрирован в виде сдвига края Ферми в фотоэмиссионных спектрах, представленных в шкале кинетических энергий фотоэлектронов (рис. 2).

Помимо компенсационных спин-поляризованных токов, протекающих через топологические поверхностные состояния, при фотовозбуждении формируются также и объемные зарядовые токи, а также токи за счет рассеяния фотовозбужденных электронов, не вышедших в вакуум. И, вероятно, этот ток является преобладающим над формируемым спин-поляризованным током через поверхностные топологические состояния (рис. 7). Однако, если учитывать разницу в сдвигах краев Ферми при воздействии излучения с противоположной циркулярно поляризацией или сдвиг при воздействии циркулярно и линейно поляризованного излучения, то регистрируемая разница должна определяться только разницей в формируемых компенсационных спин-поляризованных токах вдоль топологических поверхностных состояний.

Из рис. 5 явно видно изменение знака сдвига края Ферми на противоположный для правосторонней и левосторонней циркулярной поляризации между областями энергий фотонов 18–22 и 25–28 eV. Наблюдаемые изменения в знаке края Ферми хорошо коррелируют с осциллирующим характером изменения знака сигнала циркулярного дихроизма для топологических изоляторов в дисперсионных зависимостях фотоэмиссионных

спектров для данного диапазона энергий фотонов, широко представленных и обсуждаемых в литературе [11,33]. В [11] было показано, что с изменением энергии фотонов возбуждение состояний для противоположных ветвей дираковского конуса в фотоэлектронных спектрах, измеренных с использованием циркулярно поляризованного синхротронного излучения, и соответствующий знак разности интенсивностей данных состояний (сигнал циркулярного дихроизма) изменяются осциллирующим образом. При этом при использовании правосторонней циркулярной поляризации при энергиях фотонов более 23–24 eV возбуждаются в основном состояния одной ветви дираковского конуса, а при энергиях фотонов менее 23–24 eV возбуждаются в основном состояния уже противоположной ветви дираковского конуса. При использовании левосторонней циркулярной поляризации имеет место обратная ситуация. При этом интенсивности состояний для противоположных ветвей дираковского конуса, измеренные при использовании противоположных циркулярных поляризаций при фиксированной энергии фотонов, различаются [11], что приводит к появлению интегрального разностного сигнала циркулярного дихроизма и изменению знака разностного сигнала при переходе между энергиями ниже и выше 23–24 eV. В работе [11] были проведены расчеты и показано, что осциллирующий характер сигнала (и знака) циркулярного дихроизма обусловлен взаимосвязью между начальными и конечными состояниями и изменением пространственно-зависимого орбитального смешивания соответствующих волновых функций при изменении перпендикулярной компоненты блоховского волнового вектора для различных энергий фотонов. При этом соотношение индивидуальных фотоинтенсивностей при правосторонней и левосторонней циркулярных поляризациях может меняться при варьировании угла падения фотонов, оставляя постоянной энергетическую зависимость.

Если перейти к случаю измеренных в нашей работе сдвигов края Ферми в фотоэмиссионных спектрах при воздействии синхротронного излучения с противоположной циркулярной поляризацией (рис. 5), то при фотовозбуждении с использованием правосторонней и левосторонней циркулярной поляризации генерируются дырки с противоположным импульсом и направлением спина, что приводит к генерации спин-поляризованных токов в противоположных направлениях. При этом, если сечения фотовозбуждения для право- и левосторонней циркулярной поляризации различны, будут различаться по величине и формируемые компенсационные спин-поляризованные токи. В этом случае разница в спин-поляризованных токах, генерируемых при использовании противоположных циркулярных поляризаций, будет менять знак при переходе между энергиями фотонов выше и ниже 23–24 eV. Это будет сопровождаться соответствующим изменением знака разностного сдвига краев Ферми, измеренных при использовании противоположных циркулярных поляризаций синхротронного излучения, что и наблюдается в эксперименте.

Данная корреляция между сдвигами краев Ферми в фотоэмиссионных спектрах с изменением знака разностного сигнала циркулярного дихроизма свидетельствует о том, что формируемые спин-поляризованные токи и соответствующие сдвиги краев Ферми действительно связаны с депопуляцией электронных состояний на уровне Ферми при фотовозбуждении циркулярно поляризованным синхротронным излучением, т.е. предлагаемый механизм формирования спин-поляризованных токов при воздействии циркулярно поляризованного синхротронного излучения в исследуемой области энергий фотонов действительно имеет место (при параллельном создании и других видов зарядовых токов). При этом различие в спин-поляризованных токах (и в соответствующих положениях краев Ферми), генерируемых при использовании противоположных циркулярных поляризаций, связано в первую очередь с депопуляцией состояний на уровне Ферми при фотовозбуждении и в значительно меньшей степени с эффектами спин-зависимого рассеяния возбужденных электронов, которые являются определяющими при использовании лазерного излучения.

При этом спин-поляризованный ток, созданный при фотовозбуждении циркулярно поляризованным синхротронным излучением, может индуцировать реверсную намагниченность в магнитно-допированном топологическом изоляторе вследствие спин-торк эффекта [39], что подтверждает спиновую поляризацию генерируемых токов.

Как видно из рис. 5, соответствующие сдвиги уровней Ферми в фотоэмиссионных спектрах для топологического изолятора  $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_{1.8}\text{Se}_{1.2}$  значительно больше по величине аналогичных сдвигов, наблюдаемых для  $\text{PbBi}_2\text{Se}_2\text{Te}_2$ . Это можно связать с тем, что вследствие высокого объемного сопротивления и отсутствия состояний зоны проводимости на уровне Ферми  $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_{1.8}\text{Se}_{1.2}$  характеризуется существенным вкладом поверхностных топологических состояний в поверхностную проводимость [24,25]. Это обуславливает высокую эффективность данного топологического изолятора для генерации спин-поляризованных токов. Для  $\text{PbBi}_2\text{Se}_2\text{Te}_2$ , характеризующегося наличием на уровне Ферми не поляризованных по спину состояний зоны проводимости, наблюдаемые сдвиги уровней Ферми в фотоэмиссионных спектрах значительно меньше. Состояния зоны проводимости оказывают шунтирующее воздействие, и поэтому результирующие спин-поляризованные токи, формируемые в данном соединении, имеют меньшую величину. Это коррелирует с меньшей величиной сдвигов уровня Ферми в фотоэмиссионных спектрах  $\text{PbBi}_2\text{Se}_2\text{Te}_2$ , чем в случае  $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_{1.8}\text{Se}_{1.2}$ .

Для подтверждения того, что данный метод формирования спин-поляризованных токов циркулярно поляризованным синхротронным излучением и их индикации по сдвигам краев фотоэмиссионных спектров может быть использован для других систем со спин-поляризованной структурой, нами были проведены соответствующие

эксперименты для графена, синтезированного на поверхности Pt(111). В [40] было показано, что вследствие гибридизации со спин-поляризованными Pt  $d$ -состояниями вблизи уровня Ферми графеновые  $\pi$ -состояния характеризуются дираковским конусом электронных состояний с аномально высоким индуцированным спин-орбитальным расщеплением вблизи уровня Ферми и спиновой ориентацией перпендикулярно импульсу электрона. Теоретические оценки, проведенные в работе [20], показали возможность формирования спин-поляризованных токов вдоль интерфейса графен/Pt(111). На рис. 6, *e, f* показаны соответствующие участки дисперсии  $\pi$ -состояний, измеренные при фотовозбуждении синхротронным излучением с противоположными циркулярными поляризациями. На рис. 6, *g, h* представлены соответствующие уровни Ферми данных фотоэлектронных спектров, показывающие наличие сдвига уровня Ферми  $\sim 6$  meV для противоположных циркулярных поляризаций. С одной стороны, это свидетельствует о возможности формирования спин-поляризованных токов в данной системе, что коррелирует с результатами работы [20]. С другой стороны, это позволяет сделать заключение, что данный метод может быть использован для различных систем со спиновой структурой.

## 5. Заключение

В работе предложен и проанализирован новый (дополнительный) метод генерации спин-поляризованных токов при воздействии циркулярно поляризованным синхротронным излучением. На основе проведенных исследований было сделано заключение о том, что генерация спин-поляризованных токов обусловлена спин-зависимой асимметрией фотовозбуждения при использовании возбуждающего излучения с противоположной циркулярной поляризацией и соответствующей неэквивалентной генерацией дырок на уровне Ферми на ветвях дираковского конуса электронных состояний с противоположной спиновой ориентацией. Результатом генерации дырок является формирование компенсирующих спин-поляризованных токов, величина которых определяется концентрацией генерируемых дырок и зависит от особенностей электронной и спиновой структуры системы. Показано, что качественным индикатором формируемых спин-поляризованных токов может быть сдвиг края Ферми в фотоэлектронных спектрах при фотовозбуждении синхротронным излучением с противоположной циркулярной поляризацией. Были исследованы топологические изоляторы с различным стехиометрическим составом:  $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_{1.8}\text{Se}_{1.2}$  и  $\text{PbBi}_2\text{Se}_2\text{Te}_2$ . Показано, что величина сдвигов, а следовательно, и величина генерируемых спин-поляризованных токов больше для соединения  $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_{1.8}\text{Se}_{1.2}$ . Меньшие величины сдвигов уровня Ферми и генерируемых спин-поляризованных токов в  $\text{PbBi}_2\text{Se}_2\text{Te}_2$  обусловлены наличием не поляризованных по спину состояний зоны проводимости на уровне Ферми, которые могут шунтировать формируемые спин-поляризованные токи. Исследования графена,

синтезированного на поверхности Pt(111) показали, что данный метод может быть использован не только для топологических изоляторов, но и для других систем со спин-поляризованной электронной структурой.

## Список литературы

- [1] D. Hsieh, Y. Xia, D. Qian, L. Wray, J.H. Dil, F. Meier, J. Osterwalder, L. Patthey, J.G. Checkelsky, N.P. Ong, A.V. Fedorov, H. Lin, A. Bansil, D. Grauer, Y.S. Hor, R.J. Cava, M.Z. Hasan. *Nature* **460**, 1101 (2009).
- [2] C.H. Li, O.M.J. van't Erve, J.T. Robinson, Y. Liu, L. Li, B.T. Jonker. *Nature Nanotechnol.* **9**, 218 (2014).
- [3] J.W. McIver, D. Hsieh, H. Steinberg, P. Jarillo-Herrero, N. Gedik. *Nature Nanotechnol.* **7**, 96 (2012).
- [4] F. Xiu, L. He, Y. Wang, L. Cheng, L.-T. Chang, M. Lang, G. Huang, X. Kou, Y. Zhou, X. Jiang, Z. Chen, J. Zou, A. Shailos, K.L. Wang. *Nature Nanotechnol.* **6**, 216 (2011).
- [5] J. Tian, I. Childres, H. Cao, S. Tian, I. Miotkowski, Y.P. Chen. *Solid State Commun.* **191**, 1 (2014).
- [6] Y. Xia, D. Qian, D. Hsieh, A. Pal, H. Lin, A. Bansil, D. Grauer, Y.S. Hor, R.J. Cava, M.Z. Hasan. *Nature Phys.* **5**, 398 (2009).
- [7] D. Hsieh, Y. Xia, D. Qian, L. Wray, F. Meier, J.H. Dil, J. Osterwalder, L. Patthey, A.V. Fedorov, H. Lin, A. Bansil, D. Grauer, Y.S. Hor, R.J. Cava, M.Z. Hasan. *Phys. Rev. Lett.* **103**, 146 401 (2009).
- [8] K. Myamoto, A. Kimura, T. Okuda, H. Miyahara, K. Kuroda, H. Namatame, M. Taniguchi, S.V. Eremeev, T.V. Menshchikova, E.V. Chulkov, K.A. Kokh, O.E. Tereshchenko. *Phys. Rev. Lett.* **109**, 166 802 (2012).
- [9] A.M. Shikin, I.I. Klimovskikh, S.V. Eremeev, A.A. Rybkina, M.V. Rusinova, A.G. Rybkin, E.V. Zhizhin, J. Sanchez-Barriga, A. Varykhalov, I.P. Rusinov, E.V. Chulkov, K.A. Kokh, V.A. Golyashov, V. Kamyshlov, O.E. Tereshchenko. *Phys. Rev. B* **89**, 125 416 (2014).
- [10] S.V. Eremeev, G. Landolt, V. Menshchikova, B. Slomski, Y.M. Koroteev, Z.S. Aliev, M.B. Balanly, J. Henk, A. Ernst, L. Pattney, A. Eich, A.A. Khajetoorians, J. Hagemester, O. Pietzsch, J. Wiebe, R. Wiesendanger, P.M. Echenique, S. Tsirkin, I.R. Amiraslanov, J.H. Dil, E.V. Chulkov. *Nature Commun.* **3**, 635 (2012).
- [11] M. Neupane, S. Basak, N. Alidoust, S.-Y. Xu, C. Liu, I. Belopolski, G. Bian, J. Xiong, H. Ji, S. Jia, S.-K. Mo, M. Bissen, M. Sevrerson, H. Lin, N.P. Ong, T. Durakiewicz, R.J. Cava, A. Bansil, M.Z. Hasan. *Phys. Rev. B* **88**, 165 129 (2013).
- [12] Z. Ren, A.A. Taskin, S. Sasaki, K. Segawa, Y. Ando. *Phys. Rev. B* **84**, 165 311 (2011).
- [13] A.A. Taskin, Z. Ren, S. Sasaki, K. Segawa, Y. Ando. *Phys. Rev. Lett.* **107**, 016 801 (2011).
- [14] W. Wang, L. Li, W. Zou, L. Song, R. Zhang, X. Wu, F. Zhang. *Sci. Rep.* **5**, 7931 (2014).
- [15] P. Hosur. *Phys. Rev. B* **83**, 035 309 (2011).
- [16] S.R. Park, J. Han, C. Kim, Y.Y. Koh, C. Kim, H. Lee, H.J. Choi, J.H. Han, K.D. Lee, N.J. Hur, M. Arita, K. Shimada, H. Namatame, M. Taniguchi. *Phys. Rev. Lett.* **108**, 046 805 (2012).
- [17] K. Ando, M. Morikawa, T. Trypiniotis, Y. Fujikawa, C.H.W. Barnes, E. Saitoh. *App. Phys. Lett.* **96**, 082 502 (2010).
- [18] I.M. Miron, G. Gaudin, S. Auffret, B. Rodmacq, A. Schuhl, S. Pizzini, J. Vogel, P. Gambardella. *Nature Mater.* **9**, 230 (2010).

- [19] A.R. Mellnik, J.S. Lee, A. Richardella, J.L. Grab, P.J. Mintun, M.H. Fischer, A. Vaezi, A. Manchon, E.-A. Kim, N. Samarth, D.C. Ralph. *Nature* **511**, 449 (2014).
- [20] A.M. Shikin, A.A. Rybkina, A.G. Rybkin, I.I. Klimovskikh, P.N. Skirdkov, K.A. Zvezdin, A.K. Zvezdin. *Appl. Phys. Lett.* **105**, 042407 (2014).
- [21] S.A. Tarasenko, E.L. Ivchenko. *Письма в ЖЭТФ* **81**, 292 (2005).
- [22] S.D. Ganichev, W. Prettl. *J. Phys.: Condens. Matter* **15**, R935 (2003).
- [23] S.D. Ganichev, E.L. Ivchenko, S.N. Danilov, J. Eroms, W. Wegscheider, D. Weiss, W. Prettl. *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4358 (2001).
- [24] V.V. Bel'kov, S.D. Ganichev, P. Schneider, C. Back, M. Oestreich, J. Rudolph, D. Hagele, L.E. Golub, W. Wegscheider, W. Prettl, *Solid State Commun.* **128**, 283 (2003).
- [25] K.S. Cho, S. Cho, C.-T. Liang, Y.F. Chen, Y.Q. Tang, B. Shen. *Phys. Rev. B* **75**, 085327 (2007).
- [26] N. Ogawa, M.S. Bahramy, Y. Kaneko, Y. Tokura. *Phys. Rev. B* **90**, 125122 (2014).
- [27] Y. Pan, D. Wu, J. R. Angevaere, H. Luigjes, E. Frantzeskakis, N. de Jong, E. van Heumen, T.V. Bay, B. Zwartsenberg, Y.K. Huang, M. Snelder, A. Brinkman, M.S. Golden, A. de Visser. *New J. Phys.* **16**, 123035 (2014).
- [28] C.S. Tang, B. Xia, X. Zou, S. Chen, H.-W. Ou, L. Wang, A. Rusydi, J.-X. Zhu, E.E.M. Chia. *Sci. Rep.* **3**, 3513 (2013).
- [29] K.A. Kokh, B.G. Nenashev, A.E. Kokh, G.Yu. Shvedenkov. *J. Cryst. Growth* **275**, E2129 (2005).
- [30] P.A. Anderson. *Phys. Rev.* **47**, 958 (1935).
- [31] Y.L. Chen, J.-H. Chu, J.G. Analytis, Z.K. Liu, K. Igarashi, H.-H. Kuo, X.L. Qi, S.K. Mo, R.G. Moore, D.H. Lu, M. Hashimoto, T. Sasagawa, S.C. Zhang, I.R. Fisher, Z. Hussain, Z.X. Shen. *Science* **329**, 659 (2010).
- [32] L.A. Wray, S.-Y. Xu, Y. Xia, D. Hsieh, A.V. Fedorov, Y.S. Hor, R.J. Cava, A. Bansil, H. Lin, M.Z. Hasan. *Nature Phys.* **7**, 32 (2011).
- [33] J. Sánchez-Barriga, A. Varykhalov, J. Braun, S.-Y. Xu, N. Alidoust, O. Kornilov, J. Minár, K. Hummer, G. Springholz, G. Bauer, R. Schumann, L.V. Yashina, H. Ebert, M.Z. Hasan, O. Rader. *Phys. Rev. X* **4**, 011046 (2014).
- [34] S.D. Ganichev, E.L. Ivchenko, V.V. Bel'kov, S.A. Tarasenko, M. Sollinger, D. Weiss, W. Wegscheider, W. Prettl. *Nature* **417**, 153 (2002).
- [35] S.D. Ganichev, H. Ketterl, W. Prettl, E.L. Ivchenko, L.E. Vorobjev. *Appl. Phys. Lett.* **77**, 3146 (2000).
- [36] S.D. Ganichev, E.L. Ivchenko, W. Prettl. *Physica E* **14**, 166 (2002).
- [37] P. Olbrich, L.E. Golub, T. Herrmann, S.N. Danilov, H. Plank, V.V. Bel'kov, G. Mussler, Ch. Weyrich, C.M. Schneider, J. Kampmeier, D. Grützmacher, L. Plucinski, M. Eschbach, S.D. Ganichev. *Phys. Rev. Lett.* **113**, 096601 (2014).
- [38] K.-M. Dantscher, D.A. Kozlov, P. Olbrich, C. Zoth, P. Faltermeier, M. Lindner, G.V. Budkin, S.A. Tarasenko, V.V. Bel'kov, Z.D. Kvon, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, D. Weiss, B. Jenichen, S.D. Ganichev. *Phys. Rev. B* **92**, 165314 (2015).
- [39] A.M. Shikin, A.A. Rybkina, I.I. Klimovskikh, M.V. Filianina, K.A. Kokh, O.E. Tereshchenko, P.N. Skirdkov, K.A. Zvezdin, A.K. Zvezdin. *Phys. Rev. B* In press.
- [40] I.I. Klimovskikh, S.S. Tsirkin, A.G. Rybkin, A.A. Rybkina, M.V. Filianina, E.V. Zhizhin, E.V. Chulkov, A.M. Shikin. *Phys. Rev. B* **90**, 235431 (2014).