

Терагерцовое зондирование топологических изоляторов: фотоэлектрические эффекты

А.В. Галеева, А.С. Казаков, Д.Р. Хохлов

Представлен обзор возможностей, которые предоставляет исследование фотоэлектрических эффектов в 3D топологических изоляторах и ряде других топологически нетривиальных материалов при их возбуждении терагерцовым излучением. Показано, что в ряде случаев информация об электронных состояниях, полученная с помощью таких экспериментов, является уникальной.

Ключевые слова: терагерцовое излучение, фотоэлектрические эффекты, фотогальванический эффект, фотоэлектромагнитный эффект, фотопроводимость

PACS numbers: 72.40.+w, 78.20.-e, 78.56.-a

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2023.12.039610>

Содержание

1. Введение (1046).
 2. Фотогальванические эффекты (1047).
 - 2.1. Фотогальванические эффекты в топологических изоляторах на основе $(\text{Bi, Sb})_2\text{Te}_3$.
 - 2.2. Фотогальванические эффекты в топологических изоляторах на основе HgTe .
 3. Фотоэлектромагнитный эффект (1051).
 4. Фотопроводимость (1053).
 5. Заключение (1056).
- Список литературы (1057).

1. Введение

В течение последних 15 лет физика топологических изоляторов является одним из бурно развивающихся направлений современной физики твёрдого тела. В трёхмерных топологических изоляторах (ТИ) сильное спин-орбитальное взаимодействие приводит к инверсии энергетических уровней, соответствующих зоне проводимости и валентной зоне в объёме полупроводника. Как следствие, на поверхности 3D ТИ с необходимостью появляются двумерные топологические электронные состояния. Эти состояния характеризуются дираковским спектром с нулевой эффективной массой. Кроме того, направление спина электрона оказывается фиксированным перпендикулярно к его квазиимпульсу, что препят-

ствует рассеянию электронов назад, по крайней мере в теории. Два упомянутых выше обстоятельства делают очень привлекательной идею использования электронного транспорта по топологическим поверхностным электронным состояниям в электронных устройствах.

Существование топологических поверхностных электронных состояний впервые было подтверждено экспериментально с помощью фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением (Angle-Resolved PhotoEmission Spectroscopy, ARPES) [1]. Однако данный метод не даёт прямой информации об электронном транспорте. В то же время транспортные измерения сопряжены с существенной трудностью, из-за того что топологические изоляторы, как правило, являются узкощелевыми полупроводниками с большим количеством электрически активных дефектов роста. Эти дефекты формируют резонансные донорные или акцепторные уровни, генерирующие высокую концентрацию носителей заряда, не вымерзающих при низких температурах. В результате объёмная проводимость шунтирует проводимость вдоль тонкого поверхностного топологического слоя. Выделение вклада поверхностной проводимости является сложной задачей, которая не всегда имеет однозначное решение.

Другой экспериментальный подход подразумевает оптоэлектронное зондирование поверхностных электронных состояний. Во многих случаях фотоэлектрические эффекты нечувствительны к объёмной проводимости, даже если концентрация свободных носителей заряда велика.

Важно отметить, что характерные энергии электронного спектра топологических изоляторов невелики, они составляют от единиц до двух-трёх сотен мэВ и соответствуют терагерцовому спектральному диапазону. Поэтому терагерцовое зондирование топологических изоляторов представляет особый интерес.

В настоящем обзоре мы приведём примеры фотоэлектрических эффектов, наблюдающихся при терагерцовом зондировании 3D топологических изоляторов, и

А.В. Галеева⁽¹⁾, А.С. Казаков⁽¹⁾, Д.Р. Хохлов^(1,2,*)

⁽¹⁾ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет,
Ленинские горы 1, стр. 2, 119991 Москва, Российская Федерация

⁽²⁾ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация
E-mail: (*) khokhlov@mig.phys.msu.ru

Статья поступила 16 октября 2023 г.,
после доработки 20 ноября 2023 г.

покажем, что данный инструмент является весьма эффективным при изучении электронных свойств указанного класса материалов.

2. Фотогальванические эффекты

В настоящее время для изучения систем дираковских фермионов активно привлекаются методики, основанные на нелинейных фотоэлектрических эффектах, для которых величина фотоиндуцированных токов пропорциональна квадрату напряжённости электрического поля E падающей электромагнитной волны. Одним из таких эффектов является фотогальванический эффект (ФГЭ), состоящий в возникновении фотоиндуцированного тока в пространственно однородных системах без центра инверсии при воздействии на них излучения. Различают линейный и циркулярный ФГЭ.

Линейный ФГЭ заключается в возникновении фототока, индуцированного линейно поляризованным падающим излучением [2, 3]. Природа этого эффекта связана напрямую с анизотропией процессов рассеяния. Фототок, вызванный циркулярным ФГЭ, пропорционален степени циркулярной поляризации излучения [4–6]. Проявление циркулярного эффекта связано с асимметрией распределения квазиимпульсов носителей в обратном пространстве.

ФГЭ может проявляться только в системах без центра инверсии [7]. Большинство 3D топологических изоляторов, в частности халькогениды Bi и Sb, в объёме являются centrosymmetric, однако на поверхности, где и формируются топологические состояния, симметрия оказывается пониженной, и центр инверсии отсутствует, что обуславливает селективную поверхностную чувствительность экспериментальных методов исследования электронного транспорта на основе ФГЭ. Как линейный, так и циркулярный ФГЭ активно исследуются в различных трёхмерных топологических изоляторах [8–15].

2.1. Фотогальванические эффекты

в топологических изоляторах на основе $(\text{Bi}, \text{Sb})_2\text{Te}_3$

Соединения на основе Bi и Sb одними из первых были классифицированы как 3D топологические изоляторы [16]. Так, первым экспериментально обнаруженным с помощью фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением 3D ТИ было соединение $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ [1]. Позднее в работе [17] были проведены расчёты, указы-

вающие на принадлежность соединений Bi_2Te_3 , Bi_2Se_3 , Sb_2Te_3 к классу 3D топологических изоляторов. Экспериментальное подтверждение формирования поверхностных проводящих состояний, носители в которых характеризуются линейным дираковским законом дисперсии, в упомянутых выше соединениях было произведено в работах [18–20]. Отметим, что все вышеупомянутые соединения обладают достаточно высокими концентрациями объёмных носителей заряда до $n \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ при $T = 4,2 \text{ К}$, что обуславливает необходимость применения селективных к поверхности методик исследования.

Кристаллическая решётка объёмных соединений на основе халькогенидов Bi и Sb характеризуется D_{3d} точечной группой симметрии в объёме и является centrosymmetric, тогда как поверхность таких материалов имеет отличную от объёма точечную группу симметрии C_{3v} и, следовательно, является единственно возможной областью проявления ФГЭ.

Фотогальванический эффект в соединениях на основе халькогенидов висмута и сурьмы исследован достаточно подробно в работах [9–13]. В цикле работ исследованы гетероструктуры, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии, в условиях терагерцового фотовозбуждения с использованием различных источников лазерного излучения при комнатной температуре.

Типичная зависимость нормированной амплитуды линейного ФГЭ от угла поляризации терагерцового излучения, падающего под прямым углом к поверхности образца, приведена на рис. 1.

Измерения проводились при двух различных значениях угла падения $\theta = 0$ и $\theta = 180^\circ$ с целью исключения из рассмотрения другого нелинейного фотоэлектрического эффекта — эффекта фотонного увлечения, зависящего от направления импульса фотона и возникающего как на поверхности, так и в объёме centrosymmetric топологических изоляторов. Экспериментально продемонстрировано, что именно ФГЭ вносит определяющий вклад в фотоотклик.

Механизм возникновения линейного ФГЭ следующий. Падающее терагерцовое излучение приводит к выстраиванию импульсов носителей заряда вдоль направления поляризации электрического поля. Ввиду наличия на поверхности халькогенидов Bi и Sb одинаково ориентированных тригональных рассеивателей движение рассеявшихся носителей заряда носит анизотропный характер, а значит, возникает фотоиндуцированный ток [7].

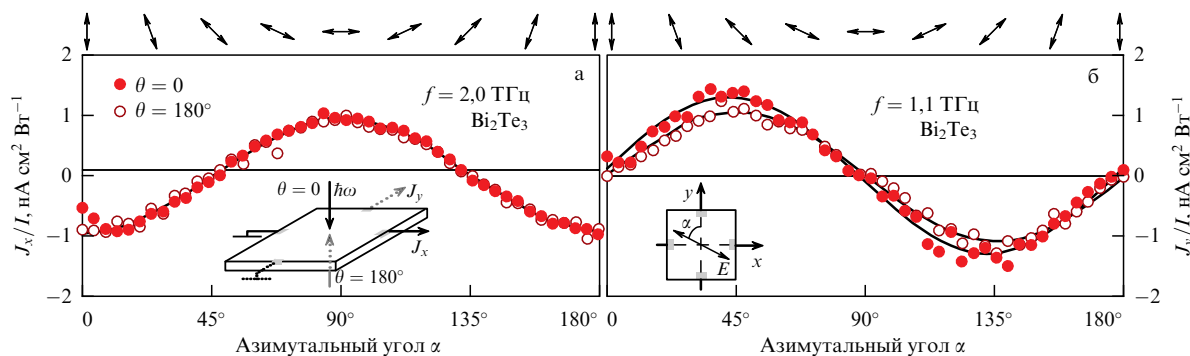


Рис. 1. Зависимость отношения фотоиндуцированного тока J_x к интенсивности излучения I от азимутального угла α плоскости поляризации. Частота падающего излучения $f = 2 \text{ ТГц}$ (а) и $f = 1,1 \text{ ТГц}$ (б). Красные точки соответствуют углу падения излучения $\theta = 0$, светлые — $\theta = 180^\circ$ [12]. Отношение J_x/I нормировано на максимальное значение.

Линейный ФГЭ, наблюдаемый в соединениях на основе теллурида висмута и сурьмы при нормальном падении фотовозбуждающего терагерцового излучения с характерной энергией кванта, значительно меньшей энергии Ферми, может быть описан с применением квазиклассического подхода. В этом случае друдевское поглощение излучения на свободных носителях заряда доминирует над межзонными оптическими переходами, а фотогальванический эффект возникает в силу асимметричного рассеяния поверхностных носителей заряда в условиях отсутствия центра инверсии на поверхности.

В области сравнительно небольших энергий (до 100 мэВ), удовлетворяющих при этом соотношению $\omega\tau \gg 1$, где $\omega = 2\pi f$ — циклическая частота излучения, τ — время рассеяния, амплитуда ФГЭ в соединениях на основе халькогенидов Bi и Sb зависит от частоты следующим образом (рис. 2):

$$A(f) \propto \frac{1}{1 + (2\pi f\tau)^2}. \quad (1)$$

Особенности мощностных зависимостей некоторых структур в более высокоэнергетической области связаны с активацией межзонных оптических переходов.

Таблица. Основные транспортные характеристики носителей заряда в приповерхностных областях эпитаксиальных структур на основе теллуридов Bi и Sb [12]

Образец	Bi ₂ Te ₃	Bi ₂ Te ₃ /Sb ₂ Te ₃		(Bi _{1-x} Sb _x) ₂ Te ₃	
		$d_{ST} = 7,5$ нм	$d_{ST} = 15$ нм	$x = 0,43$	$x = 0,94$
E_F , мэВ	500	140	30	500	7
v_F , 10^5 м с ⁻¹	4,3	5,2	2,2	5,1	3,8
τ , пс	> 0,25	0,06	0,06	> 0,25	0,04
μ , см ² (В с) ⁻¹	> 940	1230	1030	> 1330	8210

Приведённые зависимости дают возможность оценить основные транспортные характеристики носителей заряда в приповерхностных областях с использованием соответствующих соотношений для фототока и друдевской проводимости.

Определённые из экспериментальных зависимостей значения энергии Ферми E_F , скорости Ферми v_F , времени жизни приповерхностных носителей заряда τ и их подвижности μ в исследованных соединениях при комнатной температуре представлены в таблице.

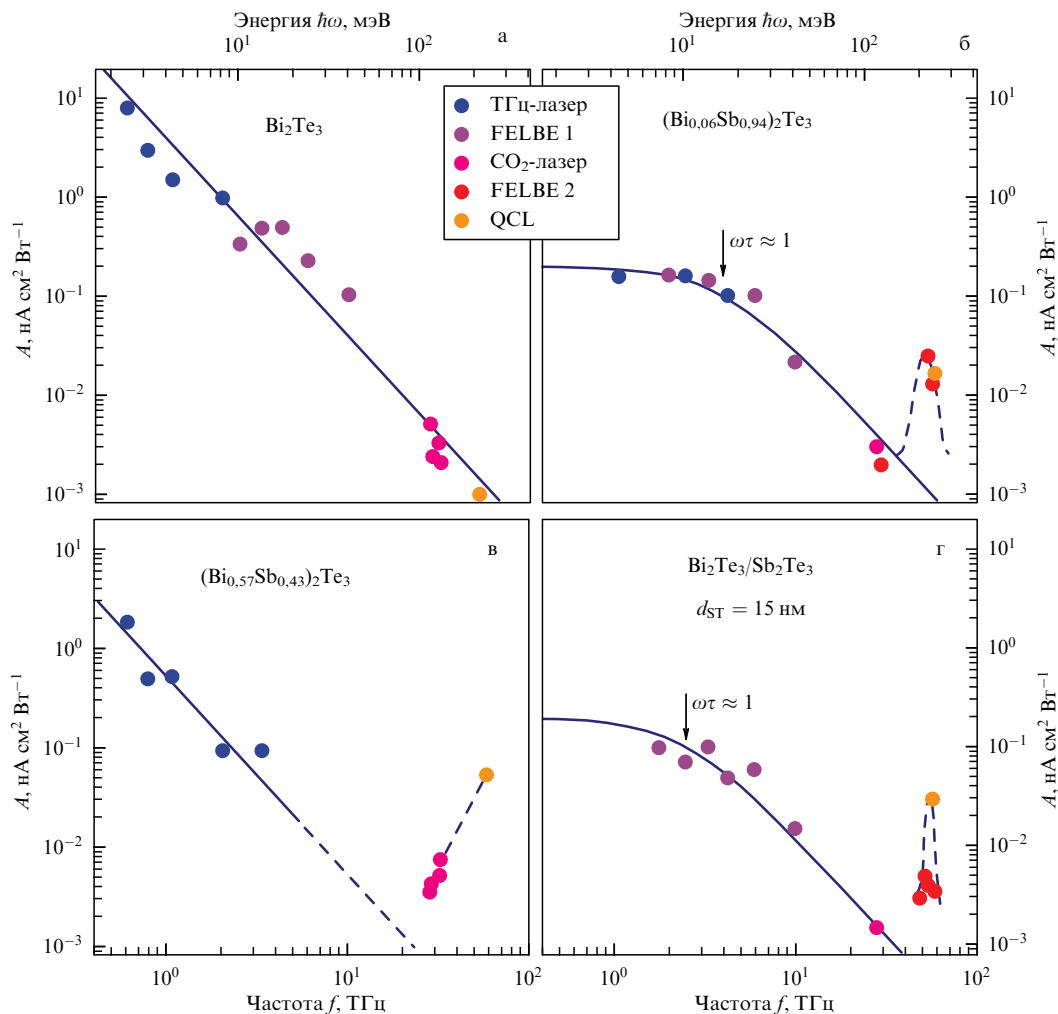


Рис. 2. Частотная зависимость отношения поверхностного фототока к интенсивности излучения в гетероструктурах на основе (а) Bi₂Te₃, (б) (Bi_{0,06}Sb_{0,94})₂Te₃, (в) (Bi_{0,57}Sb_{0,43})₂Te₃, (г) Bi₂Te₃/Sb₂Te₃ с толщиной слоя Sb₂Te₃ $d_{ST} = 15$ нм. Зависимость нормирована на максимальное значение. Различные цвета точек соответствуют различным источникам терагерцового излучения: оптически накачиваемый молекулярный терагерцовый лазер (ТГц-лазер), лазер на свободных электронах (FELBE 1,2), квантово-каскадный лазер (QCL), углекислотный лазер с поперечным возбуждением (CO₂-лазер). Сплошные линии построены с использованием соотношения (1) [11].

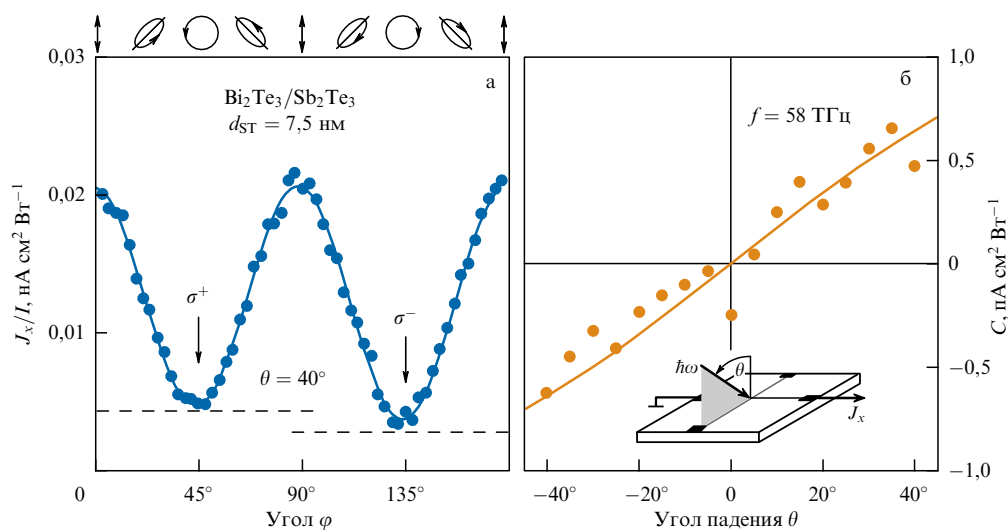


Рис. 3. (а) Зависимость фотоиндуцированного тока от поляризации падающего излучения, задаваемой углом поворота φ пластинки $\lambda/4$. θ — угол падения лазерного луча. (б) Зависимость нормированной амплитуды фототока, обусловленного циркулярным ФГЭ, от угла падения излучения [12]. Фототок нормирован на интенсивность падающего излучения.

В условиях наклонного падения электромагнитной волны на поверхность 3D топологической фазы на основе Bi и Sb в дополнение к линейному наблюдался и циркулярный ФГЭ [11–13]. Суммарные фотоиндуцированные токи, измеренные для двух различных круговых поляризаций — правой и левой — отличались ввиду наличия вклада циркулярного ФГЭ, зависящего от знака круговой поляризации (рис. 3).

В работе [13] предложена феноменологическая модель, в рамках которой суммарный фототок представлен в виде суперпозиции линейного и циркулярного вкладов:

$$j = j^{\text{circ}} + j^{\text{lin}}. \quad (2)$$

Плотность фотоиндуцированного тока, обусловленного циркулярным ФГЭ, задаётся следующим выражением:

$$j^{\text{circ}} = \gamma E_0^2 t_p t_s \sin \theta \sin(2\varphi), \quad (3)$$

где E_0 — амплитуда падающей волны; θ — угол падения, нормированный на показатель преломления; t_p и t_s — амплитудные коэффициенты пропускания; φ — угол поворота пластинки $\lambda/4$, определяющей поляризацию излучения.

Наблюдаемый циркулярный фотогальванический эффект авторами работ [11–13] связывается с фотоионизацией поверхностных топологических состояний. Микроскопическая природа эффекта основана на избирательном фотовозбуждении спин-поляризованных носителей двух различных ветвей топологических поверхностных состояний излучением с соответствующим знаком циркулярной поляризации в согласии с правилами отбора.

2.2. Фотогальванические эффекты в топологических изоляторах на основе HgTe

В структурах на основе HgTe в зависимости от параметров (толщина слоя, состав, температура и др.) реализуются электронные системы с различными свойствами,

и в том числе возможно формирование топологически нетривиальных фаз. Так, например, в квантовых ямах HgTe критической толщины $d = d_c \approx 6,5$ нм наблюдаются дираковские фермионы, при ширине ямы $d > d_c$ реализуется двумерный топологический изолятор [21, 22]; при толщинах $d \approx 20$ нм структура классифицируется как двумерный полуметалл [23]; в напряжённых 3D слоях HgTe при толщинах $d \sim 100$ нм формируется состояние трёхмерного топологического изолятора [24].

В отличие от соединений на основе Bi и Sb, кристаллическая решётка HgTe характеризуется отсутствием центра инверсии в объёме структуры, поэтому наблюдения ФГЭ, аналогичного по своей микроскопической природе фотогальваническим эффектам в соединениях на основе Bi₂Te₃ и Sb₂Te₃, не представляется возможным. Однако, как в 2D [25], так и в 3D плёнках [26, 27] HgTe наблюдается фотогальванический эффект, микроскопический механизм возникновения которого авторами работ связывается с асимметрией рассеяния, вызванной приложением внешнего магнитного поля.

В работах [26, 27] исследованы фотогальванические эффекты в эпитаксиальных плёнках на основе HgTe с толщиной 80–200 нм. Фотоиндуцированные терагерцовым лазерным излучением токи в исследованных структурах проявляются только в условиях приложения ненулевого магнитного поля, а их происхождение авторами работ связывается с поверхностными топологическими проводящими состояниями в силу следующих причин. Во-первых, магнитополевые зависимости фотоиндуцированных токов при подсветке как линейно, так и циркулярно поляризованным с противоположными знаками (σ^+ и σ^-) излучением носят немонотонный характер и содержат экстремумы, с хорошей точностью совпадающие с положением пиков циклотронного резонанса B_{CR1} и B_{CR2} , соответствующих электронным состояниям на верхней и нижней гранях образца (рис. 4).

Вычисленные из результатов измерений циклотронного резонанса значения эффективных масс находятся в хорошем согласии с теоретическими оценками эффективных масс носителей заряда в поверхностных проводящих

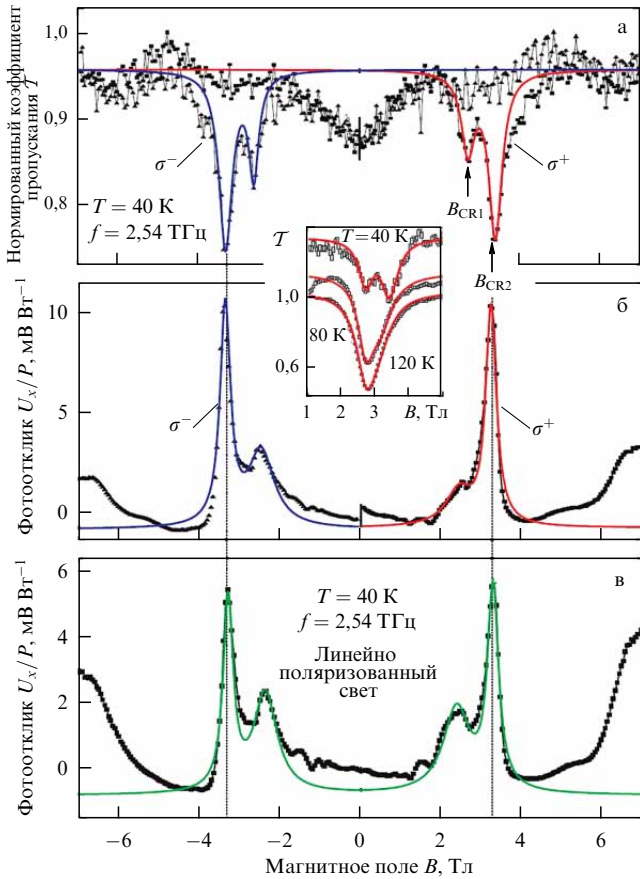


Рис. 4. Магнитолевая зависимость нормированного на максимум коэффициента пропускания (а) и фотоотклика на единицу мощности (б, в) в эпитаксиальных плёнках на основе 3D HgTe с толщиной 80 нм, измеренные при $T = 40$ К. Фотоотклик измерялся при условии подсветки излучением как с циркулярной поляризацией разных знаков (б), так и при воздействии линейно поляризованного излучения (в). На вставке приведены усреднённые магнитолевые зависимости коэффициента пропускания при различных температурах [26].

состояниях, полученными *kp*-методом с учётом квантования Бора–Зоммерфельда.

Кроме того, измерения, проведённые в условиях поворота образца относительно направления вектора индукции магнитного поля B на угол θ , показали, что положение максимума магнитолевой зависимости амплитуды фотоиндуцированного тока меняется по косинусoidalному закону (рис. 5).

Таким образом, фотоиндуцированный ток обусловлен именно нормальной к поверхности структуры компонентой магнитного поля. Это служит дополнительным аргументом в пользу предположения о том, что наблюдаемый фотогальванический эффект тесно связан с носителями заряда в поверхностных двумерных электронных состояниях.

Микроскопическая природа возникновения фотоиндуцированных токов связывается авторами с нарушением симметрии рассеяния неравновесных электронов в условиях приложения внешнего магнитного поля.

Приведённые результаты исследования ФГЭ в напряжённых плёнках HgTe толщиной 80 нм в дальнейшем были использованы в качестве референсных для изучения аналогичных структур с толщиной активного слоя 200 нм. Принципиальное отличие последних заключается в по крайней мере частичной релаксации одноосного

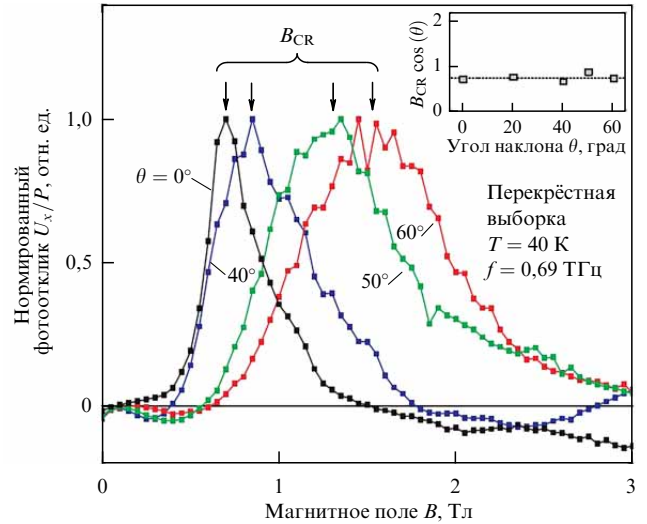


Рис. 5. Магнитолевые зависимости фотоотклика на единицу мощности, нормированного на его максимальное значение, измеренные в условиях поворота вектора магнитной индукции относительно нормали к поверхности образца на различные углы. На вставке представлена угловая зависимость проекции магнитного поля B_{CR} , соответствующего циклотронному резонансу, на нормальную к поверхности образца ось [26].

напряжения решётки, обеспечивающего раскрытие энергетической щели в объёме.

Экспериментальные результаты свидетельствуют о наличии в 200-нм структурах аналогичных по свойствам поверхностных проводящих состояний. Это подтверждается аналогичными магнитолевыми и угловыми зависимостями циклотронного резонанса и амплитуды фотоиндуцированных токов в плёнках толщиной 200 нм и 80 нм, а также близкими по величине эффективными массами, соответствующими поверхностным состояниям.

Наконец, в работе [28] исследовались фотогальванические эффекты в эпитаксиальных структурах на основе твёрдых растворов $Hg_{1-x}Cd_xTe$ с толщиной активного слоя $d \sim 4$ мкм. В сплавах $Hg_{1-x}Cd_xTe$ при изменении содержания Cd_x возможна перестройка зонного спектра в широких пределах, сопровождающаяся переходом из топологического состояния ($x < 0,16$) в тривиальное ($x > 0,16$). Несмотря на отсутствие центра инверсии кристаллической решётки, в исследованных образцах различных составов наблюдался циркулярный ФГЭ. Авторами работы выдвигаются следующие возможные причины возникновения циркулярного ФГЭ в указанных соединениях. Эффект может быть связан либо с двумерными проводящими состояниями на поверхности топологической фазы плёнки, либо с понижением симметрии объёмной структуры. Однако ФГЭ наблюдался как в образцах с прямым ($x > 0,16$), так и с инверсным ($x < 0,16$) энергетическим спектром, в том числе и при комнатной температуре (рис. 6).

Таким образом, природа возникновения циркулярного ФГЭ в условиях фотовозбуждения терагерцовым лазерным излучением в структурах на основе твёрдых растворов $Hg_{1-x}Cd_xTe$ не может быть связана исключительно с вкладом носителей заряда в двумерных топологических состояниях. Авторами работы предложен механизм возникновения ФГЭ, связанный с возникновением напряжения решётки, понижающего симметрию объёмного кристалла.

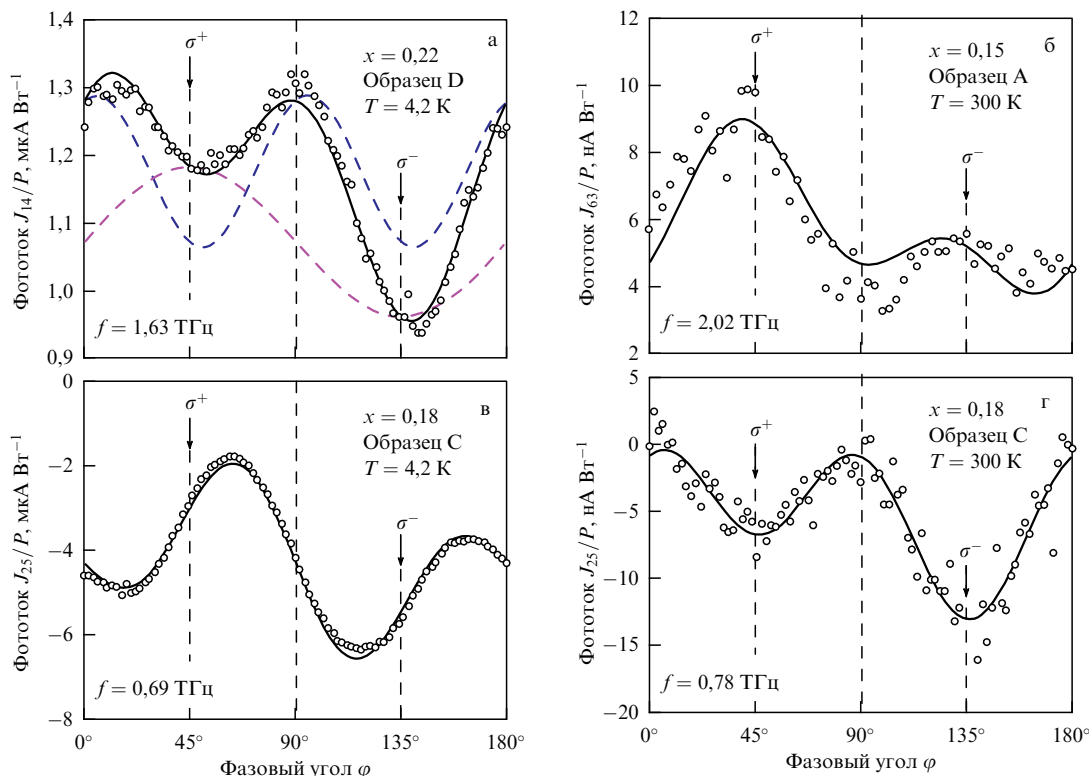


Рис. 6. Зависимость нормированных на мощность фотоиндуцированных токов от поляризации терагерцового лазерного излучения с частотами $f = 1,63$ ТГц (а), $2,02$ ТГц (б), $0,69$ ТГц (в) и $0,78$ ТГц (г) в образцах с составами $x = 0,22$ (а), $0,15$ (б), $0,18$ (в, г) при гелиевой (а, в) и комнатной (б, г) температурах. Сплошные линии соответствуют теоретическим оценкам. Розовая штриховая линия на рис. а соответствует вкладу циркулярного ФГЭ [28].

3. Фотоэлектромагнитный эффект

Фотоэлектромагнитный (ФЭМ) эффект был впервые обнаружен около 90 лет назад [29]. Суть эффекта заключается в появлении падения напряжения U_{PEM} между контактами образца, ориентированными перпендикулярно направлению падающего излучения и магнитному полю (геометрия Фогта, см. вставку на рис. 7). Это происходит вследствие появления диффузионного потока фотовозбуждённых электронов в магнитном поле по аналогии с эффектом Холла, в котором поток электронов определяется приложенным электрическим полем. Величина и знак сигнала U_{PEM} определяются магнитным полем, а также направлением и скоростью диффузионного потока носителей. Эффект обусловлен существованием неравновесных фотовозбуждённых носителей заряда в поверхностном слое полупроводника и может возникать как вследствие фотогенерации избыточных носителей, так и за счёт нагрева свободных носителей заряда.

ФЭМ-эффект являлся одним из важных инструментов исследования электронных свойств полупроводниковых материалов в 1960 – 1970-х гг. Основные результаты, полученные при использовании этого эффекта в физике полупроводников, были обобщены в обзоре [30]. В дальнейшем, однако, исследователи обращали на ФЭМ-эффект не такое большое внимание, что связано, по всей видимости, со взрывным ростом интереса к полупроводниковым структурам пониженной размерности начиная с 1980-х гг. В таких структурах толщина активного слоя значительно меньше характерной длины диффузии не-

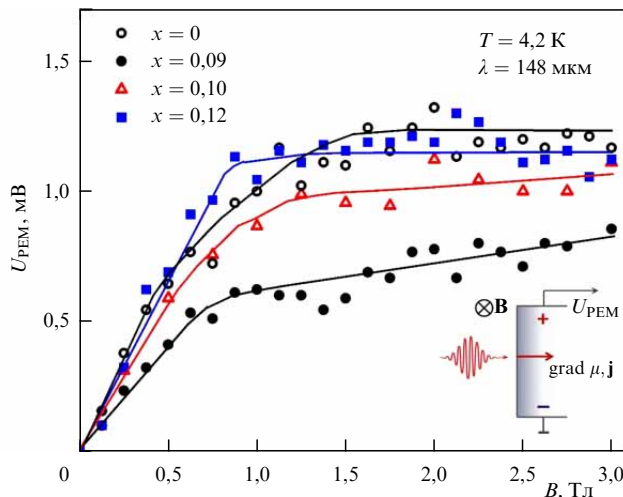


Рис. 7. Зависимость амплитуды ФЭМ-эффекта, индуцированного излучением с длиной волны 148 мкм, от магнитного поля при $T = 4,2$ К для образцов $(Bi_{1-x}In_x)_2Se_3$ с различными составами $x = 0, 0,09, 0,1, 0,12$. На вставке представлена схема эксперимента [31].

равновесных носителей заряда, поэтому сколько-нибудь заметный градиент концентрации последних на размерах порядка толщины структуры наблюдаться не может, и ФЭМ-эффект отсутствует. Фотогальванический эффект, описанный в предыдущем разделе, имеет принципиально иную природу, хотя по ряду внешних проявлений иногда бывает похож на ФЭМ-эффект.

В топологических изоляторах толщина поверхностного слоя, в котором формируются двумерные электрон-

ные топологические состояния с дираковским энергетическим спектром, составляет всего около 1–2 нм, что существенно меньше характерной длины диффузии неравновесных носителей заряда в полупроводниках. Поэтому, казалось бы, существование топологических поверхностных состояний в 3D топологических изоляторах не может привести к появлению каких-либо особенностей ФЭМ-эффекта. Выяснилось, однако, что это утверждение неверно.

Основой экспериментального подхода, использованного в цикле работ [31–34], было использование ряда твёрдых растворов, например, $(\text{Bi}_{1-x}\text{In}_x)_2\text{Se}_3$, для которых увеличение содержания более лёгкого элемента, в рассматриваемом случае индия, приводит к уменьшению спин-орбитального взаимодействия и к переходу электронного энергетического спектра из инверсного в прямой. Соответственно, топологическая фаза полупроводника меняется на тривиальную. Идея экспериментов заключается в сравнении эффектов, наблюдающихся в различных топологических состояниях рассматриваемых твёрдых растворов.

Для возбуждения ФЭМ-эффекта в работах [31–34] использовалось лазерное терагерцовое излучение. Энергия его квантов составляла менее 15 мэВ и была намного меньше характерных параметров энергетического спектра полупроводника, таких как энергетическая щель, поэтому фотогенерация дополнительных свободных носителей была невозможна. Следовательно, эффект был полностью обусловлен нагревом носителей заряда. В этом смысле он аналогичен эффекту Нернста, при котором градиент электронной температуры индуцируется импульсами терагерцового излучения, а температура решётки остаётся неизменной.

Отметим, что наблюдаемые эффекты оказались аналогичными для различных топологически нетривиальных материалов: 3D топологических изоляторов $(\text{Bi}_{1-x}\text{In}_x)_2\text{Se}_3$ [31], топологических кристаллических изоляторов $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ [32] и $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ [34], а также дираковских полуметаллов $(\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x)_3\text{As}_2$ [33].

Наиболее подробное исследование было проведено для системы твёрдых растворов $(\text{Bi}_{1-x}\text{In}_x)_2\text{Se}_3$ [31]. Для этой системы переход из топологической в тривиальную фазу происходит при молярной доле In_2Se_3 $x = 0,06$. Высокая концентрация дефектов роста приводит к сильному вырождению электронного газа при низких температурах с концентрацией свободных электронов, как правило, не ниже $10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

Важно отметить, что ФЭМ-эффект наблюдается как для образцов топологической, так и тривиальной фазы при низких температурах $T < 14 \text{ К}$. Эффект проявлялся только в ненулевом магнитном поле, а его величина была нечётной по магнитному полю, т.е. напряжение эффекта ФЭМ меняло знак при изменении направления магнитного поля. Характерная зависимость амплитуды ФЭМ-эффекта $U_{\text{РЕМ}}$ от магнитного поля B при $T = 4,2 \text{ К}$ показана на рис. 7 для различных образцов. Такой вид зависимости $U_{\text{РЕМ}}(B)$ является достаточно характерным для ФЭМ-эффекта [30]. Важно, что для всех образцов знак ФЭМ-эффекта соответствовал диффузии носителей заряда от поверхности в объём (см. вставку к рис. 7). Отметим, что при заданном направлении магнитного поля знак ФЭМ-эффекта однозначно определяется направлением диффузии неравновесных носителей заряда.

Основная идея эксперимента заключалась в сравнении особенностей ФЭМ-эффекта для образцов с одинаковыми или близкими энергетическими щелями и концентрациями свободных электронов, но обладающих либо инверсным, либо прямым энергетическим спектром электронов. Образцы с составами $x = 0$ и $x = 0,12$ лучше всего соответствуют этому критерию. На рисунке 8а, б показана зависимость амплитуды ФЭМ-эффекта $U_{\text{РЕМ}}$ от мощности падающего излучения P для различных длин волн лазера λ . Видно, что $U_{\text{РЕМ}}$ почти линейно зависит от P при заданном значении λ как при $x = 0$, так и при $x = 0,12$. В то же время между двумя образцами имеется существенное различие. В образце с $x = 0,12$, находящемся в тривиальной фазе, амплитуда ФЭМ-эффекта $U_{\text{РЕМ}}$ практически не зависит от длины волны падающего лазерного излучения при заданной мощности P последнего, в то время как для образца с $x = 0$, находящегося в топологической фазе, $U_{\text{РЕМ}}$ зависит от λ . Напротив, амплитуда ФЭМ-эффекта $U_{\text{РЕМ}}$, рассчитанная как функция потока падающих квантов излучения $N = P\lambda/hc$, не зависит от длины волны лазера λ для образца с $x = 0$ в топологической фазе и зависит от неё для образца тривиальной фазы с $x = 0,12$ (рис. 8в, г).

Поскольку градиент концентрации носителей заряда между поверхностью и объёмом полупроводника невозможен ввиду малости энергии квантов возбуждающего излучения, единственной возможной причиной возникновения диффузионного потока электронов от поверхности в объём образца может быть только разница подвижности носителей заряда на поверхности и в объёме. Если бы в эффект были вовлечены только обычные зонные электроны, то такой разницы в подвижности между горячими электронами на поверхности и холодными в объёме не возникло бы, поскольку при низких температурах подвижность электронов насыщается. Тогда электронные потоки от и к поверхности в точности компенсировали бы друг друга, и эффект бы не наблюдался. Следовательно, для наблюдения эффекта необходимо, чтобы существовали проводящие электронные состояния на поверхности полупроводника, причём их подвижность должна быть выше объёмной, чтобы обеспечить диффузионный поток носителей от поверхности в объём. Поскольку эффект наблюдается в образцах как с инверсным, так и с прямым энергетическим спектром, то само появление ФЭМ-эффекта лишь указывает на наличие поверхностных электронных состояний с повышенной подвижностью, которые не обязательно являются топологическими. В то же время характеристики этих поверхностных состояний существенно различаются для топологической и тривиальной фазы.

В работе [31] показано, что причина такого различия может заключаться в сильном подавлении электрон-электронного взаимодействия в топологических поверхностных электронных состояниях по сравнению с высокоподвижными поверхностными состояниями тривиальной фазы. Тогда в образцах с инверсным спектром, соответствующим топологической фазе, сначала происходит диффузия фотовозбуждённых электронов, и только потом — их термализация. В результате сигнал ФЭМ-эффекта определяется потоком падающих квантов излучения. В образцах с прямым спектром, находящихся в тривиальной фазе, наоборот, сначала происходит термализация, и только потом — диффузия в объём образца, и сигнал определяется мощностью падающего излучения.

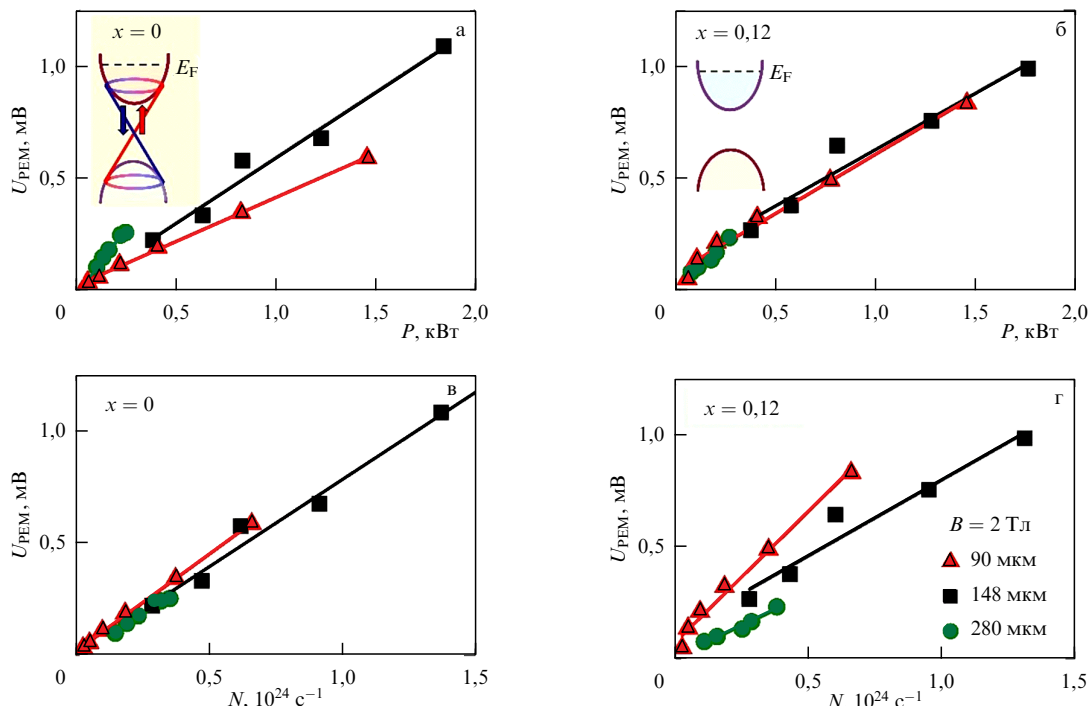


Рис. 8. Зависимость амплитуды ФЭМ-эффекта от мощности (а, б) и числа квантов (в, г) падающего излучения для образцов Bi_2Se_3 (а, в) и $(\text{Bi}_{0,88}\text{In}_{0,12})_2\text{Se}_3$ (б, г). Длина волны излучения составляла 90, 148 и 280 мкм [31].

Подавление электрон-электронного взаимодействия в топологической фазе, по всей видимости, обусловлено тем, что направление спина электрона привязано к направлению его квазиимпульса, в связи с чем электроны, которые могут эффективно взаимодействовать, должны иметь одинаковое направление квазиимпульса. Для тривиальной же фазы таких ограничений нет, и количество электронов, которые могут эффективно взаимодействовать, существенно возрастает. Соответственно, падает характерное время термализации разогретых носителей заряда.

Важно, что описанный выше эффект различного характера масштабирования амплитуды ФЭМ-эффекта для топологической и тривиальной фаз является общим для разных систем 3D топологических изоляторов [31], топологических кристаллических изоляторов [32, 34] и дираковских полуметаллов [33]. Следовательно, и причина появления такого эффекта, вероятно, одинакова и может заключаться в подавлении электрон-электронного рассеяния в топологически нетривиальных электронных состояниях.

4. Фотопроводимость

Как указывалось выше, большинство топологических изоляторов являются узкощелевыми полупроводниками со значительным количеством дефектов роста, которые обычно электрически активны. В результате топологические изоляторы, как правило, являются сильно вырожденными полупроводниками с концентрацией свободных носителей заряда $10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Зарегистрировать фотопроводимость на фоне высокой фоновой равновесной проводимости, обеспечиваемой столь значительной концентрацией носителей, — очень сложная и в большинстве случаев практически неразрешимая задача.

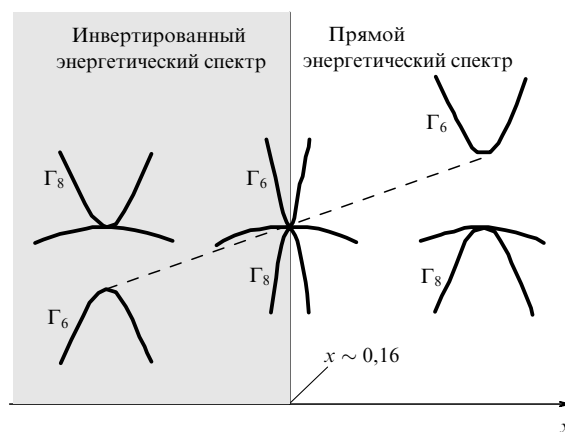


Рис. 9. Перестройка энергетического спектра, представленного электронными состояниями с симметрией типа Γ_6 и Γ_8 , в объёме твёрдых растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ при нулевой температуре [40].

Исключением из отмеченного выше правила является система твёрдых растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$. Как уже говорилось выше, перестройка энергетического спектра с ростом x в сплаве сопровождается переходом от инверсной структуры зон при $x \lesssim 0,16$ к прямому порядку при $x \gtrsim 0,16$ (рис. 9). Области составов $x \gtrsim 0,16$ отвечает топологическая фаза, которую отличает существование поверхностных состояний с дираковским спектром. Составы с прямой зонной структурой соответствуют тривиальной фазе. Современные методы эпитаксиального роста позволяют синтезировать плёнки $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с высокими значениями подвижности ($\sim 10^5 \text{ см}^2 (\text{В с})^{-1}$ при $T = 77 \text{ К}$) и с низкой свободной концентрацией носителей $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ [35, 36]. Это даёт возможность измерять фотопроводимость на фоне такой, довольно низкой, равновесной концентрации носителей.

Благодаря низкой фоновой концентрации носителей заряда и возможности варьировать в широких пределах ширину запрещённой зоны твёрдые растворы $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с $x \geq 0,2$ с прямой структурой энергетического спектра нашли своё применение в качестве базовых материалов для фотодетекторов ИК-диапазона [37]. Интерес к изучению терагерцовых фотоэлектрических явлений в таких объектах вызван, главным образом, необходимостью развития элементной и компонентной базы для оптических приложений и расширения рабочего спектрального диапазона оптоэлектронных устройств в длинноволновую область. Исследования терагерцовой фотопроводимости в структурах на основе твёрдых растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с $x \geq 0,2$ с прямой структурой энергетических зон позволили установить ряд особенностей электронного спектра, обусловленных присутствием акцепторных центров — вакансий ртути [38, 39].

В топологической фазе транспортные явления, как в равновесных, так и в неравновесных условиях, в большей степени изучены в плёнках HgTe . Терагерцовое зондирование в сочетании с использованием различных экспериментальных методик позволило зарегистрировать отклик, связанный с топологическими состояниями, в оптических свойствах (эффекты Керра, Фарадея) [41–43], транспорте (квантовый эффект Холла, осцилляции Шубникова–де Гааза) [44–48], фотогальванических эффектах [25–27, 49].

Терагерцовая фотопроводимость в магнитном поле в 3D ТИ на основе напряжённых эпитаксиальных плёнок HgTe исследовалась в работе [50]. Использование в качестве образцов структур транзисторного типа с прозрачным затвором позволило выявить особенности неравновесного транспорта при управляемом изменении положения уровня Ферми в разрешённых зонах и на фоне энергетической щели. Сопоставление транспортных свойств в темновых условиях и при воздействии лазерного излучения показало, что наблюдаемая фотопроводимость обусловлена процессами разогрева образца падающим излучением. Авторы [50] зарегистрировали циклотронный резонанс, связанный с фотовозбуждением в системе дираковских фермионов, и установили зависимость циклотронной массы поверхностных носителей от положения уровня Ферми. Полученные значения массы хорошо согласуются с теоретическими и экспериментальными величинами для дираковских фермионов в HgTe [51, 52]. При высоких концентрациях носителей в объёме в [50] были обнаружены индуцированные терагерцовым излучением осцилляции магнетосопротивления типа MIRO, обусловленные вкладом двумерного электронного газа на поверхности [53] (рис. 10).

В твёрдых растворах в области составов $x < 0,16$, отвечающей топологической фазе, транспортные и оптоэлектронные явления изучены в меньшей степени. Можно отметить, что, как показали исследования гальваномагнитных свойств 3D эпитаксиальных слоёв $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с $x < 0,16$, в таких объектах наблюдается квантовый эффект Холла, а также другие особенности магнитотранспорта, указывающие на определяющий вклад поверхностных топологических состояний в процессы электропереноса [47, 54].

В цикле работ [55–62] исследовалась фотопроводимость, возбуждённая импульсами лазерного терагерцового излучения, в толстых плёнках на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ различного состава, соответствующего как топологи-

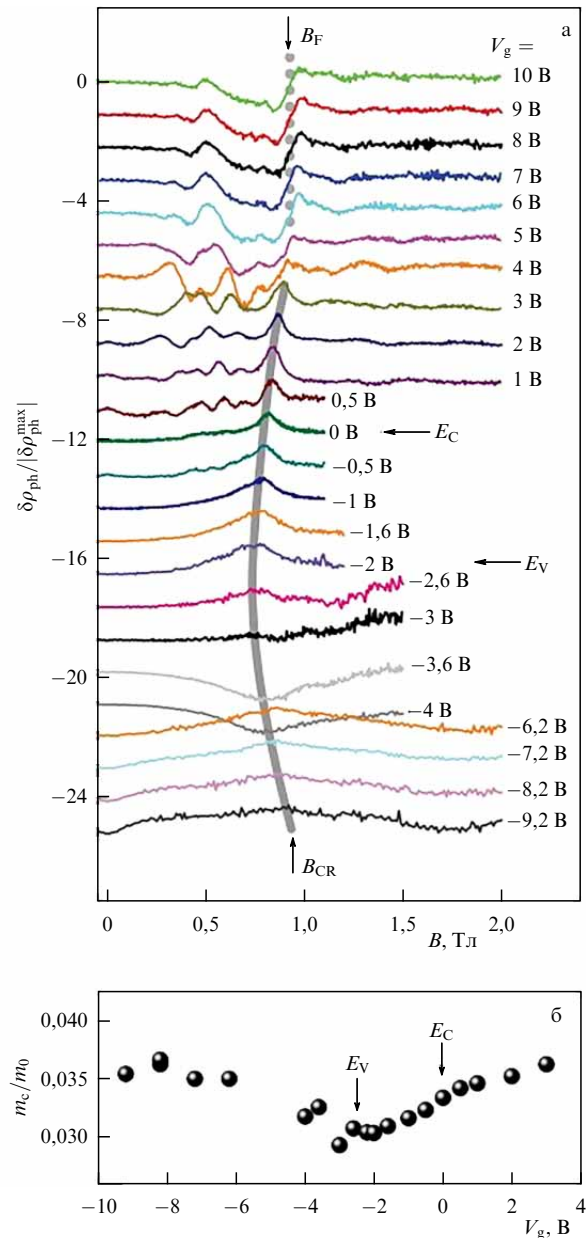


Рис. 10. (а) Зависимость фотопроводимости (фотосопротивления) напряжённых слоёв HgTe от магнитного поля для различных положений уровня Ферми. Границы разрешённых зон E_C и E_V , а также магнитные поля B_{CR} и B_{F} , соответствующие циклотронному резонансу и MIRO, указаны стрелками. Фотосопротивление нормировано на максимальное значение. (б) Зависимость нормированной на массу свободного электрона m_0 циклотронной массы m_c от напряжения на затворе V_g , определяющего положение уровня Ферми [50].

ческой, так и тривиальной фазе. Исследованные образцы были синтезированы методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на полуизолирующей подложке из GaAs . Равновесная концентрация свободных электронов при температуре жидкого гелия была менее 10^{15} см^{-3} , при этом холловская подвижность составляла $10^5\text{--}10^6 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$, что свидетельствует о высоком качестве исследованных структур. Измерения проводились при температуре $T = 4,2 \text{ К}$ в магнитном поле до 3 Тл. Магнитное поле было направлено по нормали к поверхности образца. Возбуждающее терагерцовое излучение также было направлено перпендикулярно к поверхности

образца, т.е. эксперимент проводился в геометрии Фарадея.

Эксперименты показали, что в отсутствие магнитного поля фотопроводимость имеет разные знаки для топологической и тривиальной фаз $Hg_{1-x}Cd_xTe$. Для составов $x > 0,16$, соответствующих тривиальной фазе, фотопроводимость была отрицательной, а для составов $x < 0,16$, отвечающих топологической фазе, она была положительной [40]. Столь заметное различие было интерпретировано следующим образом. Отрицательная фотопроводимость, наблюдающаяся для образцов тривиальной фазы, обусловлена разогревом свободных электронов. Поскольку ширина запрещённой зоны полупроводника невелика, то закон дисперсии электронов сильно отличается от параболического и близок к кейновскому. В таком случае эффективная масса линейно растёт с энергией, что приводит к снижению подвижности горячих электронов, и наблюдается отрицательная фотопроводимость. Аналогичный эффект должен наблюдаться и в образцах топологической фазы, однако там, по всей вероятности, доминирующим является иной механизм, приводящий к положительной фотопроводимости. Основная возможная интерпретация, предложенная авторами работы [55], заключается в следующем. Разогрев носителей заряда в объёме плёнки приводит к диффузии горячих фотовозбуждённых электронов в область гетероперехода между плёнкой, находящейся в топологической фазе, и варизонным буфером $Hg_{1-x}Cd_xTe$, на котором она выращена и который соответствует тривиальной фазе. Согласно теории, в данной области должны формироваться двумерные топологические электронные состояния с линейным законом дисперсии и, соответственно, нулевой эффективной массой. Тогда горячие электроны, диффундирующие в этот слой, приобретают повышенную подвижность, что и приводит к положительной фотопроводимости.

Уже в небольших магнитных полях $B \sim (0,05-0,1)$ Тл кинетика фотопроводимости становится знакопеременной: сразу после начала лазерного импульса фотопроводимость отрицательная, однако затем она меняет знак и становится положительной. Амплитуда отрицательной части фотопроводимости симметрична относительно направления магнитного поля, а также одинакова для двух пар потенциальных контактов, расположенных на противоположных сторонах холловского мостика. Характер изменения амплитуды положительной части фотопроводимости гораздо более интригующий (рис. 11).

Для одного из направлений магнитного поля амплитуда положительной фотопроводимости сначала быстро растёт, достигает максимума в поле порядка 0,07 Тл, а затем быстро спадает, так что при $B > 1$ Тл наблюдается только отрицательная часть фотопроводимости. Для противоположного направления поля, однако, положительная фотопроводимость исчезает практически сразу, и наблюдается только отрицательная фотопроводимость. Таким образом, положительная фотопроводимость оказывается несимметричной по магнитному полю. Поскольку изменение направления магнитного поля соответствует операции обращения времени, то описанный эффект можно трактовать как нарушение T -симметрии фотопроводимости.

Измерения фотопроводимости на двух эквивалентных парах потенциальных контактов, расположенных на противоположных сторонах холловского мостика, долж-

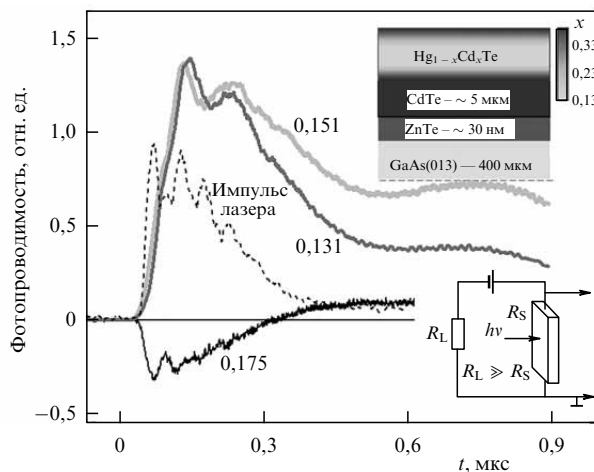


Рис. 11. Кинетика терагерцовой фотопроводимости, индуцированной лазерным излучением с частотой 1,07 ТГц, в образцах $Hg_{1-x}Cd_xTe$ различного состава: $x = 0,131, 0,151, 0,175$. На вставках представлены схематичное изображение слоёв эпитаксиальной структуры на основе $Hg_{1-x}Cd_xTe$ (вверху) и схема эксперимента (внизу) [40].

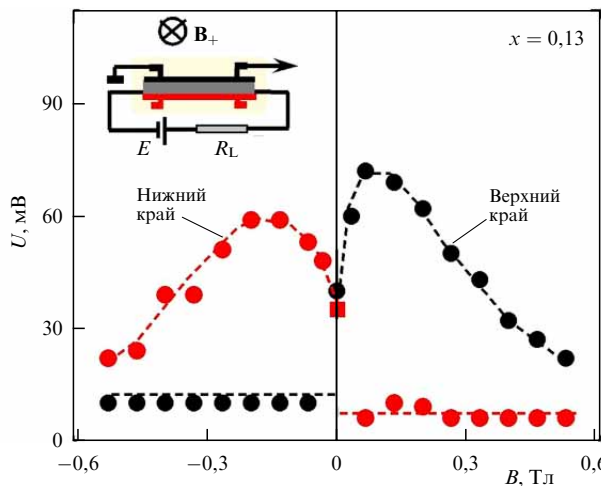


Рис. 12. Положительный фотоотклик, индуцированный излучением с частотой 1,07 ТГц в магнитном поле в образце $Hg_{0,87}Cd_{0,13}Te$ с инверсным энергетическим спектром. На вставке представлена схема эксперимента [адаптировано из 56].

ны в геометрии эксперимента давать одинаковые результаты. Это действительно так в нулевом магнитном поле, однако такая эквивалентность нарушается при магнитном поле, отличном от нуля (рис. 12). Данный эффект можно трактовать как нарушение пространственной чётности, или P -симметрии. В то же время если одновременно заменить пару контактов на зеркально расположенную на холловском мостике, а магнитное поле на противоположно направленное, то амплитуда положительной фотопроводимости не изменится, т.е. эффект проявляет PT -симметрию.

Особенно важно отметить, что равновесные характеристики, в частности, магнетосопротивление, является симметричной функцией магнитного поля и не отличается для зеркально расположенных пар контактов. Таким образом, отмеченная асимметрия свойств проявляется только в неравновесной ситуации.

Важно также, что эффект асимметрии фотопроводимости в магнитном поле наблюдался практически на

всех образцах, соответствующих топологической фазе, несколько изменялась только его амплитуда. В образцах, соответствующих тривиальной фазе, эффект не наблюдался.

Сразу очевидно, что описанный эффект не соответствует видимой симметрии эксперимента. Можно было бы предположить, что в образце имеется некоторая "встроенная" неоднородность, проявляющаяся только в неравновесных условиях. В этом случае эффект должен быть привязан к определённой физической стороне образца и не может измениться при перевороте образца на 180° вокруг нормали. Экспериментально же оказалось, что при такой манипуляции эффект не изменяется в лабораторной системе координат, т.е. переходит на противоположную физическую грань образца. Следовательно, существование эффекта обусловлено действием внешнего по отношению к образцу фактора, который понижает симметрию системы.

В работе [56] были проанализированы несколько таких возможностей: отклонение угла падения излучения от нормали, направление падения излучения со стороны поверхностного слоя или со стороны подложки, наличие небольшой компоненты магнитного поля вдоль или поперёк холловского мостика, пространственная неоднородность фотовозбуждения. Оказалось, что эффект устойчив ко всем вышеперечисленным отклонениям геометрии эксперимента от идеальной. Природа внешнего фактора, приводящего к появлению эффекта, до сих пор неясна.

Поскольку положительная фотопроводимость наблюдается только в образцах, соответствующих топологической фазе, было высказано предположение, что эффект связан со специфическими свойствами двумерного слоя, возникающего на границе раздела топологической и тривиальной фаз. Известно, что одним из свойств такого слоя может быть нелокальная проводимость, когда ток течёт вдоль края образца [63]. Для нелокальной проводимости используется специальная геометрия эксперимента, для которой токовые контакты расположены вдали от потенциальных (рис. 13). Соответствующий эксперимент описан в работе [59]. В равновесных условиях падение напряжения на потенциальных контактах экспоненциально убывает по мере их удаления от пары токовых контактов, т.е. равновесная нелокальная проводимость отсутствует. Нелокальная фотопроводимость также отсутствует в нулевом магнитном поле, однако при введении поля она оказывается весьма существенной (рис. 13).

Важными свойствами краевых фототоков являются следующие. Во-первых, краевой фототок практически не убывает по мере удаления пары потенциальных контактов от токовых. Во-вторых, фототоки отсутствуют в отсутствие приложенного напряжения, и они меняют знак при изменении полярности напряжения. В-третьих, краевые фототоки меняют направление на противоположное при изменении полярности магнитного поля. Наконец, наиболее удивительным их свойством является киральность: фототоки протекают вокруг образца по его краю.

В работе [61] было указано, что эффект *PT*-симметричной фотопроводимости, наблюдавшейся в геометрии холловского мостика, связан с суперпозицией традиционной фотопроводимости по объёму плёнки и киральной нелокальной фотопроводимости по её краю. На

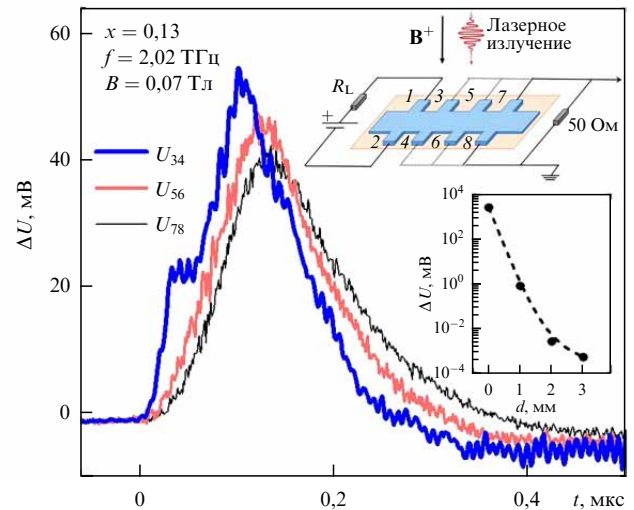


Рис. 13. Кинетика нелокального фотоотклика в магнитном поле 0,07 Тл в условиях возбуждения излучением с частотой 2,02 ТГц в структуре на основе $\text{Hg}_{0,87}\text{Cd}_{0,13}\text{Te}$. Фотосигнал регистрировался с использованием различных пар потенциальных контактов на холловском мостике. На вставках представлены: схема эксперимента (вверху), зависимость напряжения на потенциальных контактах от расстояния между токовыми и потенциальными контактами (внизу) [59].

одном из краёв холловского мостика эти два вклада складываются, а на другом вычитаются друг из друга, что и приводит к наблюдаемому эффекту.

Несмотря на то что природа необычной фотопроводимости, наблюдающейся в толстых плёнках на основе топологической фазы $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, пока остаётся неясной, удалось определить область структуры, являющуюся "резервуаром" неравновесных электронов, а также область, отвечающую за появление эффекта. С этой целью в работе [62] была исследована фотопроводимость в структурах, с которых был последовательно стравлен покровный слой теллурида кадмия, затем последовательно 1,5 мкм и 3 мкм активного слоя, так что в наиболее тонкой структуре толщина плёнки составляла около 1 мкм. Оказалось, что амплитуда эффекта резко возрастает после стравливания покровного слоя, а затем она резко убывает, и в наиболее тонкой плёнке эффект не наблюдается. Делается вывод, что источником неравновесных электронов является объём плёнки, а местом проявления необычных свойств оказывается граница раздела между плёнкой, находящейся в топологической фазе, и буфером либо покровным слоем, находящимся в тривиальной фазе.

Определение природы внешнего фактора, приводящего к появлению несимметричной фотопроводимости в структурах на основе толстых плёнок $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, является весьма интригующей задачей, требующей дополнительных исследований.

5. Заключение

Приведённые в настоящем обзоре результаты показывают, что изучение фотоэлектрических явлений в 3D топологических изоляторах методами терагерцового зондирования позволяет наблюдать целый ряд нетривиальных эффектов, в значительной степени обусловленных принципиальным различием электронных характе-

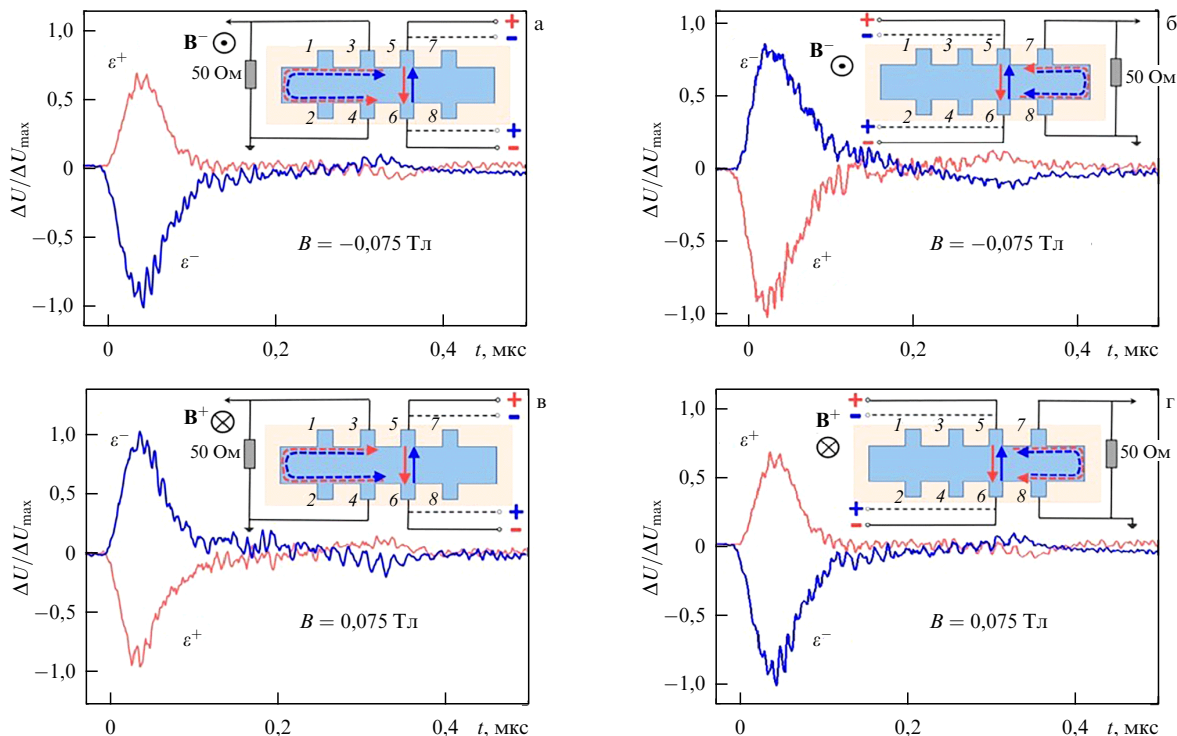


Рис. 14. Кинетика нелокального фотоотклика, индуцированного излучением с частотой $f = 1,07$ ТГц, в магнитном поле $0,075$ Тл в образце $\text{Hg}_{0,81}\text{Cd}_{0,13}\text{Te}$. Фотоотклик изменяет знак как при изменении полярности напряжения смещения, так и при изменении полярности магнитного поля. На вставках а–г представлены схемы эксперимента; стрелками схематично показаны направления индуцированных токов [59].

ристик двумерного слоя на поверхности топологических изоляторов и объёма материала.

К числу таких явлений относятся, в частности, линейный и циркулярный фотогальванические эффекты, которые возникают только в отсутствие центра инверсии. В топологических изоляторах на основе халькогенидов висмута и сурьмы такая ситуация реализуется только на поверхности, в то время как объём является центросимметричным и, следовательно, не может обеспечить вклад в наблюдаемый эффект. Это позволяет непосредственно определить ряд ключевых транспортных характеристик носителей в топологическом проводящем слое.

Другой пример — это разница в зависимости амплитуды фотоэлектромагнитного эффекта от интенсивности падающего терагерцового излучения для топологической и тривиальной фазы в структурах на основе халькогенидов висмута и их твёрдых растворов. Изучение таких зависимостей позволило показать, что энергетическая релаксация горячих электронов в топологической фазе существенно подавлена по сравнению с тривиальной фазой.

Наконец, ещё один пример нетривиальных фотоэлектрических явлений в топологических изоляторах — это крайне необычная киральная нелокальная терагерцовая фотопроводимость в гетероструктурах на основе твёрдых растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$. Показано, что областью локализации эффекта является гетеропереход топологическая фаза – тривиальная фаза, в котором ожидается возникновение двумерного топологического проводящего слоя.

Таким образом, приведённые примеры показывают кардинальное отличие работ, основанных на изучении фотоэлектрических явлений, от, например, исследований

электронного транспорта, в которых объём полупроводника вносит существенный вклад в наблюдаемые эффекты и выделение вклада топологических состояний затруднено и не всегда возможно.

Авторы благодарны С.Д. Ганичеву и В.В. Белькову за ценные консультации. Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда № 19-12-00034.

Список литературы

1. Hsieh D et al. *Nature* **452** 970 (2008)
2. Ganichev S D, Prettl W *J. Phys. Condens. Matter* **15** R935 (2003)
3. Ivchenko E L *Optical Spectroscopy of Semiconductor Nanostructures* (Harrow, UK: Alpha Science, 2005)
4. Ивченко Е Л, Пикус Г Е *Письма в ЖЭТФ* **27** 640 (1978); Ivchenko E L, Pikus G E *JETP Lett.* **27** 604 (1978)
5. Belinicher V I *Phys. Lett. A* **66** 213 (1978)
6. Ganichev S, Prettl W *Intense Terahertz Excitation of Semiconductors* (Oxford: Oxford Univ. Press, 2005) <https://doi.org/10.1093/acprof:oso/9780198528302.001.0001>
7. Белиничер В И, Стурман Б И *УФН* **130** 415 (1980); Belinicher V I, Sturman B I *Sov. Phys. Usp.* **23** 199 (1980)
8. Pan Y et al. *Nat. Commun.* **8** 1037 (2017)
9. Olbrich P et al. *Phys. Rev. Lett.* **113** 096601 (2014)
10. Plank H et al. *J. Appl. Phys.* **120** 165301 (2016)
11. Plank H et al. *Phys. Rev. Mater.* **2** 024202 (2018)
12. Plank H, Ganichev S D *Solid-State Electron.* **147** 44 (2018)
13. Danilov S N et al. *Phys. Rev. Appl.* **16** 064030 (2021)
14. Sun X et al. *Sci. Adv.* **7** eabe5748 (2021) <https://doi.org/10.1126/sciadv.abe5748>
15. Wang Y M et al. *J. Phys. Condens. Matter* **31** 415702 (2019)
16. Ando Y *J. Phys. Soc. Jpn.* **82** 102001 (2013)
17. Zhang H et al. *Nature Phys.* **5** 438 (2009)
18. Xia Y et al. *Nature Phys.* **5** 398 (2009)
19. Chen Y L et al. *Science* **325** 178 (2009)
20. Hsieh D et al. *Phys. Rev. Lett.* **103** 146401 (2009)
21. Bernevig B A, Hughes T L, Zhang S-C *Science* **314** 1757 (2006)

22. Büttner B et al. *Nature Phys.* **7** 418 (2011)
23. Квон З Д и др. *Письма в ЖЭТФ* **87** 588 (2008); Kvon Z D et al. *JETP Lett.* **87** 502 (2008)
24. Brüne C et al. *Phys. Rev. Lett.* **106** 126803 (2011)
25. Dantscher K-M et al. *Phys. Rev. B* **95** 201103 (2017)
26. Dantscher K-M et al. *Phys. Rev. B* **92** 165314 (2015)
27. Candussio S et al. *Phys. Rev. Mater.* **3** 054205 (2019)
28. Hubmann S et al. *Phys. Rev. Mater.* **4** 043607 (2020)
29. Кикоин И К, Носков М М *ЖЭТФ* **4** 123 (1934); Kikoin I K, Noskov M M *Phys. Z. Sowjetunion* **5** 586 (1934)
30. Кикоин И К, Лазарев С Д *УФН* **124** 597 (1978); Kikoin I K, Lazarev S D *Sov. Phys. Usp.* **21** 297 (1978)
31. Galeeva A V et al. *Semicond. Sci. Technol.* **31** 095010 (2016)
32. Egorova S G et al. *Sci. Rep.* **5** 11540 (2015)
33. Galeeva A V et al. *Beilstein J. Nanotechnol.* **8** 167 (2017)
34. Galeeva A V et al. *Nanomaterials* **11** 3207 (2021)
35. Dvoretzky S et al. *J. Electron. Mater.* **39** 918 (2010)
36. Varavin V S et al. *J. Cryst. Growth* **159** 1161 (1996)
37. Rogalski A *Rep. Prog. Phys.* **68** 2267 (2005)
38. Румянцев В В и др. *ФТП* **47** 1446 (2013); Rumyantsev V V et al. *Semiconductors* **47** 1438 (2013)
39. Козлов Д В и др. *Письма в ЖЭТФ* **113** 399 (2021); Kozlov D V et al. *JETP Lett.* **113** 402 (2021)
40. Галеева А В и др. *Письма в ЖЭТФ* **106** 156 (2017); Galeeva A V et al. *JETP Lett.* **106** 162 (2017)
41. Shuvaev A M et al. *Semicond. Sci. Technol.* **27** 124004 (2012)
42. Dziom V et al. *Nat. Commun.* **8** 15197 (2017)
43. Shuvaev A et al. *Appl. Phys. Lett.* **102** 241902 (2013)
44. Shuvaev A M et al. *Phys. Rev. B* **87** 121104 (2013)
45. Brüne C et al. *Phys. Rev. Lett.* **106** 126803 (2011)
46. Ольшанецкий Е Б и др. *Письма в ЖЭТФ* **93** 584 (2011); Olshanetsky E B et al. *JETP Lett.* **93** 526 (2011)
47. Savchenko M L et al. *J. Phys. Condens. Matter* **35** 345302 (2023)
48. Квон З Д и др. *УФН* **190** 673 (2020); Kvon Z D et al. *Phys. Usp.* **63** 629 (2020)
49. Candussio S et al. *Phys. Rev. Mater.* **3** 054205 (2019)
50. Savchenko M L et al. *Appl. Phys. Lett.* **117** 201103 (2020)
51. Shuvaev A M et al. *Semicond. Sci. Technol.* **27** 124004 (2012)
52. Gospodarič J et al. *Phys. Rev. B* **99** 115130 (2019)
53. Mani R G et al. *Nature* **420** 646 (2002)
54. Tomaka G et al. *Opto-Electron. Rev.* **25** 188 (2017)
55. Galeeva A V et al. *Beilstein J. Nanotechnol.* **9** 1035 (2018)
56. Galeeva A V et al. *Sci. Rep.* **10** 2377 (2020)
57. Галеева А В и др. *ФТП* **54** 873 (2020); Galeeva A V et al. *Semiconductors* **54** 1064 (2020)
58. Казаков А С и др. *Письма в ЖЭТФ* **112** 263 (2020); Kazakov A S et al. *JETP Lett.* **112** 246 (2020)
59. Kazakov A S et al. *Sci. Rep.* **11** 1587 (2021)
60. Казаков А С и др. *Письма в ЖЭТФ* **113** 548 (2021); Kazakov A S et al. *JETP Lett.* **113** 542 (2021)
61. Kazakov A S et al. *Sci. Rep.* **11** 11638 (2021)
62. Казаков А С и др. *Изв. РАН. Сер. физическая* **87** 843 (2023); Kazakov A S et al. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **87** 739 (2023)
63. Roth A et al. *Science* **325** 294 (2009)

Terahertz probing of topological insulators: photoelectric effects

A.V. Galeeva⁽¹⁾, A.S. Kazakov⁽¹⁾, D.R. Khokhlov^(1,2,*)

⁽¹⁾ *Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Leninskie gory 1, str. 2, 119991 Moscow, Russian Federation*

⁽²⁾ *Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation*

E-mail: ^(*) khokhlov@mig.phys.msu.ru

The paper presents a review of the possibilities offered by the study of photoelectric effects in 3D topological insulators and a number of other topologically nontrivial materials under terahertz radiation excitation. We show that, in some cases, the information about the electronic states obtained by such experiments is unique.

Keywords: terahertz radiation, photoelectric effects, photogalvanic effect, photoelectromagnetic effect, photoconductivity

PACS numbers: **72.40.+w**, **78.20.-e**, **78.56.-a**

Bibliography — 63 references

Received 16 October 2023, revised 20 November 2023

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **194** (10) 1046–1058 (2024)

Physics – Uspekhi **67** (10) (2024)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2023.12.039610>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2023.12.039610>