

## Радиочастотная фотопроводимость в гетероструктурах на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$

А. С. Казаков<sup>+</sup>, А. В. Галева<sup>+</sup>, Д. Е. Долженко<sup>+</sup>, Л. И. Рябова<sup>\*</sup>, М. И. Банников<sup>×</sup>, Н. Н. Михайлов<sup>°</sup>,  
С. А. Дворецкий<sup>°</sup>, Д. Р. Хохлов<sup>+×1)</sup>

<sup>+</sup> Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

<sup>\*</sup> Химический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

<sup>×</sup> Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

<sup>°</sup> Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 2 июля 2020 г.

После переработки 12 июля 2020 г.

Принята к публикации 12 июля 2020 г.

В работе сообщается об обнаружении нового эффекта – несимметричной по магнитному полю фотопроводимости, стимулированной импульсами радиочастотного излучения, в гетероструктурах на основе толстых пленок  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  с составами  $x < 0.16$ , соответствующими топологической фазе. При некоторых значениях радиочастоты возбуждения фотопроводимость может даже менять знак при изменении полярности магнитного поля на противоположную. Обсуждаются возможные причины появления эффекта.

DOI: 10.31857/S1234567820160089

Физика топологических изоляторов является одним из наиболее быстро развивающихся направлений современной физики твердого тела [1]. В трехмерных топологических изоляторах сильное спин-орбитальное взаимодействие приводит к инверсии энергетических уровней, соответствующих зоне проводимости и валентной зоне в объеме полупроводника. Как следствие, на поверхности трехмерных топологических изоляторов 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 в плоскости поверхности, что препятствует 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 [2]. Однако этот метод не дает прямой информации об элект-

ронном транспорте. В то же время исследования электронного транспорта по поверхностным топологическим состояниям существенно затруднены из-за того, что топологические изоляторы, как правило, являются узкощелевыми полупроводниками с большим количеством электрически активных дефектов роста. Эти дефекты приводят к высокой концентрации носителей заряда, поэтому объемная проводимость шунтирует проводимость вдоль тонкого поверхностного топологического слоя. Выделение вклада поверхностной проводимости является сложной задачей, которая не всегда имеет однозначное решение.

Альтернативный экспериментальный подход подразумевает оптоэлектронное зондирование поверхностных электронных состояний. Во многих случаях фотоэлектрические эффекты, такие как фотогальванический эффект [3–6] и фотоэлектромагнитный эффект [7–10], не чувствительны к объемной проводимости, даже если концентрация свободных носителей заряда велика.

Полупроводниковые твердые растворы  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  представляют собой необычный случай реализации топологической фазы. Во-первых, спин-орбитальное взаимодействие уменьшается с увеличением содержания  $\text{CdTe}$   $x$  в сплаве. Поэтому энергетический спектр электронов инвертирован

<sup>1)</sup>e-mail: khokhlov@mig.phys.msu.ru

и соответствует топологическому состоянию при  $x < 0.16$ , а при  $x > 0.16$  спектр является прямым, и формируется тривиальная фаза [11–15]. Следовательно, можно осуществить переход между топологической и тривиальной фазами при изменении состава сплава. Кроме того, современные методы эпитаксиального роста позволяют синтезировать пленки  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  с малой концентрацией свободных носителей  $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , что дает возможность измерять фотопроводимость на фоне этой довольно низкой равновесной концентрации [16, 17].

Ранее в работах [18, 19] было установлено, что в пленках  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  с составом  $x < 0.16$ , соответствующим топологической фазе, при гелиевой температуре наблюдается положительная фотопроводимость под действием импульсов терагерцового излучения длительностью около 150 нс. Кроме того, было обнаружено, что в магнитном поле характер фотопроводимости изменяется: сигнал фотопроводимости оказывается асимметричным по магнитному полю [20]. Данную ситуацию можно рассматривать как нарушение симметрии обращения времени ( $T$ -симметрии). Эффект является совершенно необычным для материалов, в которых отсутствует встроенный магнитный момент. Кроме того, фотопроводимость оказывается несимметричной для двух зеркально расположенных пар потенциальных контактов, что можно трактовать как нарушение  $P$ -симметрии. В то же время фотоотклик не изменяется при одновременной инверсии магнитного поля и замене пары потенциальных контактов на зеркально расположенную, демонстрируя  $PT$ -инвариантность. Важно подчеркнуть, что вышеуказанные эффекты нарушения симметрии наблюдаются только в неравновесной ситуации. Равновесные характеристики, в частности, магнитосопротивление, симметричны по магнитному полю и не отличаются для зеркальных пар потенциальных контактов [20].

Важно отметить, что эти особенности фотопроводимости качественно не менялись вплоть до длины волны терагерцового излучения 500 мкм, соответствующей энергии кванта излучения всего лишь около 2 мэВ [18, 19]. Естественно было предположить, что красная граница фотоэффекта отсутствует, поэтому в настоящей работе исследовался характер фотопроводимости в рассматриваемых структурах при увеличении длины волны возбуждающего излучения почти на 4 порядка величины – до 3 м. Кроме того, изучался характер модификации фотопроводимости при приложении магнитного поля при возбуждении системы радиочастотными импульсами.

Пленки синтезировались методом молекулярно-пучковой эпитаксии на полуизолирующих подложках (013) GaAs через буферные слои ZnTe толщиной 30 нм, CdTe толщиной 5 мкм и варизонный слой  $\text{Hg}_{1-y}\text{Cd}_y\text{Te}$  толщиной около 1.2 мкм с плавно изменяющимся содержанием кадмия. Толщина пленок составляла 3.5 мкм, содержание CdTe  $x$  в разных структурах соответствовало как топологической ( $x = 0.12–0.15$ ), так и тривиальной фазе ( $x = 0.175$ ). Пленки покрывались сверху защитным варизонным слоем  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ . Холловские мостики с характерными размерами около  $5 \times 0.5 \text{ мм}^2$  изготавливались фотолитографическим методом. Все образцы обладали проводимостью  $n$ -типа, концентрация электронов при гелиевой температуре составляла  $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ .

Образец помещался непосредственно в гелиевую ванну. Источник излучения позволял генерировать радиочастотные импульсы мощностью до 80 мВт и длительностью от 1 мкс в частотном диапазоне  $f = (100 \text{ МГц}–3 \text{ ГГц})$ . Импульсы подавались на согласованный резистор 50 Ом, располагавшийся на расстоянии около 2 см от образца также в гелиевой ванне. Проводимость и фотопроводимость измерялись 4-зондовым методом для двух противоположных направлений тока.

В отсутствие магнитного поля фотопроводимость наблюдалась для всех исследованных структур из диапазона составов  $0.12 < x < 0.15$  при частотах излучения от 100 МГц до 3 ГГц. На рисунке 1 приведена характерная кинетика фотонапряжения, т.е. изменения напряжения при воздействии радиочастотного импульса, на потенциальных контактах холловского мостика при изменении направления тока на противоположное, а также в отсутствие тока. Следует обратить внимание на две особенности фотосигнала. Прежде всего, фотонапряжение на потенциальных контактах меняет знак при изменении направления тока. Следовательно, можно говорить о фотопроводимости, индуцированной радиочастотным импульсом. Отметим, что зависимость сигнала фотопроводимости от величины тянущего напряжения  $\varepsilon^{\pm}$  близка к линейной. Фотовольтаический эффект, т.е. возникновение напряжения на потенциальных контактах в отсутствие протекающего тока, также существует, однако его амплитуда существенно меньше амплитуды сигнала фотопроводимости. Более того, если учесть фотовольтаический эффект, модуль амплитуды фотонапряжения при коммутации тока не изменяется, инвертируется лишь его знак. Вторая особенность заключается в том, что наблюдаемая фотопроводимость является положительной, т.е. ее знак соответствует уменьшению сопротивле-

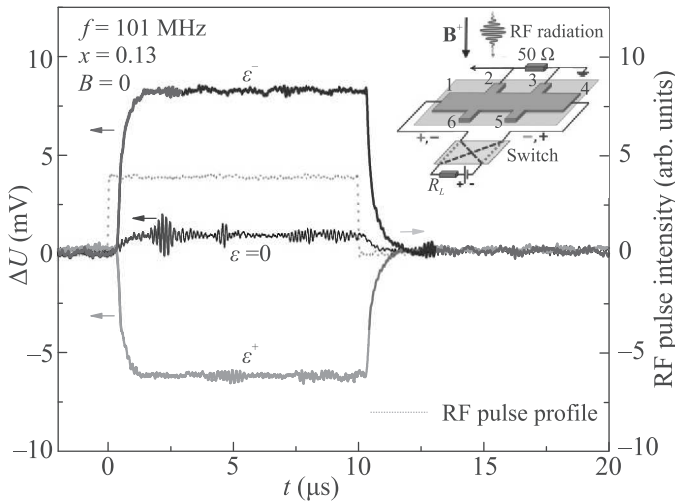


Рис. 1. Характерная кинетика фотонапряжения на потенциальных контактах при воздействии радиочастотного импульса при противоположных полярностях напряжения на токовых контактах ( $\varepsilon^+$  и  $\varepsilon^-$ ), а также в его отсутствие ( $\varepsilon = 0$ ). Точками показана кинетика возбуждающего радиочастотного импульса (правая шкала). На вставке представлена геометрия эксперимента, а также электрическая схема измерений. Частота в радиоимпульсе – 101 МГц, содержание CdTe в пленке  $x = 0.13$ . Величина магнитного поля в данном эксперименте  $B = 0$ . Ток через образец составляет 2.8 мА

ния образца при воздействии радиочастотного импульса.

При приложении магнитного поля  $B = 0.06$  Тл перпендикулярно поверхности образца фотопроводимость обнаруживает нетривиальные свойства. Прежде всего, амплитуда фотопроводимости  $U_{\max}$  не является четной функцией магнитного поля. На рисунке 2а приведена характерная кинетика фотопроводимости для величины  $f = 309$  МГц. Видно, что значения  $U_{\max}$  для противоположных полярностей магнитного поля существенно различаются. Более того, для некоторых значений частоты возбуждающего импульса фотопроводимость меняет знак при инверсии магнитного поля. Характерный пример приведен на рис. 2б. При значении  $f = 445$  МГц фотопроводимость для одного направления магнитного поля является положительной, а для противоположного – отрицательной. Отметим, что, как и в случае  $B = 0$ , амплитуда фотогальванического сигнала, измеренного в отсутствие электрического смещения, составляет менее 10 процентов от сигнала фотопроводимости для обеих частот возбуждения, представленных на рис. 2.

Для пленок с составом  $x > 0.16$ , соответствующим тривиальной фазе, радиочастотная фотопрово-

димость не была зарегистрирована ни при каких значениях магнитного поля.

Представленные результаты дают возможность сделать ряд выводов. Прежде всего, становится очевидным, что положительная фотопроводимость в структурах, соответствующих топологической фазе пленок  $Hg_{1-x}Cd_xTe$ , не имеет красной границы, поскольку она наблюдается как при терагерцовом [18–20], так и при радиочастотном фотозвозбуждении с меньшей на 4 порядка величины энергией кванта, которая существенно ниже даже величины  $kT$  при гелиевой температуре. Следовательно, фотопроводимость не является квантовым эффектом, а обусловлена, по всей вероятности, разогревом носителей заряда радиочастотным излучением. Трудно предположить, что эффект связан с разогревом кристаллической решетки, поскольку, во-первых, образец помещен непосредственно в жидкий гелий, а, во-вторых, наблюдается существенная разница в амплитуде фотопроводимости в магнитном поле противоположной полярности.

В то же время только разогрев электронной подсистемы должен приводить к падению подвижности носителей заряда и к отрицательной фотопроводимости, как это происходит при возбуждении мощными импульсами терагерцового излучения структур на основе тривиальной фазы пленок  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  [18, 19]. Аналогичный эффект наблюдается и для топологической фазы в магнитных полях  $B > 1$  Тл, когда положительная фотопроводимость полностью подавляется [20]. Следовательно, положительная фотопроводимость должна иметь более сложный механизм.

В работе [19] было предложено, что положительная фотопроводимость при возбуждении терагерцовыми импульсами обусловлена диффузией горячих электронов из объема толстой пленки в область гетероперехода между топологической пленкой и тривиальным буферным слоем. В этой области должны формироваться двумерные топологические электронные состояния с дираковским законом дисперсии. Поскольку подвижность носителей заряда в таком двумерном слое выше, чем в объеме пленки, при диффузии в этот слой электронов из объема будет наблюдаться положительная фотопроводимость. Направление диффузии электронов в слой, а не из него, связано с тем, что плотность двумерных состояний растет линейно с энергией для 2D дираковских электронов, в то время как для объемных электронов наблюдается существенно более медленный корневой рост плотности состояний.

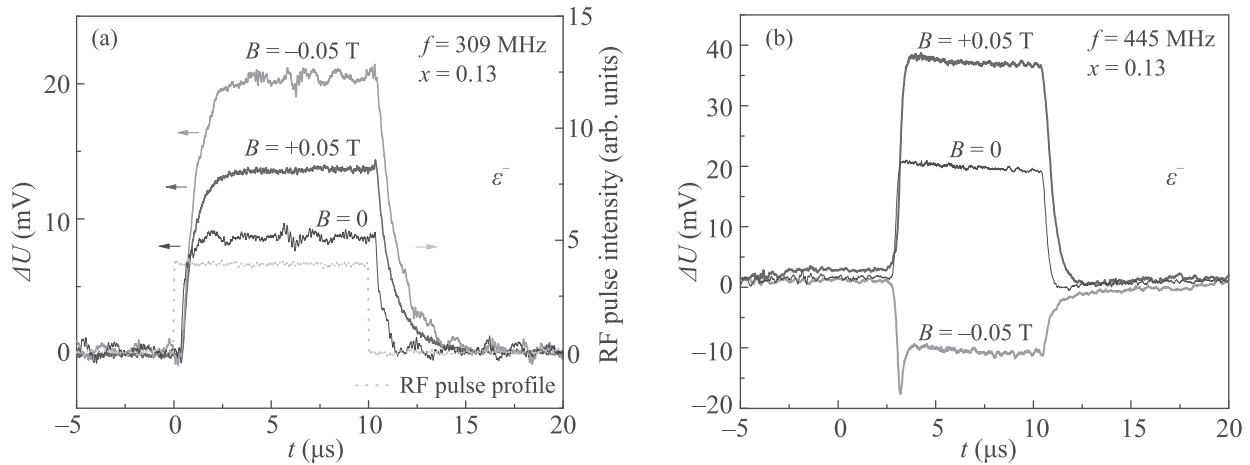


Рис. 2. Кинетика фотонапряжения на потенциальных контактах при воздействии радиочастотного импульса в отсутствие внешнего магнитного поля ( $B = 0$ ), а также в магнитных полях  $B = \pm 0.05$  Тл противоположной полярности. Полярность напряжения, прикладываемого к токовым контактам –  $\varepsilon^-$ , величина тока через образец – 2.8 мА. Содержание CdTe в пленке  $x = 0.13$ . (a) – Частота в радиопульсе  $f = 309$  МГц, точками показана кинетика возбуждающего радиочастотного импульса (правая шкала); (b) –  $f = 445$  МГц

Указанный механизм, тем не менее, не объясняет причину асимметрии фотопроводимости в магнитном поле. В работе [21] было показано, что существует нечетный по магнитному полю вклад в фотопроводимость, связанный с протеканием краевых фототоков и наиболее ярко проявляющийся при измерениях в нелокальной геометрии. При измерениях в традиционной холловской геометрии, использованной в настоящей работе, сигнал фотопроводимости можно представить как сумму четного и нечетного по магнитному полю вкладов. По всей видимости, четный по магнитному полю вклад связан с фотопроводимостью по всей ширине двумерного топологического слоя. Результаты настоящей работы свидетельствуют о том, что относительные амплитуды четного и нечетного вкладов зависят от частоты радиочастотного возбуждения. В частности, при определенной частоте  $f$  нечетный по полю вклад преобладает, в результате чего сигнал фотопроводимости меняет знак при инверсии магнитного поля. Выяснение природы появления нечетного по магнитному полю вклада в фотопроводимость требует дальнейших исследований.

В заключение, в работе был обнаружен новый эффект – фотопроводимость, стимулированная импульсами радиочастотного излучения, в гетероструктурах на основе толстых пленок  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  с составами  $x < 0.16$ , соответствующими топологической фазе. В нулевом магнитном поле  $B = 0$  фотопроводимость всегда положительна. В слабом ненулевом поле  $B = 0.06$  Тл амплитуда фотопроводимости зависит от направления поля. Более того,

при некоторых значениях радиочастоты возбуждения фотопроводимость может даже менять знак при изменении полярности магнитного поля на противоположную. Показано, что природа эффекта, скорее всего, обусловлена разогревом электронов в радиочастотном поле с последующей их диффузией в область гетероперехода между топологической пленкой и тривиальным буферным слоем.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда # 19-12-00034. А. С. Казаков благодарит за поддержку грант Российского фонда фундаментальных исследований # 19-32-90259.

1. M. He, H. Sun, and Q. L. He, *Front. Phys.* **14**, 43401 (2019).
2. D. Hsieh, D. Qian, L. Wray, Y. Xia, Y. S. Hor, R. J. Cava, and M. Z. Hasan, *Nature* **452**, 970 (2008).
3. H. Plank and S. D. Ganichev, *Solid State Electronics* **147**, 44 (2018).
4. 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, and S. D. Ganichev, *Phys. Rev. B* **92**, 165314 (2015).
5. K.-M. Dantscher, D. A. Kozlov, M. T. Scherr, S. Gebert, J. Barenfanger, M. V. Durnev, S. A. Tarasenko, V. V. Bel'kov, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, Z. D. Kvon, J. Ziegler, D. Weiss, and S. D. Ganichev, *Phys. Rev. B* **95**, 201103 (2017).
6. P. Olbrich, C. Zoth, P. Vierling, K.-M. Dantscher, G. V. Budkin, S. A. Tarasenko, V. V. Bel'kov, D. A. Kozlov, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov,

- S. A. Dvoretzky, and S. D. Ganichev, Phys. Rev. B **87**, 235439 (2013).
7. S. G. Egorova, V. I. Chernichkin, L. I. Ryabova, E. P. Skipetrov, L. V. Yashina, S. N. Danilov, S. D. Ganichev, and D. R. Khokhlov, Sci. Rep. **5**, 11540 (2015).
8. A. V. Galeeva, S. G. Egorova, V. I. Chernichkin, M. E. Tamm, L. V. Yashina, V. V. Rummyantsev, S. V. Morozov, H. Plank, S. N. Danilov, L. I. Ryabova, and D. R. Khokhlov, Semicond. Sci. Technol. **31**, 095010 (2016).
9. A. V. Galeeva, I. V. Krylov, K. A. Drozdov, A. F. Knjazev, A. V. Kochura, A. P. Kuzmenko, V. S. Zakhvalinskii, S. N. Danilov, L. I. Ryabova, and D. R. Khokhlov, Beilstein J. Nanotechnol. **8**, 167 (2017).
10. А. В. Галеева, М. А. Гоманько, М. Е. Тамм, Л. В. Яшина, С. Н. Данилов, Л. И. Рябова, Д. Р. Хохлов, ФТП **53**, 41 (2019).
11. Н. Н. Берченко, В. М. Пашковский, УФН **119**, 223 (1976).
12. A. Rogalski, Rep. Prog. Phys. **68**, 2267 (2005).
13. M. Weiler, *Magneto-optical Properties of  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  Alloys*, in *Defects, (HgCd)Se, (HgCd)Te*, ed. by R. Willardson and A. Beer, Semiconductors and Semimetals, Elsevier, Amsterdam, The Netherlands (1981).
14. M. Orlita, D. M. Basko, M. S. Zhuludev, F. Teppe, W. Knap, V. I. Gavrilenko, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, P. Neugebauer, C. Faugeras, A.-L. Barra, G. Martinez, and M. Potemski, Nature Phys. **10**, 233 (2014).
15. F. Teppe, M. Marcinkiewicz, S. S. Krishtopenko, S. Ruffenach, C. Consejo, A. M. Kadykov, W. Desrat, D. But, W. Knap, J. Ludwig, S. Moon, D. Smirnov, M. Orlita, Z. Jiang, S. V. Morozov, V. I. Gavrilenko, N. N. Mikhailov, and S. A. Dvoretzky, Nature Commun. **7**, 12576 (2016).
16. S. Dvoretzky, N. Mikhailov, Yu. Sidorov, V. Shvets, S. Danilov, B. Wittman, and S. Ganichev, J. Electron. Mater. **39**, 918 (2010).
17. V. S. Varavin, S. A. Dvoretzky, V. I. Liberman, N. N. Mikhailov, and Yu. G. Sidorov, J. Cryst. Growth **159**, 1161 (1996).
18. А. В. Галеева, А. И. Артамкин, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, С. Н. Данилов, Л. И. Рябова, Д. Р. Хохлов, Письма в ЖЭТФ **106**, 156 (2017).
19. A. V. Galeeva, A. I. Artamkin, A. S. Kazakov, S. N. Danilov, S. A. Dvoretzky, N. N. Mikhailov, L. I. Ryabova, and D. R. Khokhlov, Beilstein J. Nanotechnol. **9**, 1035 (2018).
20. A. V. Galeeva, A. S. Kazakov, A. I. Artamkin, L. I. Ryabova, S. A. Dvoretzky, N. N. Mikhailov, M. I. Bannikov, S. N. Danilov, and D. R. Khokhlov, Sci. Rep. **10**, 2377 (2020).
21. А. С. Казаков, А. В. Галеева, А. И. Артамкин, С. А. Дворецкий, Н. Н. Михайлов, М. И. Банников, С. Н. Данилов, Л. И. Рябова, Д. Р. Хохлов, XXIV Международный симпозиум "Нанофизика и наноэлектроника", Нижний Новгород, 10-13 марта, 2020, труды симпозиума, изд-во Нижегородского государственного университета им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород **2**, 601 (2020).