

Роли элементов гетероструктуры на основе топологической фазы $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ в эффекте PT -симметричной терагерцовой фотопроводимости

А. С. Казаков⁺, А. В. Галеева⁺, А. В. Иконников⁺, Д. Е. Долженко⁺, Л. И. Рябова*, Н. Н. Михайлов[×], С. А. Дворецкий[×], М. И. Банников[°], С. Н. Данилов[∇], Д. Р. Хохлов^{+o1)}

⁺ Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

* Химический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

[×] Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

[°] Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

[∇] Университет Регенсбурга, D-95053 Регенсбург, Германия

Поступила в редакцию 12 марта 2021 г.

После переработки 23 марта 2021 г.

Принята к публикации 23 марта 2021 г.

В работе продемонстрировано, что PT -симметричная терагерцовая фотопроводимость, наблюдаемая в гетероструктурах на основе толстых пленок $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, находящихся в топологической фазе, связана с фотовозбуждением носителей заряда в объеме пленки. В то же время местом локализации эффекта является гетероинтерфейс топологическая пленка – тривиальный буферный слой. Обсуждается модель, описывающая такое пространственное разделение источника неравновесных носителей заряда и места проявления эффекта.

DOI: 10.31857/S1234567821080103

Физика топологических изоляторов является областью интенсивных экспериментальных и теоретических исследований в современной физике твердого тела [1]. Для этого класса материалов сильное спин-орбитальное взаимодействие приводит к инверсии термов, соответствующих энергетическому положению дна зоны проводимости и потолка валентной зоны, в объеме полупроводника. В результате на поверхности топологических изоляторов появляются двумерные электронные состояния, характеризующиеся дираковским законом дисперсии. Кроме того, для таких состояний направление спина электрона оказывается привязанным перпендикулярно к направлению его квазиимпульса, что обеспечивает отсутствие рассеяния назад, по крайней мере, в теории. Предполагается, что транспорт по двумерным поверхностным топологическим состояниям может быть использован для разработки эффективных электронных устройств.

Прямым экспериментальным доказательством существования топологических поверхностных электронных состояний со спиновой поляризацией стали

эксперименты с использованием фотоэлектронной эмиссионной спектроскопии с угловым разрешением (ARPES) [2]. Эти эксперименты, однако, не дают информации о транспортных свойствах поверхностных топологических состояний. В то же время прямые транспортные измерения сталкиваются с существенными интерпретационными сложностями, поскольку проводимость по объему полупроводника, как правило, шунтирует проводимость по тонкому топологическому слою на поверхности.

Одним из способов получения информации о транспортных характеристиках является оптоэлектронное зондирование поверхностных состояний. В частности, многие фотоэлектрические явления, такие как фотогальванический эффект [3–6], фотоэлектромагнитный эффект [7–10], фотопроводимость [11–16] и другие [17, 18] оказываются нечувствительными к объемной проводимости.

Полупроводниковые твердые растворы $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ обладают рядом особенностей, связанных с реализацией топологически нетривиального состояния. В области составов $x < 0.16$ термы Γ_8 и Γ_6 , отвечающие краям зон легких электронов и дырок, соответственно, инвертированы. Поэтому

¹⁾e-mail: khokhlov@mig.phys.msu.ru

можно считать, что для указанной области содержания теллурида кадмия в твердом растворе x реализуется топологически нетривиальная фаза. В то же время терм Γ_8 является двукратно вырожденным и отвечает также тяжелым дыркам. В результате энергетический спектр материала является бесщелевым. По мере увеличения содержания теллурида кадмия меняется величина релятивистских поправок, в том числе уменьшается спин-орбитальное взаимодействие. Тогда при $x > 0.16$ термы Γ_8 и Γ_6 меняются местами, и реализуется фаза тривиального изолятора [18–23]. Таким образом, при изменении состава сплава можно осуществить переход между топологической и тривиальной фазами. Помимо этого, современные методы синтеза твердых растворов $Hg_{1-x}Cd_xTe$ позволяют синтезировать материалы со значительно более низкими значениями концентрации носителей заряда $\sim (10^{14} - 10^{15}) \text{ см}^{-3}$ по сравнению с другими топологическими изоляторами, что предоставляет возможность измерять фотопроводимость на фоне такой довольно низкой равновесной концентрации [24, 25].

Ранее нами было обнаружено, что в гетероструктурах на основе толстых пленок $Hg_{1-x}Cd_xTe$, находящихся в топологической фазе ($x < 0.16$), наблюдается терагерцовая фотопроводимость, несимметричная относительно инверсии направления магнитного поля (отсутствие T -симметрии) и относительно замены пары потенциальных контактов на зеркально расположенную (отсутствие P -симметрии), но сохраняющаяся при одновременном изменении обоих вышеуказанных факторов (PT -симметрия) [26]. В настоящей работе мы показываем, что источником эффекта является возбуждение неравновесных носителей заряда в объеме пленки, а местом его локализации – гетерограница тривиальный буфер – топологическая пленка.

Для того, чтобы продемонстрировать указанные выше утверждения, в работе исследовался характер терагерцовой фотопроводимости в гетероструктурах на основе толстых пленок $Hg_{1-x}Cd_xTe$ разного состава $x = (0.13 - 0.175)$ и толщины (1–4) мкм. Исходные образцы были синтезированы методом молекулярно-пучковой эпитаксии на полуизолирующих подложках $\langle 013 \rangle$ GaAs через буферные слои ZnTe толщиной 30 нм, CdTe толщиной 5 мкм и варизонный слой $Hg_{1-y}Cd_yTe$ толщиной около 1.2 мкм с плавно изменяющимся содержанием кадмия. Далее следовал рабочий слой $Hg_{1-x}Cd_xTe$ толщиной $\sim 4 - 5$ мкм и верхний покровный слой – широкозонный $Hg_{1-y}Cd_yTe$. Варизонный буферный слой $Hg_{1-y}Cd_yTe$, а также

покровный слой имели содержание теллурида кадмия y , соответствующее тривиальной фазе. Состав твердого раствора контролировался *in situ* с помощью эллипсометрии [27]. Исследовались также пленки с различной толщиной активного слоя, получаемые из исходных с помощью химического травления в растворе на основе $HBr + Br_2$ либо $HCl + CrO_3$.

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 $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

Измерения терагерцовой фотопроводимости проводились в фарадеевской геометрии в магнитных полях до 0.5 Тл при температуре 4.2 К. Фотопроводимость возбуждалась импульсным газовым NH_3 лазером с длительностью импульса ~ 100 нс при мощности в импульсе до 10 кВт. Частота линии лазерного терагерцового фотовозбуждения могла изменяться от 1.1 до 3.3 ТГц. Детали экспериментальной установки описаны в работах [28–30]. Измерения проводились 4-зондовым методом для двух противоположных направлений тока с тем, чтобы исключить возможное влияние фотовольтаического эффекта.

Рассмотрим сначала характер фотопроводимости в гетероструктурах с активным слоем, соответствующим топологической фазе ($x < 0.16$), толщиной более 2 мкм. В отсутствие магнитного поля фотопроводимость является, как правило, знакопеременной: сразу после начала лазерного импульса она отрицательная, однако затем меняет знак и становится положительной (рис. 1, кривая 1). В некоторых случаях участка отрицательной фотопроводимости не наблюдается вовсе. В ненулевом магнитном поле положительная часть фотопроводимости оказывается несимметричной относительно направления поля: ее амплитуда возрастает для одной полярности поля и уменьшается для другой полярности (рис. 1, кривые 2, 3). Таким образом, амплитуда положительной части фотопроводимости (определение см. на рис. 1) оказывается несимметричной относительно инверсии магнитного поля (нарушение T -симметрии), см. рис. 2, сплошные точки. Амплитуда положительной фотопроводимости оказывается также несимметричной при замене пары потенциальных контактов на зеркально расположенную (нарушение P -симметрии), рис. 2, пустые точки. В то же время одновременная инверсия направления магнитного поля и замена пары контактов на зеркальную не меняет амплитуду положительной фотопроводимости, которая демонстрирует таким образом PT -инвариантность (рис. 2).

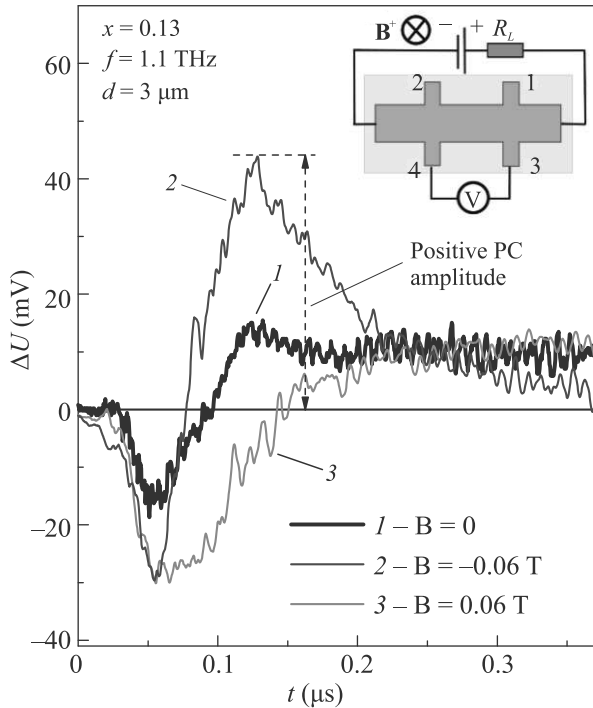


Рис. 1. (Цветной онлайн) Типичная кинетика фотопроводимости в гетероструктуре на основе толстой пленки $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, находящейся в топологической фазе. Кривая 1 соответствует нулевому магнитному полю, кривая 2 снята в поле -0.06 Тл (знак минус соответствует направлению поля, противоположному направлению падающего излучения), кривая 3 – в поле 0.06 Тл, сонаправленном с потоком излучения. Для наглядности положительным значениям по оси ординат соответствует положительная фотопроводимость, отрицательным – отрицательная фотопроводимость. Измерения проведены с пары потенциальных контактов 3, 4. $T = 4.2$ К, частота лазерного излучения 1.1 ТГц. Содержание CdTe в пленке $x = 0.13$, толщина активного слоя 3 мкм. На вставке – геометрия эксперимента и электрическая схема измерений. Стрелкой обозначена амплитуда положительной фотопроводимости

Фотопроводимость является практически линейной по величине протекающего тока. Интенсивность падающего излучения соответствует области насыщения сигнала фотопроводимости [16, 26], что обеспечивает отсутствие зависимости эффекта от градиента интенсивности излучения [26].

Проведенные измерения показали, что амплитуда положительной фотопроводимости резко падает при уменьшении толщины активного слоя d , так что в пленках с $d < 1$ мкм положительная фотопроводимость пропадает вовсе. Максимальная асимметрия сигнала положительной фотопроводимости A_{\max} , определяемая как максимальное значение раз-

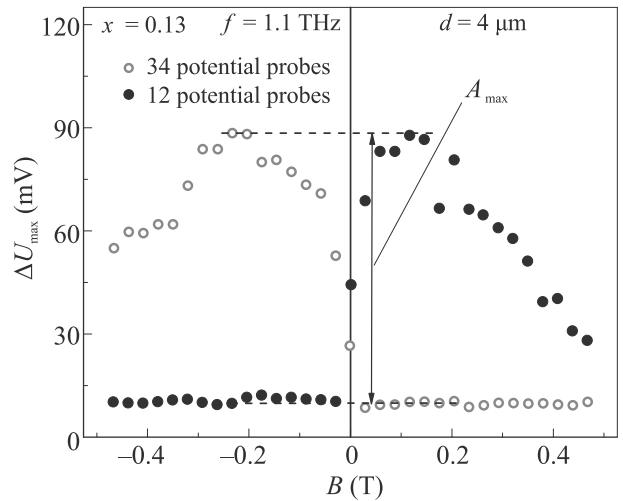


Рис. 2. (Цветной онлайн) Типичная зависимость амплитуды положительной фотопроводимости от магнитного поля для двух пар потенциальных контактов, изображенных на рис. 1. Сплошные точки соответствуют паре контактов 1–2 (см. вставку к рис. 1), пустые точки – паре контактов 3–4. Стрелка соответствует максимальной асимметрии сигнала положительной фотопроводимости. $T = 4.2$ К, частота лазерного излучения 1.1 ТГц. Содержание CdTe в пленке $x = 0.13$, толщина активного слоя 4 мкм

ности амплитуд фотопроводимости для равных по модулю, но противоположных по знаку значений магнитного поля (см. рис. 2), также резко снижается по мере уменьшения d (рис. 3).

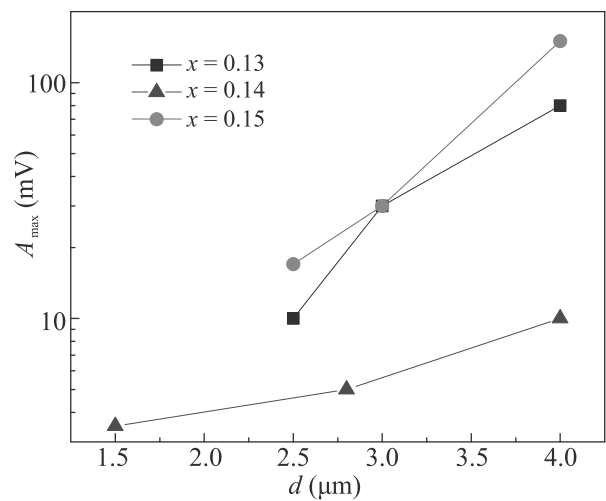


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость максимальной асимметрии сигнала положительной фотопроводимости от толщины активного слоя для пленок различного состава

При $d < 1$ мкм наблюдается только отрицательная часть фотопроводимости, которая практически симметрична для противоположных направлений магнитного поля, а также для зеркально расположенных пар потенциальных контактов. Для гетероструктур на основе пленки, находящейся в тривиальной фазе, фотопроводимость также является отрицательной и симметричной относительно направления магнитного поля и выбора пары потенциальных контактов при любой толщине активного слоя.

Полученные результаты качественно не меняются для всех использованных частот лазерного излучения от 1.1 до 3.3 ТГц. Кроме того, отсутствует зависимость эффекта от поляризации излучения, как линейной, так и циркулярной.

PT -симметричная фотопроводимость в гетероструктурах на основе толстых пленок $Hg_{1-x}Cd_xTe$, находящихся в топологической фазе и выращенных на тривиальном буфере, была обнаружена нами ранее [26]. Позднее было показано, что эффект связан с суперпозицией традиционной T - и P -симметричной фотопроводимости, и чрезвычайно необычной киральной фотопроводимости, которая складывается с традиционной на одной стороне холловского мостика и вычитается из нее на другой стороне, приводя к появлению PT -симметрии фотопроводимости [31]. Фототоки, отвечающие киральной фотопроводимости, являются нечетной функцией приложенного напряжения и магнитного поля. Важно, что киральная фотопроводимость является нелокальной, т.е. фототоки, связанные с ней, текут вдоль края образца вокруг него, а не через его объем. Из этого следует, что наиболее вероятным местом локализации киральных фототоков является гетерограница между топологической пленкой и тривиальным буферным слоем. Если бы киральные фототоки протекали вдоль боковой грани пленки, соответствующей границе раздела пленка–вакуум, то краевые фототоки шунтировались бы после стравливания верхнего защитного слоя, чего не происходит.

В то же время следует обратить внимание на то обстоятельство, что амплитуда положительной PT -симметричной фотопроводимости, как и ее асимметрия, резко падают при уменьшении толщины активного слоя. Следовательно, источником неравновесных носителей заряда, ответственных за появление PT -симметричной положительной фотопроводимости, является объем топологической пленки. В работе [16] было высказано предположение, что положительная фотопроводимость в нулевом магнитном поле в гетероструктурах, аналогичных рассматриваемым, связана с разогревом свободных электронов в

активном слое. Горячие электроны диффундируют в область гетероперехода, где они входят в двумерный топологический слой. При этом подвижность электронов возрастает, приводя к появлению положительной фотопроводимости. Сам по себе разогрев электронного газа в объеме активного слоя ведет, напротив, к снижению подвижности и к появлению отрицательной компоненты фотопроводимости. Эта компонента становится доминирующей в случае, когда толщина пленки мала, и количество электронов, переходящих в топологический слой, уменьшается. Тот же эффект наблюдается в ситуации, когда активный слой находится в тривиальной фазе и, следовательно, топологический слой на гетерогранице отсутствует.

В заключение, в работе было показано, что PT -симметричная фотопроводимость, наблюдающаяся в гетероструктурах на основе толстых пленок $Hg_{1-x}Cd_xTe$, находящихся в топологической фазе, обусловлена процессами, происходящими на интерфейсе гетероструктуры топологическая пленка – тривиальный буферный слой. В то же время источником неравновесных носителей заряда, обеспечивающих появление эффекта, является объем пленки.

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 и Фонд развития теоретической физики и математики “БАЗИС”. Работа группы из университета Регенсбурга поддержана Elite Network of Bavaria (K-NW-2013-247) и Volkswagen Stiftung Program (97738).

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. Bärenfänger, 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. S. Ruffenach, A. Kadykov, V. Rummyantsev, J. Torres, D. Coquillat, D. But, S. S. Krishtopenko, C. Consejo, W. Knap, S. Winnerl, M. Helm, M. A. Fadeev, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, V. I. Gavrilenko, S. V. Morozov, and F. Teppe, *APL Mater.* **5**, 035503 (2017).
12. Z. D. Kvon, S. N. Danilov, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, W. Prettl, and S. D. Ganichev, *Physica E* **40**, 1885 (2008).
13. M. L. Savchenko, M. Otteneder, I. A. Dmitriev, N. N. Mikhailov, Z. D. Kvon, and S. D. Ganichev, *Appl. Phys. Lett.* **117**, 201103 (2020).
14. А. С. Ярошевич, З. Д. Квон, Г. М. Гусев, Н. Н. Михайлов, *Письма в ЖЭТФ* **111**, 107 (2020).
15. 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).
16. 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).
17. A. Jost, M. Bendias, J. Böttcher, E. Hankiewicz, C. Brüne, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, J. C. Maan, U. Zeitler, N. Hussey, and S. Wiedmann, *PNAS* **114**, 3381 (2017).
18. J. Gospodaric, V. Dziom, A. Shuvaev, A. A. Dobretsova, N. N. Mikhailov, Z. D. Kvon, and A. Pimenov, *Phys. Rev. B* **102**, 115113 (2020).
19. Н. Н. Берченко, В. М. Пашковский, *УФН* **119**, 223 (1976).
20. A. Rogalski, *Rep. Prog. Phys.* **68**, 2267 (2005).
21. 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, N.Y., San Francisco, London (1981), v. 16, p. 119.
22. M. Orlita, D. M. Basko, M. S. Zholudev, 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, *Nat. Phys.* **10**, 233 (2014).
23. 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).
24. S. Dvoretzky, N. Mikhailov, Yu. Sidorov, V. Shvets, S. Danilov, B. Wittman, and S. Ganichev, *J. Electron. Mater.* **39**, 918 (2010).
25. V. S. Varavin, S. A. Dvoretzky, V. I. Liberman, N. N. Mikhailov, and Yu. G. Sidorov, *J. Cryst. Growth* **159**, 1161 (1996).
26. 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).
27. K. K. Svitashv, S. A. Dvoretzky, Yu. G. Sidorov, V. A. Shvets, A. S. Mardezhov, I. E. Nis, V. S. Varavin, V. Liberman, and V. G. Remesnik, *Crystal Research and Technology* **29**, 931 (1994).
28. С. Д. Ганичев, С. А. Емельянов, И. Д. Ярошецкий, *Письма в ЖЭТФ* **35**, 297 (1982).
29. V. V. Bel'kov, S. D. Ganichev, P. Schneider, C. Back, M. Oestreich, J. Rudolph, D. Hagele, L. E. Golub, W. Wegscheider, and W. Prettl, *Solid State Commun.* **128**, 283 (2003).
30. V. A. Shalygin, H. Diehl, Ch. Hoffmann, S. N. Danilov, T. Herrle, S. A. Tarasenko, D. Schuh, Ch. Gerl, W. Wegscheider, W. Prettl, and S. D. Ganichev, *Письма в ЖЭТФ* **84**, 666 (2006).
31. A. S. Kazakov, A. V. Galeeva, A. I. Artamkin, A. V. Ikonnikov, L. I. Ryabova, S. A. Dvoretzky, N. N. Mikhailov, M. I. Bannikov, S. N. Danilov, and D. R. Khokhlov, *Sci. Rep.* **11**, 1587 (2021).