Письма в ЖЭТФ, том 113, вып. 7, с. 463 – 467 © 2021 г. 10 апреля

Двумерный полуметалл в HgTe квантовых ямах толщиной 14 нм

Н. Н. Васильев[+*1)], *З. Д. Квон*[+*], *Н. Н. Михайлов*[+], *С. Д. Ганичев*[×]

[+]*Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова, 630090 Новосибирск, Россия*

[*]*Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия*

[×]*Регенсбургский университет, 93053 Регенсбург, Германия*

Поступила в редакцию 6 марта 2021 г.
После переработки 6 марта 2021 г.
Принята к публикации 7 марта 2021 г.

Обнаружен двумерный полуметалл в HgTe квантовой яме с ориентацией (013) и толщиной $d = 14$ нм, существенно меньшей, чем ранее исследованные. Установлено, что он характеризуется такой же величиной перекрытия зон, как и ямы с $d = (18-22)$ нм аналогичной ориентации, но значительно более сильным примесным рассеянием как электронов, так и дырок. Измерено циклотронное резонансное фотосопротивление (ЦР ФС) электронов в зависимости от их концентрации (N_s) и показано, что амплитуда ЦР ФС падает при ее уменьшении, а при $N_s < 5 \cdot 10^9$ см$^{-2}$ ЦР ФС не регистрируется. Таким образом, в исследованном ДП отсутствует не зависящее от N_s ЦР ФС, обнаруженное ранее в двумерном полуметалле у поверхности (100). Предположено, что этот факт вызван значительно (более, чем на порядок) меньшей подвижностью электронов в исследованной системе.

DOI: 10.31857/S1234567821070077

Введение. Спустя двадцать лет после пионерских работ [1–3], экспериментальные исследования квантовых ям на основе HgTe составляют одно из самых активно развивающихся направлений в физике низкоразмерных электронных систем. Оказалось, что благодаря ключевой роли релятивистских эффектов в указанных ямах реализуется целый набор различных двумерных систем. В первую очередь, это двумерные топологические изоляторы (ДТИ) [4–7] и двумерные полуметаллы [8–13]. К настоящему времени изучены двумерные полуметаллы в ямах с толщиной (18–22) нм и ориентацией (013) [8, 9], (112) [14] и (100) [15]. Найдено, что перекрытие зон (E_{overlap}) сильно зависит о ориентации. Наиболее сильное ($E_{\text{overlap}} = (5–6)$ мэВ) наблюдается в ямах с ориентацией (013), тогда как в ямах с ориентацией (100) перекрытие существенно меньше: $E_{\text{overlap}} \approx$ ≈ 1 мэВ. В связи со сказанным интересным является вопрос о том, при какой толщине ямы и каким образом ДП переходит в ДТИ, и как он зависит от ориентации ее поверхности.

В данной работе сообщается об изучении HgTe квантовых ям толщиной 14 нм с ориентацией (013) и обнаружении в ней двумерного полуметаллического состояния. Установлено, что, несмотря на заметно меньшую толщину, ДП в этих ямах имеет величину перекрытия зон, близкую к той, которая наблюдается в ямах толщиной 18–22 нм, но в отличие от них характеризуется доминирующим вкладом примесного рассеяния. Также следует отметить, что состояние ДТИ ранее было установлено для толщин 7–10 нм, и на основе этого можно сделать вывод, что переход от ДП к ДТИ происходит для ориентации (013) в диапазоне толщин 10 нм $< d <$ 14 нм. В окрестности точки зарядовой нейтральности наблюдается заметная температурная зависимость его сопротивления, вызванная термической активацией носителей заряда. Из измерений циклотронного резонансного фотосопротивления определена эффективная масса электронов. Найдено, что амплитуда циклотронного резонансного фотосопротивления (ЦР ФС) падает при уменьшении электронной концентрации (N_s) и при $N_s < 5 \cdot 10^9$ см$^{-2}$ фотосопротивление не наблюдается.

Экспериментальные образцы, исследованные в данной работе, представляли собой полевые холловские транзисторы, снабженные полупрозрачными TiAu затворами, изготовленные на основе HgTe квантовых ям толщиной 14 нм с ориентацией (013). Схематическое изображение образца показано на вставке к рис. 1а. Измерения проводились в диапазоне температур 20–1.8 К, и в магнитных полях до 7 Т с использованием стандартной схемы фазочувствительного детектирования проводились на частотах 3–12 Гц и при величинах измерительного тока через образец 1–10 нА, исключающих в указанном

1)e-mail: nikita31415@gmail.com

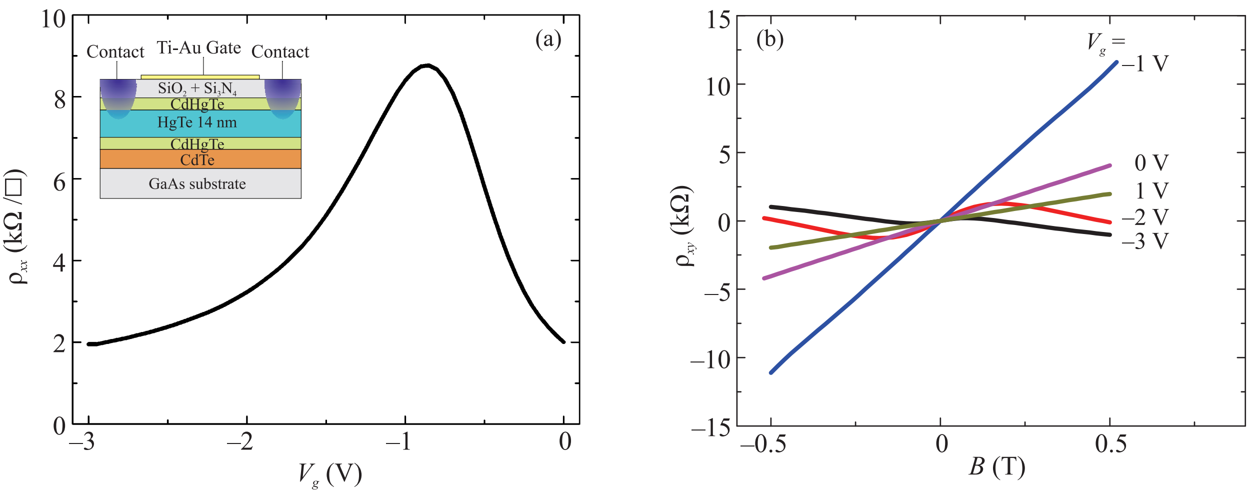

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Зависимость $\rho_{xx}(V_g)$ при температуре 4.2 K (на вставке приведен схематический разрез исследуемой полевой структуры). (b) – Зависимость $\rho_{xy}(B)$ при нескольких значениях затворного напряжения

диапазоне температур эффекты разогрева. ЦР ФС измерялось на длине волны 184 мкм в магнитных полях до 4 Т. В качестве источника излучения был использован молекулярный субмиллиметровый лазер на основе дифторметана с оптической накачкой CO_2 лазером. Мощность терагерцового излучения лежала в диапазоне 80–100 мВт [16, 17]. Фотосопротивление измерялось с помощью стандартной модуляционной методики на частоте модуляции 600–700 Гц при пропускании через образец постоянного тока $I = (0.1{-}1)$ мкА.

На рисунке 1a показана типичная зависимость удельного сопротивления ρ_{xx} исследуемой системы от затворного смещения (V_g), измеренную при 4.2 K. Она представляет собой кривую с максимумом, где величина ρ_{xx} достигает 9 кОм/квадрат, что на порядок превышает значения ρ_{xx}, наблюдаемые в ямах толщиной 18–22 нм. Подобный факт говорит о том, что уменьшение толщины ямы привело к сильному росту примесного рассеяния. Результаты измерения эффекта Холла при различных V_g показаны на рис. 1b. Они ясно показывают, что при $V_g > -1$ В происходит переход от линейной зависимости холловского сопротивления ρ_{xy} к знакопеременному, означающего переход системы от двумерного электронного металла к двумерному полуметаллу под действием затворного напряжения, как в ямах толщиной 22 нм с такой же ориентацией [8]. Отсюда можно сделать важный вывод, что в HgTe квантовых ямах с ориентацией (013) полуметаллическое состояние сохраняется при значительном уменьшении толщины вплоть до 14 нм. На рисунке 2a представлены зависимости концентраций электронов $N_s(V_g)$ и дырок $P_s(V_g)$ от затворного напряжения, найденные на основе магнитотранспортных измерений, а на рис. 2b аналогичные зависимости $\mu_n(V_g)$ и $\mu_p(V_g)$ их подвижностей. Аппроксимация этих зависимостей к нулевой концентрации дает в точке зарядовой нейтральности концентрацию электронов и дырок $N_s = P_s \approx 6 \cdot 10^{10}$ см$^{-2}$.

Как видно из рис. 2b, величины подвижности и электронов и дырок, когда положение уровня Ферми соответствует полуметаллическому состоянию, значительно меньше наблюдаемых в ямах толщиной 18–22 нм (электронов более чем на порядок, а дырок в несколько раз) [8, 9]. Эти данные подтверждают ранее известный факт, что подвижность с уменьшением толщины HgTe ямы падает как в связи с ростом примесного рассеяния, так из-за сильного увеличения рассеяния на неровностях квантовой ямы [18, 19]. Практически линейный рост электронной подвижности с ростом N_s справа от точки зарядовой нейтральности (ТЗН) позволяет сделать вывод, что доминирующим рассеянием в исследуемой яме является примесное. Рисунок 3a показывает зависимости $\rho_{xx}(V_g)$ при различных температурах в диапазоне 4.2–15 K. Хорошо видно, что при затворных напряжениях, соответствующих однокомпонентному электронному ($V_g > 0.5$ В) или полуметаллическому состоянию с доминирующей концентрацией дырок ($V_g < -1.5$ В) металлам изменение сопротивления с температурой очень слабо, тогда как при напряжениях, соответствующих левой части окрестности точки зарядовой нейтральности (-1.5 В $< V_g < 0$ В), наблюдается сильное (в 1.5–3 раза) уменьшение сопротивления с ростом температуры. На рисунке 3b показаны температурные зависимости $\rho_{xx}(T)$ при нескольких значениях затворного напряжения,

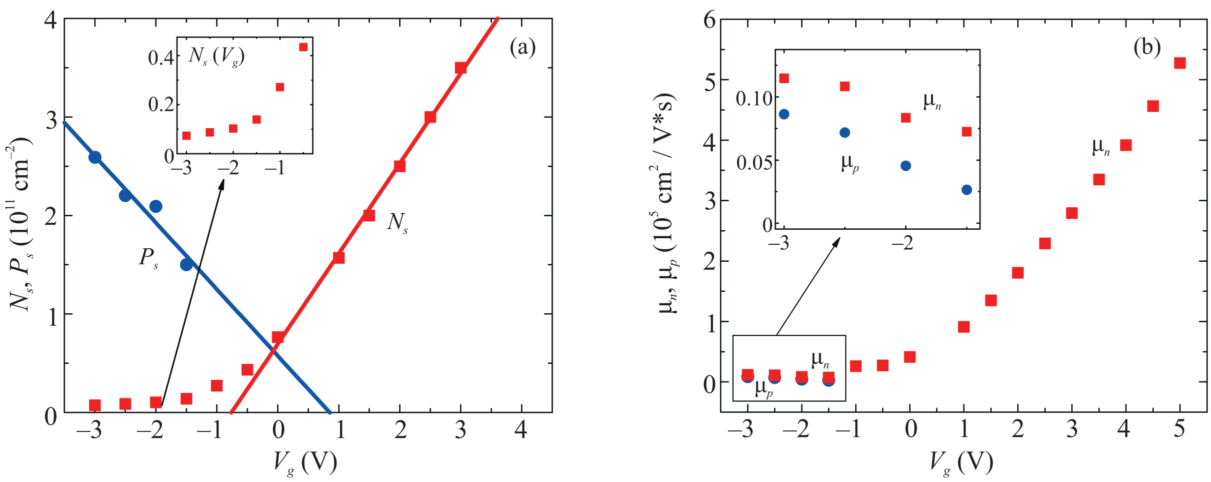

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Зависимости концентрации электронов $N_s(V_g)$ и дырок $P_s(V_g)$. (b) – Подвижности электронов μ_n и дырок μ_p в зависимости от затворного напряжения

соответствующих указанным областям по оси затворного напряжения. Сравнительный анализ данных на рис. 3 с полученными ранее в ямах толщиной 18–20 нм [9] показывает, что поведение сопротивления в 14 нм яме при изменении температуры отличается радикальным образом. В ранее изученных ямах в окрестности ТЗН и дырочной (полуметаллической) области затворных напряжений наблюдался рост сопротивления с увеличением температуры, обусловленный электронно-дырочным рассеянием по механизму Ландау. Столь сильное отличие в поведении можно объяснить доминирующим влиянием рассеяния на примесях в исследуемой системе. Примесное рассеяние настолько интенсивно, что на его фоне эффекты, связанные с электронно-дырочными столкновениями становятся пренебрежимо малыми и в экспериментальном отклике системы не наблюдаются. Поэтому в окрестности ТЗН при повышении температуры наблюдается не рост сопротивления, связанный с электронно-дырочным рассеянием, как в квантовых ямах толщиной 18–22 нм, а наоборот, его уменьшение, вызванное термической активацией электронов и дырок.

Результаты по исследованию терагерцового циклотронного резонансного фотосопротивления исследуемой системы показаны на рис. 4a, b. Рисунок 4a показывает зависимость терагерцового ФС от магнитного поля $\Delta\rho_{ph}(B)$ в окрестности циклотронного резонанса, когда образец освещался терагерцовым излучением при двух затворных напряжениях, соответствующих двум положениям уровня Ферми: глубоко в зоне проводимости, когда реализуется однокомпанентный электронный металл, и когда его положение соответствует полуметаллическому состоянию. Хорошо видно, что в первом случае наблюдается резонансное поведение ФС с пиком при магнитном поле $B_c = 1.45$ Т. Когда же уровень Ферми попадает в область энергий, соответствующих полуметаллу с доминирующей концентрацией дырок, величина резонансного поля B_c незначительно растет ($B_c = 1.55$ Т), что, возможно, связано с влиянием валентной зоны. В любом случае, очевидно, что наблюдаемое ЦР ФС соответствует циклотронному резонансу электронов. Таким образом, он наблюдается не только глубоко в зоне проводимости , но и в ситуации, когда реализуется полуметаллическое состояние, в котором $N_s < P_s$. Положение пика ЦР ФС позволяет определить циклотронную эффективную массу электрона из простого выражения

$$B_c = m_n \cdot \omega / e,$$

где m_n – циклотронная эффективная масса электрона, ω – частота излучения. В результате получаем $m_n = (0.028 \pm 0.002) \cdot m_0$, Отметим, что найденное значение заметно (почти в полтора раза) больше измеренного для 20 нм с ориентацией (100) [20]. Зная значение m_n, можно оценить величину перекрытия зон (E_{overlap}), имея в виду, что эффективная масса дырок почти на порядок выше. Тогда получим $E_{\text{overlap}} = (5–6)$ мэВ. Эта величина примерно одинакова с той, которая найдена для ям толщиной (18–20) нм с такой же ориентацией [8, 9]. Также она в два раза больше найденной для 20 нм ям с ориентацией (112) [14] и существенно больше величины перекрытия ($E_{\text{overlap}} \approx 1$ мэВ), которая определена для полуметалла в 20 нм яме с ориентацией (100) [15]. Приведенные данные указывают, что перекрытие зон является, как и следовало ожидать, наименьшим для

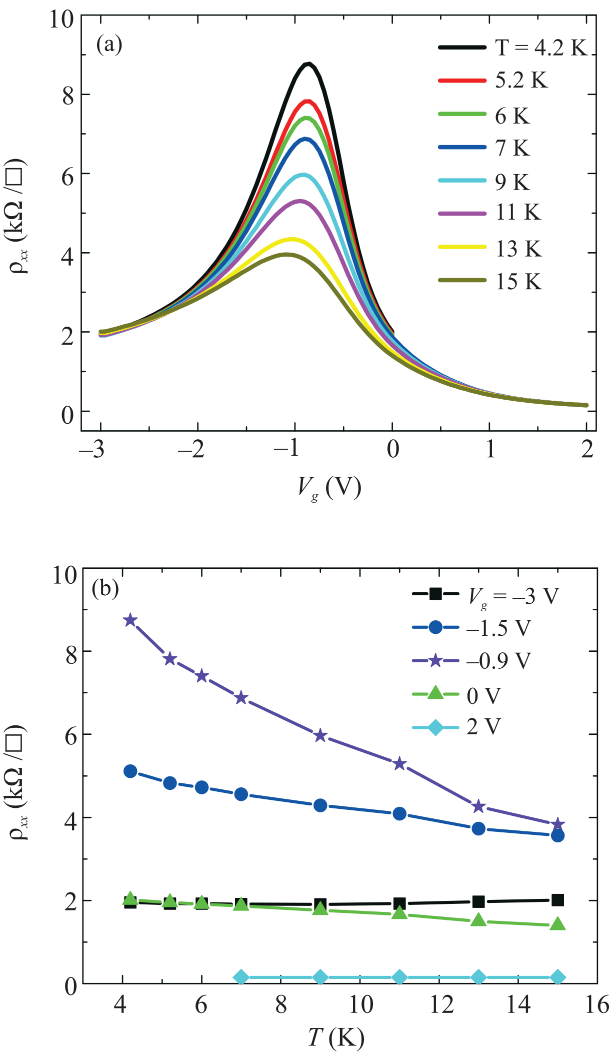

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Зависимости $\rho_{xx}(V_g)$ при различных температурах в диапазоне 4.2–15 K. (b) – $\rho_{xx}(T)$ в области электронного металла ($V_g = 2$ В и $V_g = 0$ В), в окрестности точки зарядовой нейтральности ($V_g = -0.9$ В) и при доминирующей концентрации дырок ($V_g = -1.5$ В, $V_g = -3$ В)

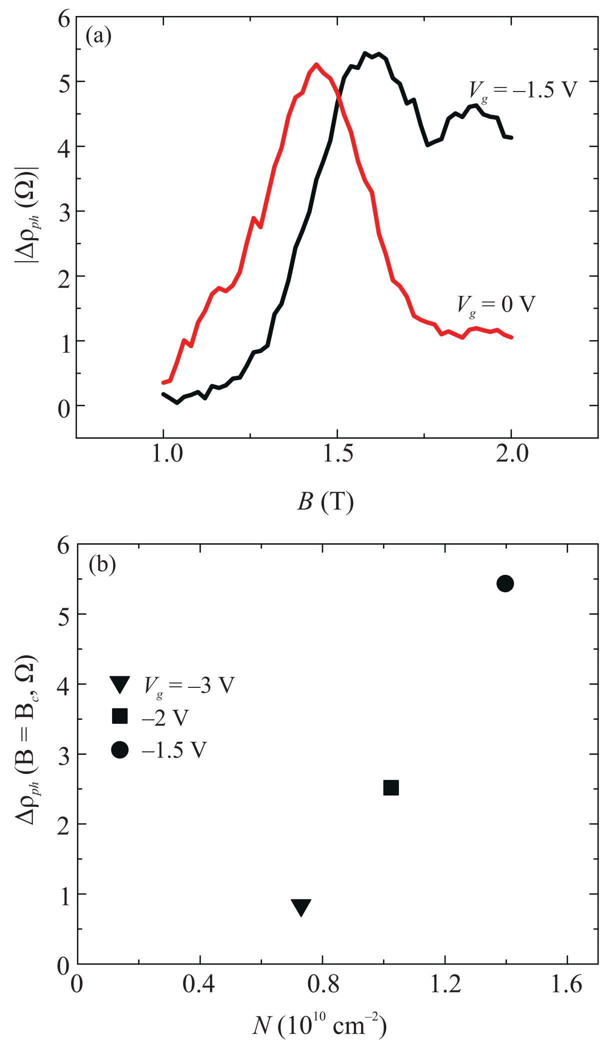

Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Магнитополевая зависимость абсолютной величины фотосопротивления $|\Delta\rho_{ph}(B)|$ при освещении образца терагерцовым излучением на длине 184 мкм для двух значений затворного напряжения. (b) – Амплитуда ЦР фотосопротивления $\Delta\rho_{ph}(B = B_c)$ в зависимости от концентрации электронов в полуметаллическом состоянии

сингулярной (100) ориентации HgTe квантовой ямы. Следует также отметить практическое отсутствие зависимости перекрытия от толщины ямы в диапазоне $d = 14{-}22$ нм.

На рисунке 4b представлена зависимость амплитуды ЦР ФС $\Delta\rho_{ph}(B = B_c)$ от концентрации электронов, когда она существенно меньше дырочной, т.е. в ситуации, когда электроны движутся внутри дырочной жидкости, как и в работе [19]. Хорошо видно, что она резко падает с уменьшением N_s: при уменьшении N_s от $1.5 \cdot 10^{10}\,\text{см}^{-2}$ до $0.75 \cdot 10^{10}\,\text{см}^{-2}$ наблюдается уменьшение $\Delta\rho_{ph}(B = B_c)$ почти на порядок в отличие от раннее исследованной системы в 20 нм яме с ориентацией (100) [20], где оно в указанной области концентраций не меняет своей величины. Столь радикальное отличие в поведении ЦР ФС, скорее всего, связано со значительно меньшей подвижностью электронов в исследуемой 14 нм HgTe яме, что связано, как отмечено выше, с доминирующим примесным рассеянием. Отсюда можно сделать вывод о том, что эффект резкого усиления электрического поля терагерцовой волны, действующего на электрон в момент ЦР в сильно разбалансированной полуметалле [20], критическим образом зависит от чистоты изучаемой системы.

Таким образом, в данной работе был впервые исследован транспортный и терагерцовый отклик HgTe квантовых ям толщиной 14 нм и ориентацией (013) и установлено, что их энергетический спектр соответствует полуметаллическому состоянию, причем величина перекрытия зон практически не отличается от ранее найденной для ям существенно большей толщины (18–22) нм с такой же ориентацией.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования (075-15-2020-797 (13.1902.21.0024). С. Д. Ганичев благодарит за поддержку Foundation for Polish Science (IRA Program, grant MAB/2018/9, CENTERA) and Volkswagen Stiftung Program (97738).

---

1. F. Goschenhofer, J. Gerschutz, A. Pfeuffer-Jeschke, R. Hellmig, C. R. Becker, and G. Landwehr, J. Electron. Mater. **27**, 532 (1998).
2. X. C. Zhang, A. Pfeuffer-Jeschke, K. Ortner, V. Hock, H. Buhmann, C. R. Becker, and G. Landwehr, Phys. Rev. B **63**, 245305 (2001)
3. X. C. Zhang, K. Ortner, A. Pfeuffer-Jeschke, C. R. Becker, and G. Landwehr, Phys. Rev. B **69**, 115340 (2004).
4. M. Konig, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, T. L. Hughes, C.-X. Liu, X. L. Qi, and S. C. Zhang, Science **318**, 766, (2007).
5. K. C. Nowack, E. M. Spanton, M. Baenninger, M. König, J. R. Kirtley, B. Kalisky, C. Ames, P. Leubner, C. Brüne, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, D. Goldhaber-Gordon, and K. A. Moler, Nature Mater. **12**, 787 (2013).
6. M. König, M. Baenninger, A. G. F. Garcia, N. Harjee, B. L. Pruitt, C. Ames, P. Leubner, C. Brüne, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, and D. Goldhaber-Gordon, Phys. Rev. X **3**, 021003 (2013).
7. 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. Dvoretsky, Z. D. Kvon, D. Weiss, and S. D. Ganichev, Phys. Rev. B **95**, 201103(R) (2017).
8. З. Д. Квон, Е. Б. Ольшанецкий, Д. А. Козлов, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, Письма в ЖЭТФ, **87**, 588 (2008).
9. Е. Б. Ольшанецкий, З. Д. Квон, М. В. Энтин, Л. И. Магарилл, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, Письма в ЖЭТФ **89**, 338 (2009).
10. G. M. Minkov, A. V. Germanenko, O. E. Rut, A. A. Sherstobitov, S. A. Dvoretski, and N. N. Mikhailov, Phys. Rev. B **88**, 155306 (2013).
11. M. Knap, J. D. Sau, B. I. Halperin, and E. Demler, PRL **113**, 186801 (2014)
12. A. Kononov, S. V. Egorov, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretsky, and E. V. Deviatov, Phys. Rev. B **93**, 041303(R) (2016).
13. S. S. Krishtopenko, I. Yahniuk, D. B. But, V. I. Gavrilenko, W. Knap, and F. Teppe, Phys. Rev. B **94**, 245402 (2016)
14. Z. D. Kvon, E. B. Olshanetsky, E. G. Novik, D. A. Kozlov, N. N. Mikhailov, I. O. Parm, and S. A. Dvoretsky, Phys. Rev. B **83**, 193304 (2011).
15. E. B. Olshanetsky, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, E. G. Novik, I. O. Parm, and S. A. Dvoretsky, Solid State Commun. **152**, 265 (2012).
16. 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. Dvoretsky, and S. D. Ganichev, Phys. Rev. B **87**, 235439 (2013).
17. P. Olbrich, J. Kamann, M. König et al. (Collaboration), Phys. Rev. B **93**, 075422 (2016).
18. А. А. Добрецова, Л. С. Брагинский, М. В. Энтин, З. Д. Квон, Н. Н. Михайлов, С. Д. Дворецкий, Письма в ЖЭТФ, **101**, 360 (2015).
19. А. А. Добрецова, З. Д. Квон, Л. С. Брагинский, М. В. Энтин, Н. Н. Михайлов, Письма в ЖЭТФ **104**, 402 (2016).
20. М. Л. Савченко, З. Д. Квон, С. Кандуссио, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, С. Д. Ганичев, Письма в ЖЭТФ **108**(4), 253 (2018).