Письма в ЖЭТФ, том 104, вып. 10, с. 729 – 733

Терагерцовый резистивный отклик двумерного топологического изолятора в режиме квазибаллистического транспорта

З. Д. Квон[+*], *К. -М. Дантчер*[× 1)], *М. -Т. Шерр*[× 1)], *А. С. Ярошевич*[+ 2)], *Н. Н. Михайлов*[+*]

[+] *Институт физики полупроводников им. Ржанова СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия*

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

[×] *Terahertz Center, University of Regensburg, D-93040 Regensburg, Germany*

Поступила в редакцию 27 сентября 2016 г.

Изучен терагерцовый резистивный отклик двумерного топологического изолятора (ТИ) в HgTe квантовой яме, находящегося в режиме квазибаллистического транспорта. Обнаружено фотосопротивление (ФС), возникающее только в окрестности точки зарядовой нейтральности (ТЗН). Приложение магнитного поля до 4 Т в плоскости квантовой ямы приводит к росту ФС в пике, а также расширению области вблизи ТЗН, в которой оно существует. Приведенные результаты позволяют предположить, что наблюдаемое ФС обусловлено переходами с участием краевых дисперсионных веток двумерного ТИ.

DOI: 10.7868/S0370274X16220112

Двумерный топологический изолятор (ТИ) в HgTe квантовых ямах с инверсным зонным спектром является в настоящее время наиболее яркой экспериментальной реализацией топологического изолятора [1, 2]. Начиная с первых работ [3, 4], подавляющее число экспериментальных исследований указанной системы ограничивается транспортным откликом [5–9]. И только в последнее время появились работы, выходящие за указанные рамки [10–14]. В частности, в [10] была изучена терагерцовая фотопроводимость двумерного ТИ. Но в ней был исследован только диффузионный режим, а наиболее важный и интересный случай баллистического и квазибаллистического транспорта остался за ее рамками.

В данной работе впервые исследован терагерцовый фоторезистивный отклик двумерного ТИ, в котором удалось реализовать режим баллистического и квазибаллистического транспорта. Экспериментальные образцы были изготовлены на основе HgTe квантовых ям толщиной 8 нм, выращенных с помощью технологии МЛЭ [15]. Они представляли собой микроструктуры специальной холловской геометрии, снабженные полупрозрачным TiAu затвором (см. рис. 1a) и имеющие характерные размеры, сравнимые с длиной свободного пробега вдоль краевого состояния. В частности, ширина микромостика была 3.2 мкм. Измерялся терагерцовый резистивный отклик (фотосопротивление) описанных структур на длине волны 118 мкм в поперечных и продольных магнитных полях до 4 Тл при температурах $T = 2-4.2$ К. В качестве источника излучения был использован молекулярный субмиллиметровый лазер на основе метанола с оптической накачкой CO_2 лазером [16]. Мощность терагерцового излучения P_λ лежала в пределах 20–30 мВт [17]. Фотосопротивление измерялось с помощью стандартной модуляционной методики на частоте модуляции 600–700 Гц при пропускании через образец постоянного тока $I = 100$ нА.

Начнем описание эксперимента с анализа транспортного отклика исследованных образцов. На рис. 1b показаны зависимости от эффективного затворного напряжения $V_g^{\rm eff}$ ($V_g^{\rm eff} = V_g - V_g^{\max}$, V_g – затворное напряжение, $V_g^{\max}$ – величина затворного напряжения, соответствующая максимуму локального сопротивления) величин холловского сопротивления $R_H(V_g^{\rm eff})$ и локального сопротивления $R_{1234}^L(V_g^{\rm eff})$, измеренного на самой короткой части образца, для которой расстояние между потенциометрическими контактами (контакты *3* и *4* на рис. 1a) было равно 2.8 мкм. Наблюдается картина, качественно совпадающая с той, что получается для всех двумерных ТИ в HgTe квантовых ямах [3, 5, 10]. Сопротивление мало (порядка 1 кОм/□) при смещениях, соответствующих положению уровня Ферми (E_F) в зоне проводимости, проходит через максимум (равный в данном случае 13.4 кОм) в точке зарядовой нейтральности (в этот момент E_F

1)K.-M. Dantscher, M.-T. Scherr.
2)e-mail: jarosh@isp.nsc.ru

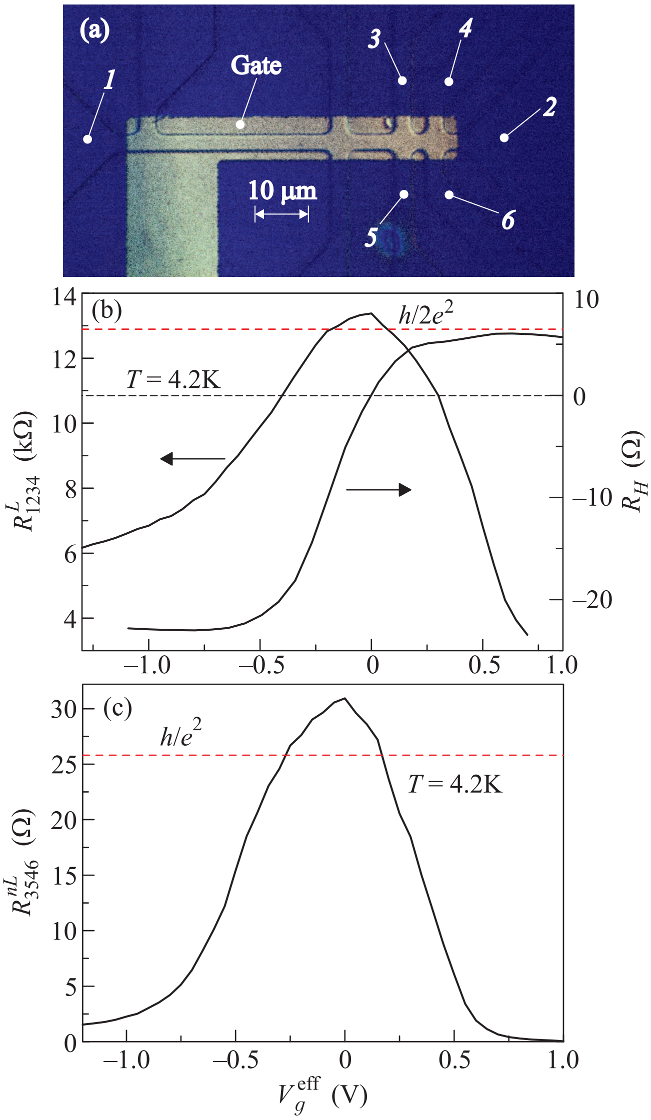

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Фотография микроструктуры специальной холловской геометрии. (b) – Зависимости локального $R^L_{1234}(V_g^{\mathrm{eff}})$ при $B = 0$ и холловского $R_H(V_g^{\mathrm{eff}})$ при $B = 1$ Тл сопротивлений от эффективного затворного напряжения. (c) – Зависимость нелокального сопротивления $R^{nL}_{3546}(V_g^{\mathrm{eff}})$ от эффективного затворного напряжения при $B = 0$ Тл

проходит через дираковскую точку), затем начинает уменьшаться, достигая значений нескольких кОм/□ при попадании уровня Ферми в валентную зону. При этом зависимость $R_H(V_g^{\mathrm{eff}})$ проходит через ноль, меняя знак. Там же (рис. 1c) показано нелокальное сопротивление образца $R^{nL}_{3546}(V_g^{\mathrm{eff}})$, когда в качестве токовых и потенциометрических контактов служили, соответственно, контакты *3–5* и *4–6*. Как и следовало ожидать, сигнал нелокального сопротивления значительно меньше локального, когда уровень Ферми расположен в разрешенных зонах. В ТЗН он почти в три раза превышает локальный сигнал. Проанализируем приведенные данные. Значение локального сопротивления $R^L_{1234}(V_g^{\mathrm{eff}})$ в максимуме близко к величине h/2e^2 (отмечено штриховой линией на рис. 1b). Это означает, что на самом малом по размеру (около 10 мкм вдоль края образца) участке исследуемой холловской структуры реализуется практически баллистический транспорт. Отметим, что это первое наблюдение такого транспорта в ямах толщиной 8–9 нм после работ [3, 4]. Значение нелокального сопротивления $R^{nL}_{3546}(V_g^{\mathrm{eff}})$ определяется разделением идущего через контакты *3–5* тока между частью образца с баллистическим транспортом и частью с диффузионным. По этой причине оно имеет значение, лежащее между 2h/e^2 и h/e^2. Величина h/e^2 отмечена на рис. 1c штриховой линией.

Рисунок 2a показывает типичные результаты измерения зависимости локального ФС образца $\Delta R^L_{1234}(V_g^{\mathrm{eff}})$ от затворного напряжения при его облучении терагерцовым излучением на длине волны 118 мкм мощностью около 20 мВт. Для удобства сравнительного анализа на этом же рисунке приведена зависимость $R^L_{1234}(V_g^{\mathrm{eff}})$. Поведение зависимости нелокального ФС $\Delta R^{nL}_{3546}(V_g^{\mathrm{eff}})$ при тех же значениях мощности показано на рис. 2b. Там же приведена зависимость $R^{nL}_{3546}(V_g^{\mathrm{eff}})$. Обсудим теперь приведенные данные. Хорошо видно, что и локальное и нелокальное ФС равны практически нулю, когда уровень Ферми расположен в разрешенных зонах, и появляются только, когда уровень Ферми входит в запрещенную зону, причем знак ФС является отрицательным, т.е. сопротивление образца уменьшается под воздействием излучения. При достижении ТЗН обе зависимости $\Delta R^L_{1234}(V_g^{\mathrm{eff}})$ и $\Delta R^{nL}_{3546}(V_g^{\mathrm{eff}})$ проходят через максимум, в котором их величина составляет (0.1–0.5) % от полного сопротивления, что почти на порядок меньше ФС, найденного в [10]. Также важно отметить, что положение максимумов $\Delta R^L_{1234}(V_g^{\mathrm{eff}})$ и $\Delta R^{nL}_{3546}(V_g^{\mathrm{eff}})$ в данных образцах совпадает с положением максимумов $R^L_{1234}(V_g^{\mathrm{eff}})$ и $R^{nL}_{3546}(V_g^{\mathrm{eff}})$, т.е. соответствует ТЗН. Приведенные факты свидетельствуют о принципиально ином поведении ФС в данных структурах в сравнении с ранее изученными с диффузионным транспортом, в которых, во-первых, локальное ФС наблюдалось и при расположении E_F в разрешенных зонах, а, во-вторых, максимум локального ФС находился справа от ТЗН, т.е. когда уровень Ферми располагался вблизи зоны проводимости; нелокальное же ФС имело вообще два максимума. Добавим также, что

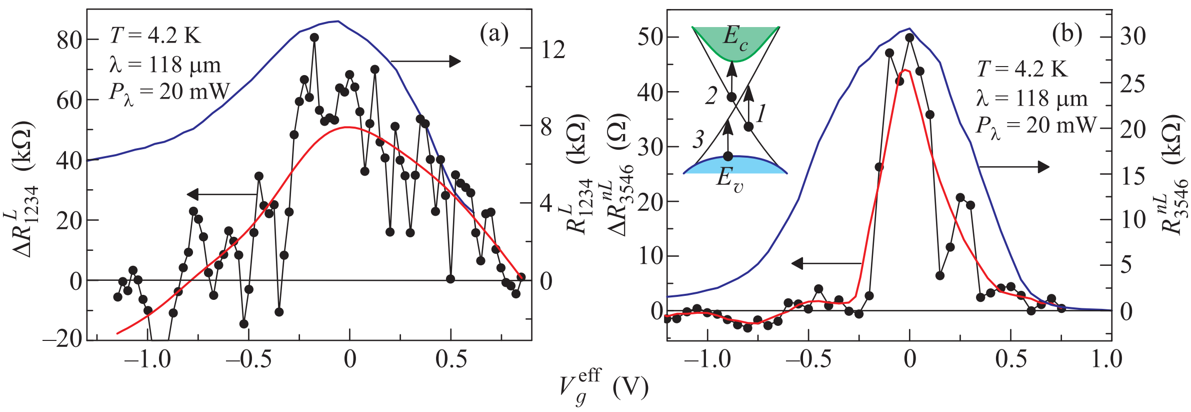

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Зависимости локального фотосопротивления $\Delta R^L_{1234}(V_g^{\text{eff}})$ и сопротивления $R^L_{1234}(V_g^{\text{eff}})$ от эффективного затворного напряжения. (b) – Зависимости нелокального фотосопротивления $\Delta R^{nL}_{3546}(V_g^{\text{eff}})$ и сопротивления $R^{nL}_{3546}(V_g^{\text{eff}})$ от эффективного затворного напряжения. Красные кривые приведены для наглядности

в отличие от [10] не наблюдалось никакой заметной температурной зависимости ФС при охлаждении до 2 К. Более детальный сравнительный анализ кривых на рис. 2a, b показывает, что если полуширина пика локального ФС практически совпадает с полушириной пика локального сопротивления, то в нелокальном случае зависимость ФС от V_g^{eff} имеет более чем в два раза меньшую ширину, чем та же зависимость для сопротивления.

Обсудим полученные результаты. Энергетический спектр HgTe квантовых ям с инвертированным спектром хорошо известен для ям, как с ориентацией (100) [18], так и с ориентацией (013) [19]. В частности, для исследованных в данной работе ям толщиной 8 нм величина объемной щели равна 30 мэВ, т.е. в несколько раз превышает энергию фотонов для использованной длины волны 118 мкм ($\hbar\omega = 10.8$ мэВ). Тогда в нашем случае возможны три типа переходов: 1) между дираковскими ветками одномерных краевых состояний; 2) между электронной дираковской веткой и зоной проводимости; 3) между валентной зоной и дырочной дираковской веткой. Очевидно, что переходы последних двух типов привели бы к появлению максимумов ФС вблизи разрешенных зон, т.е. справа (для переходов второго типа) или слева (для переходов третьего типа) от ТЗН на зависимостях ФС от V_g^{eff}. Подобного поведения в эксперименте не наблюдается. Таким образом, остаются только переходы первого типа. Однако анализ поглощения на указанных переходах показывает [20], что дипольные переходы между краевыми дираковскими ветками запрещены, и существуют только значительно более слабые магнитодипольные. Здесь следует отметить, что в работе [10] этот факт стал одним из оснований, по которым наблюдаемая в ней фотопроводимость была объяснена на основе модели металлических капель [21]. Но поскольку в данной работе речь идет о фотоотклике образцов, обладающих практически баллистическим транспортом, указанная модель, привлеченная для объяснения поведения фотоотклика структур с диффузионным транспортом, не может быть применена для интерпретации данных на рис. 2. Тогда необходимо искать другой механизм обнаруженного ФС. Недавно в работе [22] была предложена модель электронных состояний, создаваемых примесным центром в двумерных топологических изоляторах. Согласно ей, электронные состояния, связанные на примеси, существенно отличаются от примесных состояний в топологически тривиальных кристаллах. Примесь даже с короткодействующим потенциалом создает два состояния, а не одно, как в тривиальном случае, причем между этими состояниями возможен дипольный внутрицентровый переход [23]. Очевидно, что примесь с потенциалом конечного радиуса создает большее число состояний. Если примесь находится вблизи границы, то в результате гибридизации состояний, связанных на примеси, с краевыми состояниями, последние могут трансформироваться в состояния, обтекающие дефект [22]. Между этими состояниями также возможны электродипольные переходы, происходящие в том числе и с изменением импульса. Количество, по крайней мере, контролируемых примесей можно оценить по сдвигу ТЗН, который лежит в пределах 3–4 В и дает для концентрации этих примесей величину $(2-3)\cdot 10^{11}$ см$^{-2}$. Это означает, что в вдоль краевого состояния может быть расположено несколько сотен указанных примесных состояний, и, таким образом, они вполне могут повлиять на краевой ток и дать изменение сопротивления, наблюдаемое в эксперименте. Однако влияние внутрицентровых переходов на фотопроводимость в теории не исследовано, и поэтому такое объяснение наблюдаемого ФС, хотя и кажется вероятным, но требует более строгого обоснования. Объяснение наблюдаемого ФС можно попытаться искать и в направлении поиска снятия запрета для дипольных переходов. Недавно было показано [24], что введение продольного магнитного поля снимает запрет на дипольные переходы и тем самым может привести к значительному росту поглощения между дираковскими одномерными ветками. Поэтому с этой точки зрения было бы интересно провести эксперимент в магнитном поле, направленном вдоль плоскости образца.

Результаты такого эксперимента приведены на рис. 3a, показывающем зависимость нелокального ФС $\Delta R_{3546}^{nL}(V_g^{\text{eff}})$ при различных значениях магнитного поля в плоскости квантовой ямы. Как видно из данного рисунка, продольное магнитное поле приводит к существенному изменению поведения нелокального ФС: во-первых, наблюдается рост (в 1.5–2 раза) сигнала в максимуме, причем основной рост происходит в относительно слабых полях до 1 Тл, а затем величина максимального ФС выходит на насыщение; во-вторых, при увеличении магнитного поля наблюдается заметное уширение кривой $\Delta R_{3546}^{nL}(V_g^{\text{eff}})$ (см. вставку к рис. 3a). В то же время, как ясно показывает рис. 3b, не наблюдается практически никакого влияния продольного магнитного поля на поведение зависимости нелокального сопротивления $R_{3546}^{nL}(V_g^{\text{eff}})$. Подобная картина наблюдалась ранее и в режиме диффузионного транспорта [25]. Результаты приведенного эксперимента являются пусть и непрямым, но важным свидетельством в пользу вывода о том, что наблюдаемое в работе ФС обусловлено возбуждением терагерцовым излучением переходов именно с участием краевых веток, т.к. наблюдается сильное влияние продольного магнитного поля только на поведение ФС. Тогда в соответствии с предсказанием [24], магнитное поле, направленное в плоскости двумерного топологического изолятора, действительно усиливает и инициирует переходы между краевыми дираковскими ветками. Этот факт дает возможность предположить, что ФС, наблюдаемое в отсутствие магнитного поля, также вызвано переходами с участием указанных веток, и, таким образом, данный эксперимент позволяет сделать вывод, что в реальных двумерных ТИ на основе HgTe квантовых ям запрет на возникновение оптически интенсивных переходов между краевыми дисперсионными ветками снимается, и подобный факт ставит интересную задачу перед теорией.

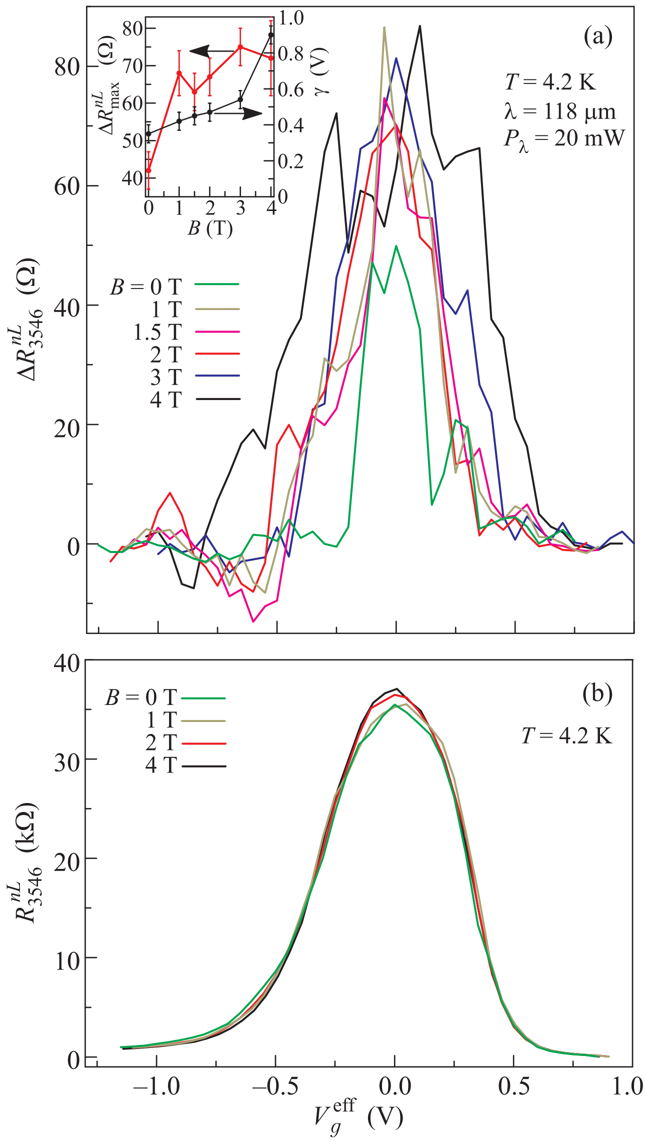

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Зависимость нелокального фотосопротивления $\Delta R_{3546}^{nL}(V_g^{\text{eff}})$ от эффективного затворного напряжения при различных значениях магнитного поля в плоскости образца. На вставке показаны зависимости величины пика $\Delta R_{\max}^{nL}$ и его полуширины γ от магнитного поля. (b) – Зависимость нелокального сопротивления $R_{3546}^{nL}(V_g^{\text{eff}})$ от эффективного затворного напряжения при различных значениях магнитного поля в плоскости образца

Благодарим С.Д. Ганичева за полезные замечания, а Л.И. Магарилла, М.В. Энтина и В.А. Сабликова за внимание к работе и обсуждение ее результатов. Работа выполнена при поддержке РНФ (грант # 16-12-10041, выращивание HgTe квантовых ям, изготовление полевых микротранзисторов, проведение эксперимента и анализ данных). К.-М. Дантчер благодарит DFG (Priority Group 1666) и Elite Network of Bavaria (K-NW-2013-247) за поддержку.

1. M. Z. Hasan and C. L. Kane, Rev. Mod. Phys. **82**, 3045 (2010).
2. X.-L. Qi and Sh.-Ch. Zhang, Rev. Mod. Phys. **83**, 1057 (2011).
3. M. König, S. Wiedmann, C. Brüne, A. Roth, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, X.-L. Qi, and Sh.-Ch. Zhang, Science **318**, 766 (2007).
4. A. Roth, C. Brune, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, J. Maciejko, X.-L. Qi, and Sh.-Ch. Zhang, Science **325**, 294 (2009).
5. G. M. Gusev, Z. D. Kvon, O. A. Shegai, N.Ṅ. Mikhailov, S. A. Dvoretsky, and J. C. Portal, Phys. Rev. B **84**, 121302(R) (2011).
6. G. M. Gusev, E. B. Olshanetsky, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, and S. A. Dvoretsky, Phys. Rev. B **87**, 081311 (R) (2013).
7. G. M. Gusev, A. Levin, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, and S. A. Dvoretsky, Phys. Rev. Lett. **110**, 076805 (2013).
8. S. Hart, H. Ren, T. Wagner, P. Leubner, M. Mühlbauer, C. Brüne, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, and A. Yacoby, Nature Physics **10**, 638 (2014).
9. S. Wiedmann, A. Jost, C. Thienel, C. Brüne, P. Leubner, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, J. C. Maan, and U. Zeitler, Phys. Rev. B **91**, 205311 (2015).
10. З. Д. Квон, К. Дантшер, К. Цот, Д. А. Козлов, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, С. Д. Ганичев, Письма в ЖЭТФ **99**, 333 (2014).
11. E. Y. Ma, M. R. Calvo, J. Wang et al. (Collaboration), Nature Commun. **6**, 7252 (2015).
12. A. Kononov, S. V. Egorov, N. Titova, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretsky, and E. V. Deviatov, Письма в ЖЭТФ **101**, 44 (2015).
13. A. Kononov, S. V. Egorov, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretsky, and E. V. Deviatov, Письма в ЖЭТФ **101**, 913 (2015)
14. E. S. Tikhonov, D. V. Shovkun, V. S. Khrapai, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, and S. A. Dvoretsky, Письма в ЖЭТФ **101**, 787 (2015).
15. З. Д. Квон, Е. Б. Ольшанецкий, Д. А. Козлов, Е. Г. Новик, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, ФНТ **37**(3), 258 (2011).
16. S. D. Ganichev, S. A. Tarasenko, V. V. Bel'kov, P. Olbrich, W. Eder, D. R. Yakovlev, V. Kolkovsky, W. Zaleszczyk, G. Karczewski, T. Wojtowicz, and D. Weiss, Phys. Rev. Lett. **102**, 156602 (2009).
17. C. Drexler, N. Dyakonova, P. Olbrich, J. Karch, M. Schafberger, K. Karpierz, Yu. Mityagin, M. B. Lifshits, F. Teppe, O. Klimenko, Y. M. Meziani, W. Knap, and S. D. Ganichev, J. Appl. Phys. **111**, 124504 (2012).
18. B. A. Bernevig, T. L. Hughes, and S.-C. Zhang, Science **314**, 1757 (2006).
19. O. E Raichev, Phys. Rev. B **85**, 045310 (2012).
20. S. N. Artemenko and V. O. Kaladzhyan, Письма в ЖЭТФ **97**, 88 (2013).
21. J. I. Vayrynen, M. Goldstein, and L. I. Glazman, Phys. Rev. Lett. **110**, 216402 (2013).
22. V. A. Sablikov and A. A. Sukhanov, Phys. Rev. B **91**, 075412 (2015).
23. V. A. Sablikov and A. A. Sukhanov, to be published.
24. M. V. Entin, L. I. Magarill, and M. M. Mahmoodian, Письма в ЖЭТФ **103**, 372 (2016).
25. G. M. Gusev, E. B. Olshanetsky, Z. D. Kvon, O. E. Raichev, N. N. Mikhailov, and S. A. Dvoretsky, Phys. Rev. B **88**, 195305 (2013).