

Микроволновое фотоспротивление двумерного топологического изолятора в HgTe квантовой яме

А. С. Ярошевич¹⁾, З. Д. Квон^{+,*}, Г. М. Гусев[×], Н. Н. Михайлов^{+,*}

⁺ Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

^{*} Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

[×] Instituto de Fisica da Universidade de Sao Paulo, 135960-170 Sao Paulo, SP, Brazil

Поступила в редакцию 6 ноября 2019 г.

После переработки 6 декабря 2019 г.

Принята к публикации 6 декабря 2019 г.

Проведено экспериментальное исследование вызванного воздействием излучения в диапазоне частот 110–169 ГГц микроволнового фотоспротивления двумерного топологического изолятора в HgTe квантовой яме с инверсным спектром. Установлено два механизма формирования этого фотоспротивления: первый связан с переходами между дисперсионными ветками краевых токовых состояний, второй – воздействием излучения на объем квантовой ямы.

DOI: 10.31857/S0370274X20020101

Двумерный топологический изолятор (ТИ) в квантовых ямах с инверсным зонным спектром на основе HgTe вот уже более десяти лет является наиболее надежной и поэтому интенсивно исследуемой экспериментальной реализацией двумерного топологического изолятора. К настоящему времени в нем изучен целый ряд явлений, начиная с транспортных и шумовых [1–7] и заканчивая фотоэлектрическими, такими как фотогальванический эффект, вызванный возникновением киральных спиновых фототоков, и терагерцовое фотоспротивление (ФС), обусловленное оптическими переходами между краевыми геликоидальными состояниями [8, 9].

В данной работе впервые исследовано фотоспротивление двумерного ТИ, возникающее при облучении микроволновым излучением в диапазоне частот 110–169 ГГц. Экспериментальные образцы представляли собой микроструктуры специальной холловской геометрии, снабженные полупрозрачным TiAu затвором (см. рис. 1а), изготовленные на основе HgTe квантовых ям толщиной 8–8.2 нм, в которых реализуется инверсный энергетический спектр. Подробное описание структур было дано ранее [9]. Образцы освещались микроволновым излучением в диапазоне частот 110–169 ГГц через волновод. Интенсивность излучения на выходе волновода лежала в пределах (10–100) мВт / см². Фотоспротивление измерялось с помощью методики двойного синхронного детектирования на частоте модуляции излучения

22 ГГц при пропускании через образец тока частотой 1.1 ГГц и величиной 10–100 нА, исключаяющей разогрев электронов. Отметим также, что возможный емкостный вклад в фотосигнал и соответствующее искажение его фазы были ничтожно малы при измеряемых в эксперименте сопротивлениях (меньше 1 МОм) и используемых частотах модуляции (22 ГГц) вследствие малой емкости структуры (около 0.1 пФ). Эксперименты проводились в диапазоне температур 1.5–30 К. Было изучено две разных группы образцов: с диффузионным и квазибаллистическим транспортом. Обе группы изготавливались на основе одной и той же исходной квантовой ямы и по одной и той же технологии. Подвижность электронов в яме при их концентрации $n_s = 1 \cdot 10^{11}$ см⁻² была равна $\mu = 3 \cdot 10^4$ см²/Вс. Разделение образцов на диффузионные и квазибаллистические происходило на основе измерений величины локального сопротивления $R_{14,65}^L$ (т.е. сопротивления самого короткого мостика с длиной $L = 3.2$ мкм, когда ток I пропускается между контактами 1 и 4, а падение напряжения V измеряется между контактами 6 и 5) в максимуме его зависимости от затворного напряжения V_g . Если $R_{14,65}^{\max} = h/2e^2$, то реализуется баллистический режим, а если $R_{14,65}^{\max} \gg h/2e^2$, то диффузионный. И здесь следует отметить, что даже образцы, изготовленные на основе одной и той же квантовой ямы и по одной и той же технологии, демонстрируют и баллистический, и диффузионный режим. Это является свидетельством того, что в реальных двумерных

¹⁾e-mail: jarosh@isp.nsc.ru

топологических изоляторах отсутствует универсальная топологическая защита от обратного рассеяния.

Начнем описание эксперимента с результатов, полученных для образцов, характеризующихся диффузионным транспортом, точнее с анализа их транспортного отклика. На рисунке 1b показаны зависимости от эффективного затворного напряжения $V_g^{\text{eff}} = V_g - V_g^{\text{max}}$ (V_g – затворное напряжение, V_g^{max} – величина затворного напряжения, соответствующая максимуму сопротивления) локального $R_{14,65}^L(V_g^{\text{eff}})$ и нелокального $R_{62,53}^{nL}(V_g^{\text{eff}})$ ($I = 6, 2; V = 5, 3$) сопротивления, измеренного на самой короткой части холловского мостика (см. рис. 1a). Наблюдается кар-

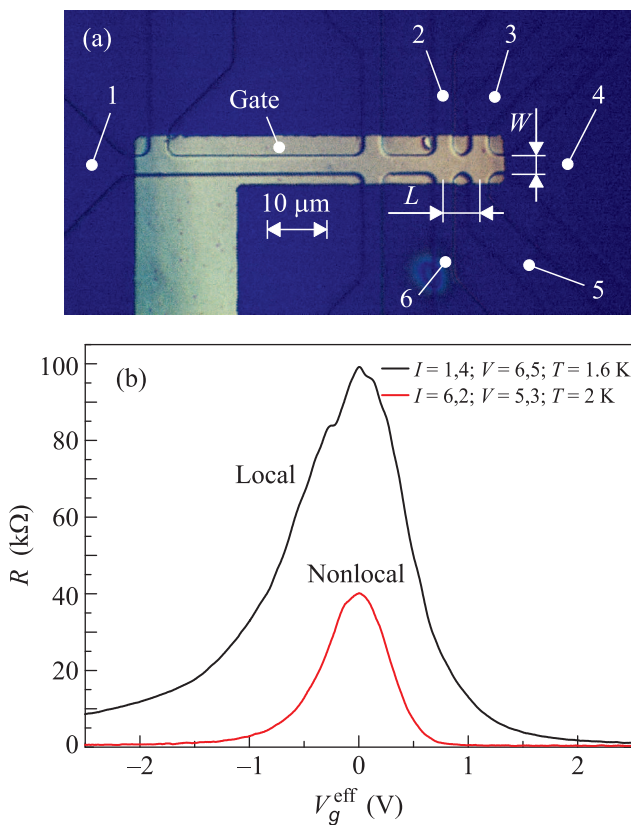


Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Фотография микроструктуры специальной холловской геометрии. (b) – Зависимости локального $R_{14,65}^L(V_g^{\text{eff}})$ и нелокального $R_{62,53}^{nL}(V_g^{\text{eff}})$ сопротивления от эффективного затворного напряжения

тина, качественно совпадающая с той, что получается для всех двумерных ТИ в HgTe квантовых ямах, находящихся в указанном выше режиме [10]. Сопротивление мало при смещениях, соответствующих положению уровня Ферми (E_F) в зоне проводимости, проходит через максимум, равный $100 \text{ k}\Omega$ для локального и $40 \text{ k}\Omega$ для нелокального сопротивления

в точке зарядовой нейтральности (ТЗН), в этот момент уровень Ферми проходит середину щели. Отметим, что, когда он попадает в разрешенные зоны, значение нелокального сопротивления становится, как и должно быть, ничтожно малым в сравнении с локальным. На рисунке 2 представлены эти же

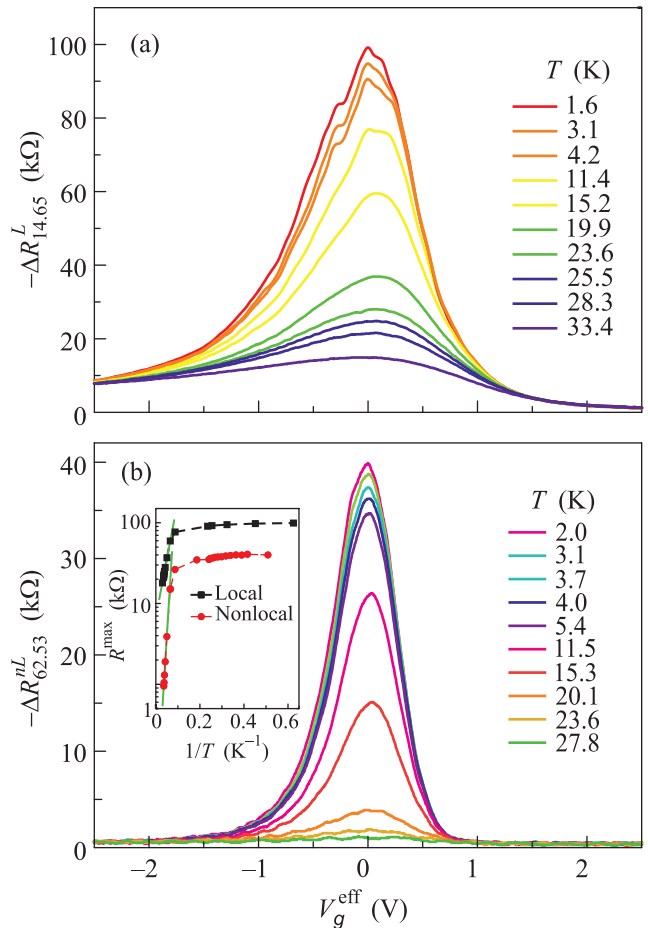


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимости локального $R_{14,65}^L(V_g^{\text{eff}})$ и нелокального $R_{62,53}^{nL}(V_g^{\text{eff}})$ сопротивления от эффективного затворного напряжения при различных температурах. На вставке показаны зависимости величины пика $R_{14,65}^{\text{max}}$ и $R_{62,53}^{\text{max}}$ от температуры

зависимости при различных температурах. Хорошо видно, что при понижении температуры, сопротивление растет для обеих транспортных конфигураций. На вставке показаны зависимости от температуры в точке максимума величин локального и нелокального сопротивления. Хорошо видно, что в диапазоне температур $10\text{--}30 \text{ K}$ они носят экспоненциальный характер, отражающий вымораживание объема, причем величина энергии активации оказалась разной: для локальной геометрии – 80 K , а для нелокальной – 200 K . Скорее всего, этот факт отражает неоднород-

ность объемной щели в плоскости квантовой ямы, которая может быть связана с неоднородностью как толщины квантовой ямы, так и степени беспорядка. При $T < 10$ K рост сопротивления становится значительно более медленным и описывается уже степенной функцией. Такое поведение краевого сопротивления было обнаружено и описано ранее [11] и обусловлено обратным рассеянием, индуцированным электрон-электронным взаимодействием [12].

На рисунке 3 представлены результаты измерения зависимости ФС от затворного напряжения как в локальной $\Delta R_{14,65}^L(V_g^{\text{eff}})$, так и в нелокальной $\Delta R_{62,53}^{nL}(V_g^{\text{eff}})$ геометрии. Хорошо видно, что ФС существует в обеих геометриях, причем величина нелокального сигнала сравнима с величиной локального, что однозначно свидетельствует о том, что наблюдаемый микроволновый отклик связан с изменением именно характера краевого транспорта. Знак наблюдаемого ФС отрицателен, т.е. под воздействием излучения сопротивление уменьшается. Рисунок 3 также ясно показывает, что максимумы зависимостей $\Delta R^L(V_g^{\text{eff}})$ и $\Delta R^{nL}(V_g^{\text{eff}})$ совпадают с максимумами зависимостей $R^L(V_g^{\text{eff}})$ и $R^{nL}(V_g^{\text{eff}})$, и, таким образом, максимальный сигнал ФС наблюдается, когда уровень Ферми лежит в середине запрещенной зоны, т.е. когда транспорт полностью обусловлен краевыми состояниями. Более того, сравнение полуширины кривых ФС и сопротивления показывает, что для локального отклика затворные зависимости ФС в два раза уже, чем такие же зависимости сопротивления. Все это указывает на тот факт, что наблюдаемое ФС не связано с эффектами разогрева системы, а вызвано именно фотовозбужденными одномерными дираковскими фермионами, возникающими при переходах между краевыми ветками. Тот факт, что интенсивные дипольные переходы между ними возможны, был теоретически доказан в недавней работе [13]. Для того чтобы продемонстрировать неразогретый характер обнаруженного ФС, на рис. 3 показано сравнение зависимостей ФС от затворного напряжения с такими же зависимостями уже разогретой добавки к сопротивлению, определенной из температурной зависимости локального и нелокального сопротивлений исследуемого ТИ (рис. 2). Хорошо видно, что в локальной конфигурации полуширина кривых для ФС заметно (в два раза) уже, чем для разогретой добавки, а в нелокальной, когда обе зависимости отражают именно краевой транспорт, их полуширины совпадают. Фактически, разогретая добавка повторяет затворную зависимость для сопротивления. Описанный анализ позволяет сделать уже однозначный вывод о том, что

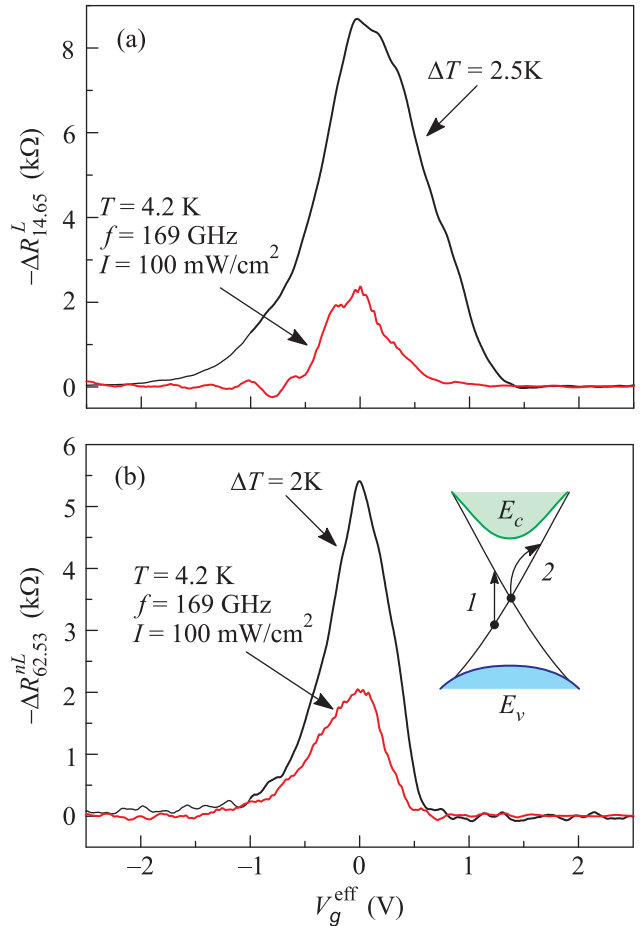


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимости от эффективного затворного напряжения: (а) – локального $\Delta R_{14,65}^L(V_g^{\text{eff}})$ и (б) – нелокального $\Delta R_{62,53}^{nL}(V_g^{\text{eff}})$ ФС. Для сравнения приведены аналогичные зависимости для разогретой добавки к сопротивлению $\Delta R^{\Delta T}(V_g^{\text{eff}})$. На вставке: 1 – прямые переходы, 2 – переходы, обусловленные друдевским поглощением

найденное ФС двумерного топологического изолятора определяется возбуждением неравновесных дираковских фермионов при переходах между краевыми геликоидальными ветками.

Перейдем теперь к анализу результатов, полученных для образцов с квазибаллистическим транспортом. Их транспортные характеристики в локальной и нелокальной конфигурации показаны на рис. 4а. Локальное сопротивление показывает в максимуме величину даже немного ниже, чем $h/2e^2$, что указывает на реализацию баллистического транспорта, однако при наличии небольшой объемной утечки. Измерения в нелокальной геометрии подтверждают отмеченный факт (на рис. 4с и d показано распределение токов в образце при измерениях в локальной и нелокальной геометрии соответственно). Видно, что

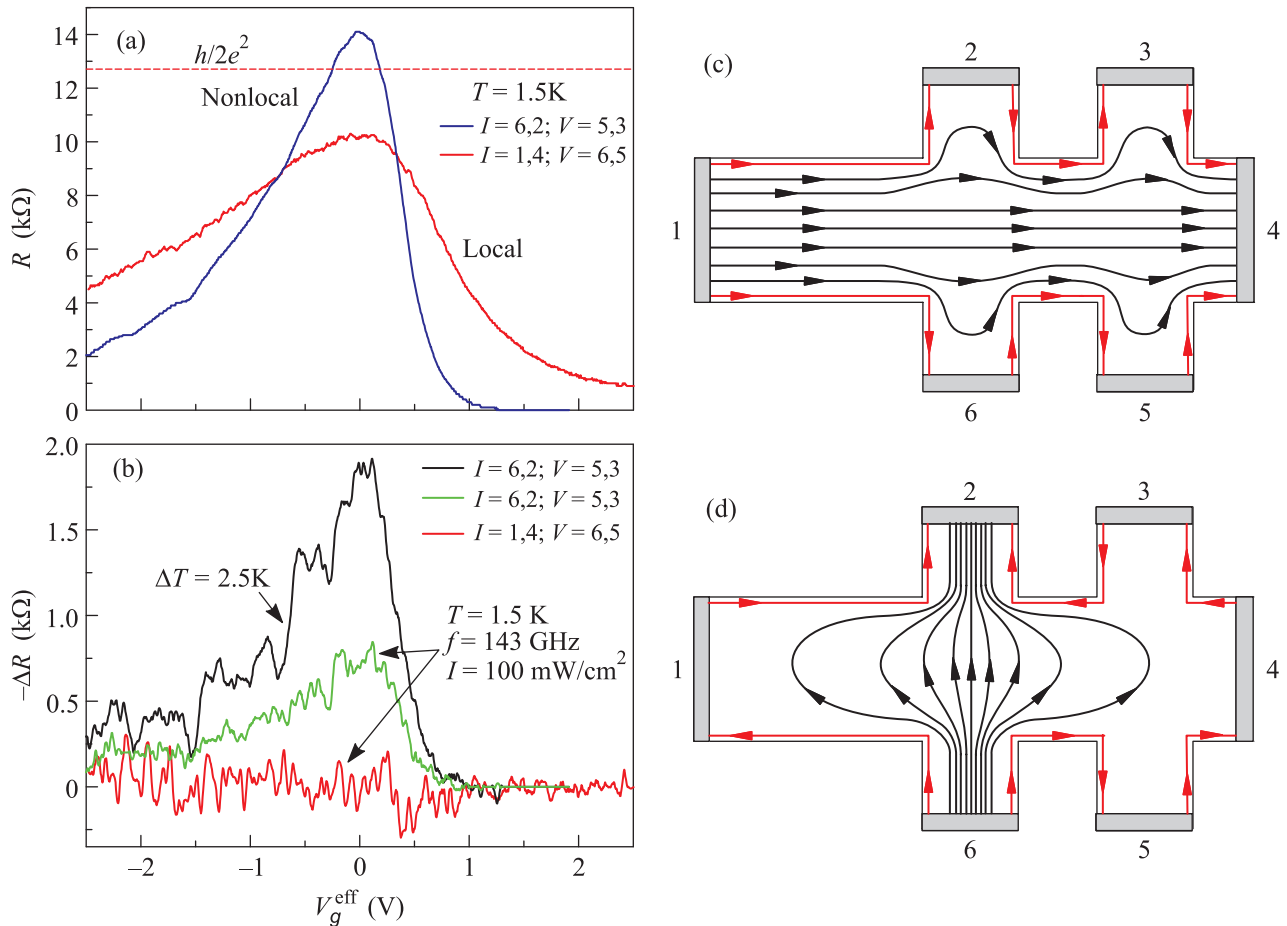


Рис. 4. (Цветной онлайн) (а) – Зависимости локального $R_{14,65}^L(V_g^{\text{eff}})$ и нелокального сопротивления $R_{62,53}^{nL}(V_g^{\text{eff}})$ от эффективного затворного напряжения. (б) – Зависимости локального $\Delta R_{14,65}^L(V_g^{\text{eff}})$ и нелокального $\Delta R_{62,53}^{nL}(V_g^{\text{eff}})$ ФС от эффективного затворного напряжения. Для сравнения приведена аналогичная зависимость для разогревной добавки к нелокальному сопротивлению $\Delta R_{62,53}^{\Delta T}(V_g^{\text{eff}})$. (с) и (д) – распределение токов в образце с объемной утечкой при измерениях в локальной и нелокальной геометрии соответственно. Черным цветом выделены линии тока через объем, красным – ток краевых состояний; отметим, что в отсутствие объемной утечки ток идет только по краевым состояниям

величина нелокального сопротивления в максимуме лишь слегка превышает значение такого же локального сопротивления, тогда как, если бы транспорт осуществлялся только краевыми состояниями, $R_{\text{max}}^{nL}(V_g^{\text{eff}})/R_{\text{max}}^L(V_g^{\text{eff}}) = 4$. На рисунке 4б показаны результаты измерения микроволнового сопротивления, также измеренного в локальной и нелокальной геометриях. По этому рисунку хорошо видно, что для описываемых образцов наблюдается картина, отличная для образцов первой группы. Как ясно показывает указанный рисунок, микроволновое сопротивление (знак которого также отрицателен) наблюдается только в нелокальной геометрии. В локальном отклике реакция образца на излучение отсутствует на уровне имеющихся шумов. Подобное поведение микроволнового сопротивления для образ-

цов с баллистическим транспортом свидетельствует о своеобразной реакции топологического изолятора, у которого имеется небольшая объемная утечка. Его можно объяснить следующим образом. Падающее на образец излучение в основном меняет объемную проводимость за счет разогревного эффекта. Тем самым оно изменяет величину объемной утечки, но это изменение столь мало, что его вклад при измерении в локальной геометрии не наблюдается, так как просто складывается с сопротивлением краевого канала. Реакция же нелокального сопротивления на изменение объемной проводимости должна быть значительно более сильной. Попросту говоря, в локальной геометрии $\Delta R^L \approx \Delta \rho_{xx}(R_{\text{edge}}/\rho_{xx})^2$. В нелокальной же геометрии $\Delta R^{nL} \approx \Delta \rho_{xx} \cdot \exp(-\pi L/W)$, т.е. на порядок больше. R_{edge} – краевое сопротивле-

ние, ρ_{xx} – удельное сопротивление объема, $\Delta\rho_{xx}$ – изменение объемного сопротивления под действием излучения, W – ширина микроустройства, L – расстояние между потенциометрическими контактами (см. рис. 1а). Именно подобный эффект и наблюдается в образцах с баллистическим транспортом. Отметим, что вклад, вызванный переходами между краевыми ветками, определить не удалось. Скорее всего, это вызвано тем, что он значительно слабее наблюдаемого объемного. Обсудим в заключение микроскопические механизмы ФС нашего топологического изолятора, вызванного переходами с участием краевых веток. Они могут быть связаны с двумя процессами: первый, как было уже отмечено выше, с поглощением, обусловленным переходами между краевыми ветками [13], а второй с друдевским поглощением этими же ветками (см. вставку рис. 3b) [14]. Максимум поглощения, вызванного первым из указанных выше механизмов, очевидным образом соответствует положению уровня Ферми, совпадающему с дираковской точкой, т.е. ТЗН. Именно так ведет себя ФС в эксперименте. Друдевское поглощение будет пропорционально плотности состояний одномерных дираковских электронов и дырок [14], которая постоянна и не зависит от энергии. Это должно привести к тому, что когда уровень Ферми будет проходить через щель, ФС не должно зависеть от его положения и, как следствие, от затворного напряжения, что полностью противоречит эксперименту. Таким образом, эксперимент однозначно свидетельствует, что наблюдаемое в эксперименте микроволновое ФС, обусловленное взаимодействием излучения с дираковскими ветками, вызвано оптическими переходами между дираковскими ветками, которые, как показано в [13], имеют дипольный характер и разрешены вследствие нарушения пространственной симметрии на границе HgTe/CdHgTe.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант #РНФ 16-12-10041-П) и Исследовательского фонда Сан-Паулу FAPESP (Бразилия).

1. M. König, H. Buhman, L. M.olenkamp, T. Hughes, C.-X. Liu, X.-L. Qi, and S.-C. Zhang, *J. Phys. Soc. Jpn.* **77**, 031007 (2008).
2. A. Roth, C. Brüne, H. Buhmann, L.W. Molenkamp, J. Maciejko, X.-L. Qi, and Sh.-Ch. Zhang, *Science* **325**, 294 (2009).
3. G.M. Gusev, E.B. Olshanetsky, Z.D. Kvon, A.D. Levin, N.N. Mikhailov, and S.A. Dvoretzky, *Phys. Rev. B* **85**, 045310 (2014).
4. E.B. Olshanetsky, Z.D. Kvon, G.M. Gusev, A. Levin, O.E. Raichev, N.N. Mikhailov, and S.A. Dvoretzky, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 126802 (2015).
5. E.S. Tikhonov, D.V. Shovkun, V.S. Khrapai, Z.D. Kvon, N.N. Mikhailov, and S.A. Dvoretzky, *Письма в ЖЭТФ* **101**, 787 (2015).
6. A. Kononov and E. V. Deviatov, *Письма в ЖЭТФ* **104**, 831 (2016).
7. S.U. Piatrusha, E.S. Tikhonov, Z.D. Kvon, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, and V.S. Khrapai, *Phys. Rev. Lett.* **123**, 056801 (2019).
8. 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 (R) (2017).
9. Z.D. Kvon, K.-M. Dantscher, M. T. Scherr, A.S. Yaroshevich, and N.N. Mikhailov, *Письма в ЖЭТФ* **101**, 787 (2015).
10. G.M. Gusev, Z.D. Kvon, E.B. Olshanetsky, and N.N. Mikhailov, *Solid State Commun.* **302**, 113701 (2019).
11. G.M. Gusev, Z.D. Kvon, A.D. Levin, E.B. Olshanetsky, O.E. Raichev, and N.N. Mikhailov, *Sci. Rep.* **9**, 831 (2019).
12. N. Kainaris, I.V. Gornyi, S.T. Carr, and A.D. Mirlin, *Phys. Rev. B* **90**, 075118 (2014).
13. M.V. Durnev and S.A. Tarasenko, *J. Phys.: Condens. Matter* **31**, 035301 (2019).
14. M.M. Mahmoodian and M.V. Entin, *Phys. Status Solidi B* **256**, 1800652 (2019).