Письма в ЖЭТФ, том 112, вып. 8, с. 541 – 546 

# Эффекты электрон-электронного взаимодействия в спектрах магнитопоглощения квантовых ям HgTe/CdHgTe с инвертированной зонной структурой

*Л. С. Бовкун[a,b], А. В. Иконников[c], С. С. Криштопенко[d], В. Я. Алешкин[a], М. С. Жолудев[a], С. Руффенах[d 1)], К. Консежо[d 1)], Ф. Тепп[d 1)], С. А. Дворецкий[e], Н. Н. Михайлов[e], М. Потемски[b 1)], М. Орлита[b 1)], В. И. Гавриленко[a,g 2)]*

[a]*Институт физики микроструктур РАН – филиал Федерального исследовательского центра Институт прикладной физики РАН, 603950 Н. Новгород, Россия*

[b]*Laboratoire National des Champs Magnétiques Intenses, CNRS-UGA-EMFL-UPS-INSA, FR-38042 Grenoble, France*

[c]*Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия*

[d]*Laboratoire Charles Coulomb, UMR CNRS 5221, Université de Montpellier, 34095 Montpellier, France*

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

[g]*Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, 603950 Н. Новгород, Россия*

Поступила в редакцию 22 сентября 2020 г.
После переработки 22 сентября 2020 г.
Принята к публикации 23 сентября 2020 г.

Выполнены исследования магнитопоглощения квантовых ям HgTe/CdHgTe с инвертированной зонной структурой в магнитных полях до 30 Тл. Показано, что положение линий магнитопоглощения для переходов с "нулевых" уровней Ландау в широком диапазоне магнитных полей принципиально не может быть описано в рамках "одноэлектронного" приближения с использованием 8-зонной модели Кейна и учетом эффектов, связанных с отсутствием пространственной инверсии. Обнаруженное поведение энергий оптических переходов в зависимости от магнитного поля может быть качественно объяснено в рамках "многочастичной" картины, в которой переходы между уровнями Ландау рассматриваются как коллективные моды, гибридизованные электрон-электронным взаимодействием.

DOI: 10.31857/S1234567820200082

**1. Введение.** В последние годы наблюдается большой интерес к квантовым ямам (КЯ) HgTe/CdHgTe с инвертированной зонной структурой, являющимися двумерными (2D) топологическими изоляторами при толщинах КЯ ($d_{QW}$), больших критической величины $d_c \sim 6.3$ нм [1–3]. Эффективным методом исследования зонной структуры таких материалов является магнитоспектроскопия в дальнем и среднем инфракрасных (ИК) диапазонах, в который попадают как внутризонные, так и межзонные оптические переходы (см., например, [4–7]). Хорошо известно, что в 2D системах с параболичным законом дисперсии энергия циклотронных переходов нечувствительна к электрон-электронному ($e$–$e$) взаимодействию [8]. В то же время, сильная непараболичность законов дисперсии в подзонах размерного квантования в КЯ HgTe/CdHgTe приводит к различию в энергиях переходов между уровнями Ландау и большому количеству линий в спектрах магнитопоглощения (см., например, [6, 7]). Поскольку положение каждой из этих линий поглощения соответствует длинноволновой энергии магнитоплазменного возбуждения (магнитоэкситона [9, 10]), непараболичность электронных подзон может приводить к гибридизации магнитоплазменных мод с близкими энергиями даже в длинноволновом пределе (ср. [11–14]). Особенно выраженно эффекты $e$–$e$ взаимодействия в спектрах магнитопоглощения должны проявляться для переходов, разница энергий которых меньше характерного масштаба кулоновского взаимодействия в заданном магнитном поле $E_c \sim \frac{e^2}{\epsilon l_B}$, где $e$ – заряд электрона, $l_B$ – магнитная длина ($l_B = \sqrt{\frac{\hbar c}{eB}}$, $B$ – напряженность магнитного поля, $\hbar$ – приведенная постоянная Планка, $c$ – скорость света) и $\epsilon \sim 21$ – статическая диэлектрическая проницаемость HgTe.

[1)]S. Ruffenach, C. Consejo, F. Teppe, M. Potemski, M. Orlita.
[2)]e-mail: gavr@ipmras.ru

Отличительной особенностью КЯ с инвертированной зонной структурой, помещенных в перпендикулярное магнитное поле, является возникновение пары пересекающихся уровней Ландау [3, 6, 15, 16]. В двухзонной 2D модели Берневига–Хьюза–Чжана (Bernevig–Hughes–Zhang, BHZ) [2] оба уровня имеют нулевой индекс $n = 0$, в то время как в 8-зонной модели Кейна в аксиальном приближении "нулевые" уровни Ландау имеют индексы $n = -2$ и $n = 0$ (см. рис. 1) [5, 6, 17–19]. Уровень $n = 0$ является электрон-подобным, и его энергия возрастает с ростом магнитного поля. В свою очередь уровень $n = -2$ является дырочно-подобным, и его энергия уменьшается с ростом поля. В некотором критическом поле $B_c$ ($B_c \approx 6$ Тл в КЯ HgTe шириной 8 нм) "нулевые" уровни пересекаются [3–5, 17], и зонная структура перестает быть инвертированной [3]. В результате этого, переходы с участием "нулевых" уровней Ландау в инвертированных КЯ могут иметь близкие энергии в некотором диапазоне полей, что делает привлекательными такие структуры для исследования эффектов $e$–$e$ взаимодействия в спектрах магнитопоглощения.

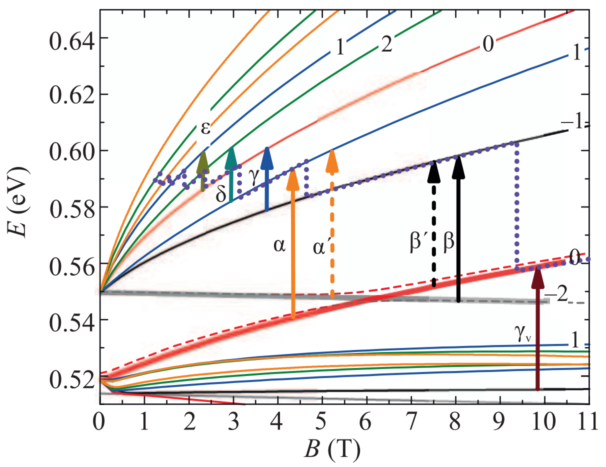


Рис. 1. (Цветной онлайн) Уровни Ландау в образце 091223-1 с шириной КЯ HgTe 8 нм, рассчитанные в рамках аксиального приближения (детали расчета представлены в [6, 18, 19]). Уровни Ландау с номерами $n = 0$ и $n = -2$, соответствующие "нулевым" уровням Ландау в двухзонной BHZ модели [2, 3], выделены жирным. Штриховые линии – "нулевые" уровни Ландау, рассчитанные с учетом BIA и IIA. Точечная линия – положение уровня Ферми для концентрации электронов $2.3 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$. Стрелками указаны наблюдаемые переходы. Обозначения переходов соответствуют [4, 18, 24]

Ранее в инвертированных КЯ HgTe/CdHgTe в окрестности критического поля $B_c$ были обнаружены расщепления основных линий магнитопоглощения $\alpha$ [6, 17, 18] и $\beta$ [18], обусловленных переходами с "нулевых" уровней Ландау (см. рис. 1). Обнаруженные в указанных работах расщепления линий связывались с возможным антипересечением "нулевых" уровней Ландау, вызванным отсутствием центра пространственной инверсии в элементарной ячейки полупроводников со структурой цинковой обманки (*Bulk Inversion Asymmetry*, BIA). В работе [17] также отмечалось, что антипересечение уровней Ландау может быть связано и с эффектами $e$–$e$ взаимодействия. Позже в работе [19] было показано, что основной вклад в расщепление линий $\alpha$ и $\beta$ в рамках "одноэлектронного" приближения обусловлен отсутствием центра инверсии из-за анизотропии химических связей на гетероинтефейсах HgTe/CdHgTe (*Interface Inversion Asymmetry*, IIA [20]). Наконец, в недавней работе [21] было обнаружено, что параметры расщепления линий $\alpha$ и $\beta$ в окрестности $B_c$ имеют сильную зависимость от концентрации 2D электронов в КЯ HgTe/CdHgTe, которая не может быть объяснена в рамках "одноэлектронного" приближения. Как видно из рис. 1, пары переходов $(\alpha, \alpha')$ и $(\beta, \beta')$, с которыми связывается расщепление линий $\alpha$ и $\beta$, имеют близкие значения энергий в окрестности $B_c$, что может вызывать их возможную гибридизацию, вызванную $e$–$e$ взаимодействием.

Кроме близких по энергиям в окрестности $B_c$ указанных пар переходов $(\alpha, \alpha')$ и $(\beta, \beta')$, в КЯ HgTe/CdHgTe с инвертированной зонной структурой в более сильных магнитных полях энергии самих переходов $\alpha$ и $\beta$ могут оказаться близки. Это было впервые экспериментально продемонстрировано в работе [22]. Было показано, что подобное поведение переходов в КЯ HgTe/CdHgTe в сильных магнитных полях является следствием инвертированной зонной структуры в нулевом магнитном поле. В более поздней работе [23] "пересечение" переходов $\alpha$ и $\beta$ с ростом магнитного поля было использовано для наблюдения топологического фазового перехода при повышении температуры в спектрах магнитопоглощения. Отметим, что в обеих работах [22, 23] слияния линий $\alpha$ и $\beta$ с ростом магнитного поля, предсказываемого в рамках "одноэлектронного" приближения, в спектрах магнитопоглощения не наблюдалось.

В настоящей работе выполнены детальные экспериментальные исследования спектров магнитопоглощения КЯ HgTe/CdHgTe с инвертированной зонной структурой в окрестности критического магнитного поля $B_c$ и в полях, соответствующим близким значениям энергий переходов $\alpha$ и $\beta$. Полученные экспериментальные результаты однозначно демонстрируют неприменимость "одноэлектронного" приближения для описания поведения переходов с близкими резонансными энергиями в зависимости от магнитного поля.

**2. Результаты и обсуждение.** В работе исследовались образцы с КЯ $HgTe/Cd_xHg_{1-x}Te$, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии в ИФП СО РАН на полуизолирующих подложках GaAs(013) [25]: **091223-1** ($d_{QW} = 8$ нм, $x = 0.62$) и **091217-1** ($d_{QW} = 7$ нм, $x = 0.72$). Концентрация электронов при $T = 4.2$ К в обеих структурах составляла $(2.2{-}2.3)\cdot 10^{11}$ см$^{-2}$, характерная величина подвижности – 50000 см$^2$/В·с. Спектры магнитопоглощения измерялись при $T = 2{-}4.2$ К методом фурье-спектроскопии в Национальной лаборатории сильных магнитных полей в Гренобле (LNCMI-G) в полях до 11 Тл с использованием сверхпроводящего соленоида и в полях до 30 Тл с использованием резистивного соленоида [26].

На рисунке 2 представлены сводные данные по положению линий поглощения в образце 091223-1.

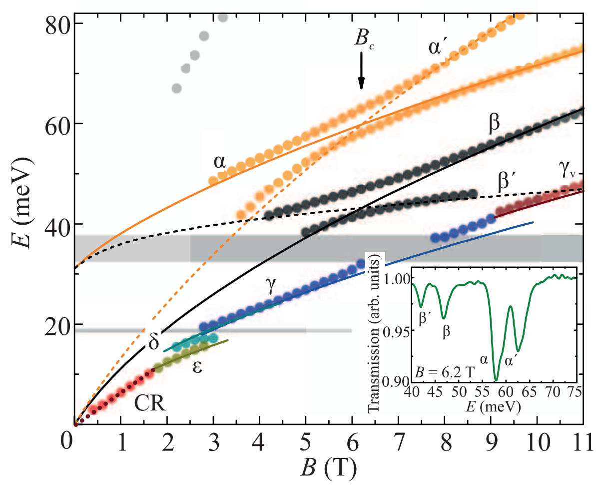


Рис. 2. (Цветной онлайн) Рассчитанные энергии магнитооптических переходов (линии) и положения экстремумов магнитопоглощения в образце 091223-1 (символы). Серые полосы – область фононного поглощения в структуре и область остаточных лучей в подложке GaAs. CR – линия классического циклотронного резонанса. Магнитопоглощение в области энергий 70 мэВ в небольших полях (серые символы) связано с межзонными переходами (см. [19]). Стрелкой отмечено критическое поле $B_c$, соответствующее пересечению "нулевых" уровней Ландау. На вставке: спектр магнитопоглощения в критическом магнитном поле $B_c$

Как видно из рисунка, в спектрах помимо "основных" линий $\alpha$ и $\beta$, вызванных переходами $0 \to 1$ и $-2 \to -1$ с "нулевых" уровней Ландау (рис. 1), наблюдаются линии $\alpha'$ и $\beta'$ (см. также [18]). Последние в рамках "одноэлектронного" приближения связывались с замешиванием состояний и антипересечением "нулевых" уровней Ландау вследствие отсутствия центра инверсии в кристаллической решетке (BIA) и/или анизотропии химических связей на гетероинтерфейсах КЯ (IIA) [18, 19]. Как отмечалось ранее, в рамках аксиального приближения для 8-зонной модели Кейна "нулевые" уровни Ландау пересекаются в критическом поле $B_c$ (6.2 Тл для данного образца, рис. 1). Учет неаксиальных слагаемых в гамильтониане Кейна, в том числе связанных с BIA и IIA, приводит к конечной разнице энергий между "нулевыми" уровнями, минимум которой достигается при $B = 5.8$ Тл (рис. 1). В рамках "одноэлектронной" картины разность энергий между "нулевыми" уровнями Ландау может быть непосредственно определена из разности энергий переходов $(\alpha, \alpha')$ и $(\beta, \beta')$. Очевидно, что в рамках одночастичного приближения величина расщепления и значение магнитного поля, в котором достигается минимум, должны совпадать для обеих пар $(\alpha, \alpha')$ и $(\beta, \beta')$, поскольку переходы в обоих случаях идут с *одних и тех же* "нулевых" уровней Ландау. Однако, как видно из рис. 3, разница энергий

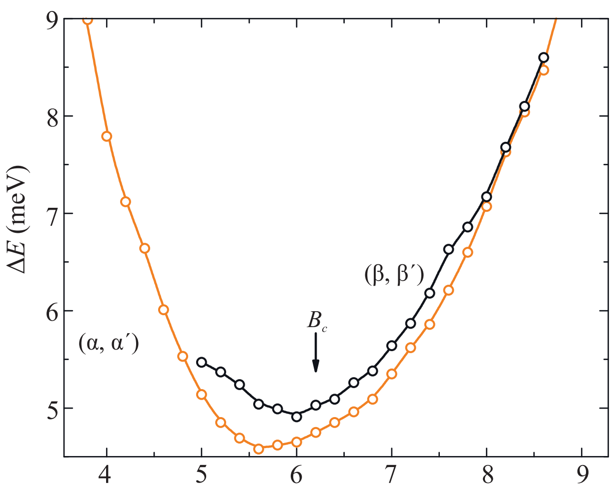


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость от магнитного поля абсолютной разницы энергий наблюдаемых магнитооптических переходов в парах $(\alpha, \alpha')$ и $(\beta, \beta')$ в образце 091223-1. Стрелкой отмечено критическое поле $B_c$, соответствующее пересечению "нулевых" уровней Ландау

между парами переходов $(\alpha, \alpha')$ и $(\beta, \beta')$ оказывается неодинаковой и, кроме того, минимум для каждой из пар достигается при различных значениях магнитных полей (5.6 и 6.1 Тл соответственно). Данный факт не может быть объяснен в рамках "одноэлектронного" приближения и требует рассмотрения переходов $(\alpha, \alpha')$ и $(\beta, \beta')$ в качестве коллективных мод, гибридизованных $e$–$e$ взаимодействием.

Другие подтверждения проявления эффектов $e$–$e$ взаимодействия в спектрах магнитопоглощения инвертированных КЯ HgTe/CdHgTe были получены при исследовании образца 091217-1 с шириной КЯ 7 нм. Уменьшение толщины КЯ приводит к уменьшению величины критического поля $B_c$ до 2.75 Тл (рис. 4), в окрестности которого в этом образце в

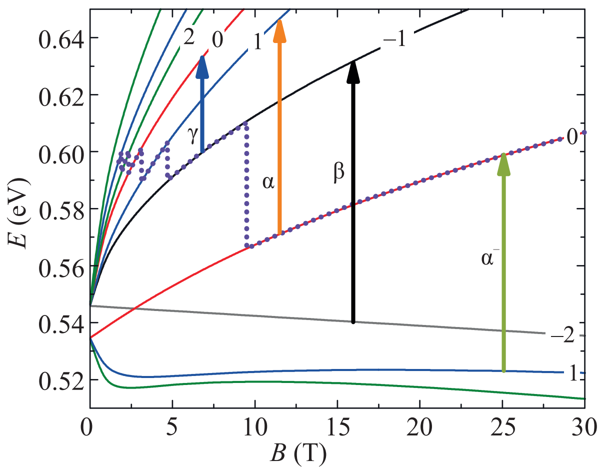


Рис. 4. (Цветной онлайн) Уровни Ландау в образце 091217-1 с шириной КЯ HgTe 7 нм, рассчитанные в рамках аксиального приближения. Точечная линия – положение уровня Ферми для концентрации электронов $2.3 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$. Стрелками указаны наблюдаемые переходы

спектрах магнитопоглощения переходы $\alpha$ $(0 \to 1)$ и $\beta$ $(-2 \to -1)$ еще не наблюдаются вследствие заполнения конечных для этих переходов уровней Ландау. Как видно из рис. 5, "одноэлектронный" расчет предсказывает слияние линий поглощения $\alpha$ и $\beta$ (переходов $0 \to 1$ и $-2 \to -1$) в магнитном поле 11 Тл, значительно превышающем величину $B_c$. Для этого образца мы ограничились расчетами уровней Ландау в аксиальном приближении, поскольку в сильных магнитных полях, существенно превышающих $B_c$, влиянием эффектов, связанных с BIA и IIA, на энергии магнитооптических переходов можно пренебречь [19]. В этом случае, единственной причиной для "антипересечения" энергий переходов $\alpha$ и $\beta$ при изменении магнитного поля может быть только "взаимодействие" самих переходов, т.е. гибридизация магнитоплазменных мод (магнитоэкситонов) с близкими энергиями [11–14]. Детальный анализ линий маг-

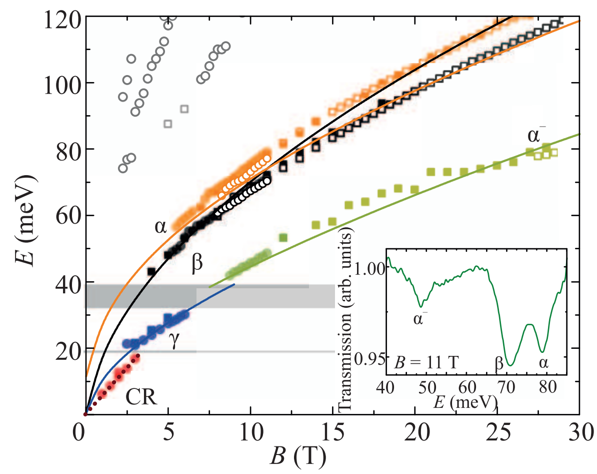


Рис. 5. (Цветной онлайн) Рассчитанные энергии магнитооптических переходов и положения линий магнитопоглощения в образце 091217-1, полученные из различных измерений: кружки – измерения в сверхпроводящем соленоиде до 11 Тл, квадраты – в резистивном соленоиде до 30 Тл; сплошные символы – измерения с использованием фильтра из черного полиэтилена, открытые – с фильтром ZnSe. Серые полосы – область фононного поглощения в структуре и область остаточных лучей в подложке GaAs. CR – линия классического циклотронного резонанса. Магнитопоглощение в области энергий 100 мэВ в небольших полях (серые символы) связано с межзонными переходами (см. [19]). На вставке: спектр магнитопоглощения в магнитном поле, соответствующем пересечению переходов $\alpha$ и $\beta$ в "одноэлектронном" приближении

нитопоглощения в структуре 091217-1, измеренных при различных условиях (на образцах, выколотых из различных частей структуры, на разных установках и с использованием различных фильтров) (рис. 5) показывает, что линии $\alpha$ и $\beta$ в диапазоне полей 10–30 Тл идут практически параллельно друг другу на "расстоянии" порядка 9 мэВ. Характерный масштаб кулоновского взаимодействия $E_c$ в этом же диапазоне полей составляет 8–14 мэВ, что также свидетельствует о "многочастичной" природе "взаимодействия" переходов $\alpha$ и $\beta$.

Аналогичное отсутствие пересечения линий $\alpha$ и $\beta$ наблюдалось и в работе [23], в которой исследовалось магнитопоглощение в КЯ HgTe/CdHgTe шириной 8 нм при различных температурах. При низкой температуре 2 К так же, как и в структуре 091223-1, исследованной в настоящей работе, наблюдается пара линий $(\alpha, \alpha')$ вблизи $B_c \sim 6$ Тл (см. рис. 3d в [23]). При повышении температуры до 90 К спектр становится бесцелевым, а при промежуточной температуре 50 K ширина инвертированной щели и критическое поле $B_c$ уменьшаются, и расчет предсказывает пересечение линий $\alpha$ и $\beta$ в магнитном поле $\sim 10$ Тл. Однако, как и для образца 091217-1, в этом случае линии не демонстрируют никакой тенденции к пересечению вплоть до максимального в рассматриваемом эксперименте магнитного поля 16 Тл [23].

Неизбежность пересечения линий поглощения $\alpha$ и $\beta$ с ростом магнитного поля в рамках "одноэлектронного" описания можно пояснить качественными соображениями. В образцах с инвертированной зонной структурой линия $\alpha$ обусловлена *межзонным* переходом $0 \to 1$ (рис. 1, 4), а линия $\beta$ – *внутризонным* циклотронным переходом, энергия которого стремится к нулю при уменьшении магнитного поля. Таким образом, в слабых магнитных полях в КЯ с инверсией зон линия $\alpha$ всегда лежит выше по энергии, чем линия $\beta$. В бесщелевом образце эти линии сливаются в малых магнитных полях, а в сильных полях линия $\beta$ лежит выше линии $\alpha$ [23]. Равенство энергий переходов $\alpha$ $(0 \to 1)$ и $\beta$ $(-2 \to -1)$ в пределе малых магнитных полей можно строго показать в рамках двухзонной 2D BHZ модели [23]. В то же время, расчет с использованием 8-зонной модели Кейна показывает, что с ростом магнитного поля "расстояние" между уровнями Ландау 0 и 1 становится меньше, чем между уровнями $-2$ и $-1$ – см. рис. 3a в работе [27]. Причиной этого является отклонение закона дисперсии от линейного, т. е. возрастание вкладов членов гамильтониана, пропорциональных $k^2$ с ростом квазиимпульса и, соответственно, магнитного поля [2, 3, 23]. В случае КЯ с инвертированной зонной структурой конечная величина щели в сильных магнитных полях дает малую добавку к энергии уровней Ландау, и с ростом поля энергия перехода $\beta$ $(-2 \to -1)$ рано или поздно становится меньше энергии перехода $\alpha$ $(0 \to 1)$.

**3. Заключение.** В работе исследованы спектры магнитопоглощения КЯ HgTe/CdHgTe с инвертированной зонной структурой в дальнем и среднем ИК диапазонах. Из анализа положения линий в спектрах магнитопоглощения выявлены эффекты, которые принципиально не могут быть объяснены в рамках "одноэлектронного" приближения с использованием 8-зонной модели Кейна. Обнаруженное поведение энергий оптических переходов с близкими энергиями в сильных магнитных полях однозначно демонстрирует "многочастичную" природу переходов между уровнями Ландау, которые должны рассматриваться как коллективные моды (магнитоэкситоны), гибридизованные $e$–$e$ взаимодействием.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант RSF-ANR 20-42-09039) и Национального исследовательского агентства Франции (Agence nationale de la recherche (ANR), проект Colector).

Авторы благодарят за поддержку Национальную лабораторию сильных магнитных полей LNCMI-G, члена европейской лаборатории сильных магнитных полей (European Magnetic Field Laboratory).

---

1. L. G. Gerchikov and A. Subashiev, Phys. Status Solidi B **160**, 443 (1990).
2. B. A. Bernevig, T. L. Hughes, and S. C. Zhang, Science **314**, 1757 (2006).
3. M. König, S. Wiedmann, C. Brüne, A. Roth, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, X. L. Qi, and S. C. Zhang, Science **318**, 766 (2007).
4. M. Schultz, U. Merkt, A. Sonntag, U. Rossler, R. Winkler, T. Colin, P. Helgesen, T. Skauli, and S. Løvold, Phys. Rev. B **57**, 14772 (1998).
5. A. V. Ikonnikov, M. S. Zholudev, K. E. Spirin et al. (Collaboration), Semicond. Sci. Technol. **26**, 125011 (2011).
6. M. Zholudev, F. Teppe, M. Orlita et al. (Collaboration), Phys. Rev. B **86**, 205420 (2012).
7. M. S. Zholudev, A. V. Ikonnikov, F. Teppe, M. Orlita, K. V. Maremyanin, K. E. Spirin, V. I. Gavrilenko, W. Knap, S. A. Dvoretskiy, and N. N. Mihailov, Nanoscale Res. Lett. **7**, 534 (2012).
8. W. Kohn, Phys. Rev **123**, 1242 (1961).
9. Ю. А. Бычков, С. В. Иорданский, Г. М. Элиашберг, Письма в ЖЭТФ **33**, 152 (1981).
10. C. Kallin and B. I. Halperin, Phys. Rev. B **30**, 5655 (1984).
11. A. H. MacDonald and C. Kallin, Phys. Rev. B **40**, 5795 (1989).
12. S. S. Krishtopenko, J. Phys.: Condens. Matter **25**, 365602 (2013).
13. S. S. Krishtopenko, A. V. Ikonnikov, M. Orlita, Yu. G. Sadofyev, M. Goiran, F. Teppe, W. Knap, and V. I. Gavrilenko, J. Appl. Phys. **117**, 112813 (2015).
14. Y. A. Bychkov and G. Martinez, Phys. Rev. B **66**, 193312 (2002).
15. S. S. Krishtopenko and F. Teppe, Sci. Adv. **4**, eaap752 (2018).
16. S. S. Krishtopenko, S. Ruffenach, F. Gonzalez-Posada et al. (Collaboration), Phys. Rev. B **97**, 245419 (2018).
17. M. Orlita, K. Masztalerz, C. Faugeras, M. Potemski, E. G. Novik, C. Brune, H. Buhmann, and L. W. Molenkamp, Phys. Rev. B **83**, 115307 (2011).
18. М. С. Жолудев, Ф. Теп, С. В. Морозов, М. Орлита, К. Консейо, С. Руфенах, В. Кнап, В. И. Гавриленко, С. А. Дворецкий, Н. Н. Михайлов, Письма в ЖЭТФ **100**, 895 (2014).

19. L. S. Bovkun, A. V. Ikonnikov, V. Ya. Aleshkin, K. E. Spirin, V. I. Gavrilenko, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretskii, F. Teppe, B. A. Piot, M. Potemski, and M. Orlita, J. Phys. Condens. Matter **31**, 145501 (2019).
20. S. A. Tarasenko, M. V. Durnev, M. O. Nestoklon, E. L. Ivchenko, J.-W. Luo, and A. Zunger, Phys. Rev. B **91**, 081302(R) (2015).
21. S. S. Krishtopenko, A. M. Kadykov, S. Gebert, S. Ruffenach, C. Consejo, J. Torres, C. Avogadri, B. Jouault, W. Knap, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretskii, and F. Teppe, Phys. Rev. B **102**, 041404(R) (2020).
22. A. V. Ikonnikov, S. S. Krishtopenko, O. Drachenko et al. (Collaboration), Phys. Rev. B **94**, 155421 (2016).
23. M. Marcinkiewicz, S. Ruffenach, S. S. Krishtopenko et al. (Collaboration), Phys. Rev. B **96**, 035405 (2017).
24. А. В. Иконников, М. С. Жолудев, К. В. Маремьянин, К. Е. Спирин, А. А. Ластовкин, В. И. Гавриленко, С. А. Дворецкий, Н. Н. Михайлов, Письма в ЖЭТФ **95**, 452 (2012).
25. S. Dvoretsky, N. Mikhailov, Y. Sidorov, V. Shvets, S. Danilov, B. Wittman, and S. Ganichev, J. Electron. Mater. **39**, 918 (2010).
26. L. S. Bovkun, A. V. Ikonnikov, V. Ya. Aleshkin, K. V. Maremyanin, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretskii, S. S. Krishtopenko, F. Teppe, B. A. Piot, M. Potemski, M. Orlita, and V. I. Gavrilenko, Opto-Electronics Review **27**, 213 (2019).
27. B. Buttner, C. X. Liu, G. Tkachov, E. G. Novik, C. Brune, H. Buhmann, E. M. Hankiewicz, P. Recher, B. Trauzettel, S. C. Zhang, and L. W. Molenkamp, Nat. Phys. **7**, 418 (2011).