

## Циклотронный резонанс дираковских фермионов в квантовых ямах на основе HgTe

З. Д. Квон<sup>1\*</sup>, С. Н. Данилов<sup>×</sup>, Д. А. Козлов<sup>++1)</sup>, К. Цот<sup>×2)</sup>, Н. Н. Михайлов<sup>+</sup>, С. А. Дворецкий<sup>+</sup>, С. Д. Ганичев<sup>×</sup>

<sup>+</sup> Институт физики полупроводников им. Ржанова СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

<sup>\*</sup> Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

<sup>×</sup> Terahertz Center, University of Regensburg, D-93040 Regensburg, Germany

Поступила в редакцию 9 ноября 2011 г.

Проведено экспериментальное исследование циклотронного резонанса однодолинных двумерных дираковских фермионов (ДДФ) в квантовых ямах на основе HgTe. Толщина ям была близка к критическому значению, соответствующему переходу от прямого энергетического спектра к инвертированному. При воздействии лазерного терагерцового излучения обнаружены переходы между основным и первым, а также между первым и вторым уровнями Ландау. Малая величина магнитных полей, соответствующих циклотронному резонансу, а также сильная зависимость положения резонанса от концентрации электронов свидетельствуют о дираковском характере спектра в таких КЯ. Показано, что беспорядок играет важную роль в формировании спектра ДДФ.

Графен оказался первой твердотельной системой, в которой был экспериментально реализован линейный энергетический спектр. Это вызвало значительный интерес к двумерным безмассовым квазидираковским фермионам [1]. Следует отметить, что указанный линейный спектр состоит из двух неэквивалентных долин и является следствием особой симметрии графеновой решетки, а не релятивистских эффектов. В настоящее время существуют две системы, в которых возможна реализация релятивистских однодолинных двумерных дираковских фермионов (ДДФ): поверхность трехмерных топологических изоляторов (ТИ) и квантовые ямы (КЯ) на основе полупроводников с инвертированным зонным спектром [2–6]. В отличие от графена, в обоих случаях дираковский “конус” формируется в центре зоны Бриллюэна, а не на ее краю. Но более важной особенностью ДДФ в указанных системах является ключевая роль спин-орбитального взаимодействия. Именно в результате этого взаимодействия возникают спин-поляризованные ДДФ на поверхности трехмерных ТИ и неполяризованные ДДФ в квантовых ямах на основе полупроводников с инверсной зонной структурой.

Если говорить о ДДФ на поверхности трехмерных ТИ, то, несмотря на то что их существование было показано в различных материалах, целый ряд предсказанных интересных свойств ДДФ до настоящего времени в них обнаружить не удалось [3]. Последнее обстоятельство связано главным образом

со сложностью разделения поверхностных и объемных вкладов в электронный транспорт в трехмерных ТИ [3]. Указанная проблема отсутствует при изучении ДДФ в высокоподвижных квантоворазмерных структурах CdHgTe/HgTe/CdHgTe. Заметим, что современная технология роста квантовых ям на основе HgTe позволяет получить структуры с электронной подвижностью, существенно превышающей  $10^5 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$  [6, 7]. Как было показано еще в ранних работах по размерному квантованию [8, 9], в таких КЯ вырожденные по спину ДДФ должны возникать в квантовых ямах критической толщины  $d_c$ , соответствующей переходу от прямого к инвертированному энергетическому спектру. Проведенные к настоящему времени численные расчеты показывают, что  $d_c = (6-7) \text{ нм}$  в зависимости от ориентации КЯ и величины деформационного напряжения в ней [4–6]. Получение КЯ с толщиной  $d = d_c$  осложняется тем, что существующие методики контроля роста КЯ недостаточно точны для этой задачи. Первое указание на реализацию релятивистских однодолинных ДДФ было получено недавно в экспериментах по квантовому эффекту Холла на образцах, имеющих толщину КЯ, близкую к  $d_c$ , и выращенных на (001)-ориентированных подложках [6]. Отметим, что анализ результатов измерения квантового эффекта Холла в КЯ на основе HgTe осложнен большой величиной  $g^*$ -фактора электронов [6, 10]. Прямое подтверждение существования ДДФ в КЯ на основе HgTe может быть получено при исследовании явлений, непосредственно связанных с особенностями энергетического спектра ДДФ. Одним из них является циклотронный резонанс

<sup>1)</sup> e-mail: dimko@thermo.isp.nsc.ru

<sup>2)</sup> С. Zoth.

нанс, изучение которого дает информацию о расстояниях между уровнями Ландау.

В данной работе мы сообщаем об обнаружении и исследовании циклотронного резонанса однодолинных двумерных дираковских фермионов в КЯ на основе HgTe. Измерялись терагерцовые фотопроводимость и фототоки в КЯ с толщинами 6.4 и 6.6 нм, выращенных на (013)-ориентированных подложках. Обнаружено, что в этих структурах циклотронный резонанс возникает в магнитных полях, в несколько раз меньших, чем в образцах с КЯ большей толщины, характеризующихся обычным параболическим законом дисперсии. Более того, положение резонанса существенно образом смещается в область меньших полей при понижении концентрации электронов. Показано, что необычное поведение циклотронного резонанса вызвано линейным энергетическим спектром в данных структурах и связано, в зависимости от положения уровня Ферми, с возникновением переходов между основным и первым или первым и вторым уровнями Ландау.

Квантовые ямы  $\text{Cd}_{0.7}\text{Hg}_{0.3}\text{Te}/\text{HgTe}/\text{Cd}_{0.7}\text{Hg}_{0.3}\text{Te}$  были выращены по технологии молекулярно-лучевой эпитаксии, описание которой дано в [7]. Схематический разрез структур, исследованных в данной работе, показан на рис. 1а. Образцы представляли собой холловские мостики шириной 50 мкм с расстоянием

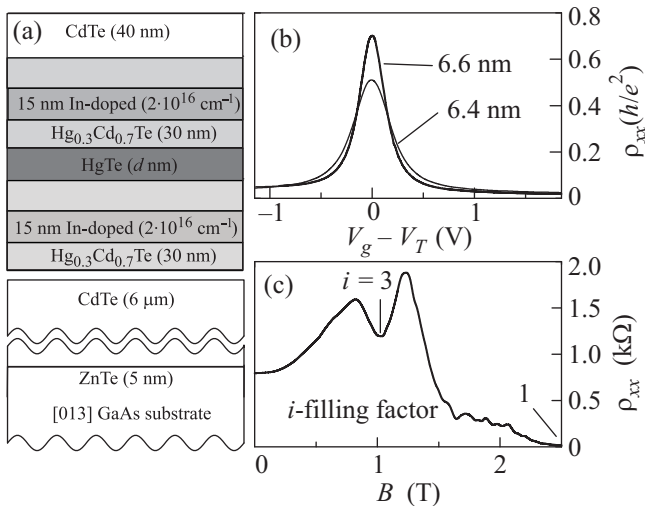


Рис. 1. (а) – Схематический разрез изученных структур. (б) – Зависимости  $\rho_{xx}(V_g - V_T)$  в нулевом магнитном поле для КЯ  $\text{Cd}_{0.7}\text{Hg}_{0.3}\text{Te}/\text{HgTe}/\text{Cd}_{0.7}\text{Hg}_{0.3}\text{Te}$  толщиной 6.4 и 6.6 нм при температуре 4.2 К ( $V_T$  – затворное напряжение, соответствующее максимуму сопротивления  $\rho_{xx}(V_g)$ ). (с) – Магнитосопротивление  $\rho_{xx}(B)$  при  $N_s = 7.2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$  для КЯ толщиной 6.6 нм при той же температуре

между потенциометрическими контактами 100 мкм, как снабженные затвором, так и без него. Изучались КЯ толщиной  $d = 6.4, 6.6$  и  $8.0$  нм с подвижностью электронов  $\mu \approx 10^5 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$  при  $T = 4.2$  К. Концентрация электронов  $N_s$  в исследованных образцах варьировалась в диапазоне от  $1.6 \cdot 10^{10}$  до  $8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$  путем изменения фоновой подсветки. Величина  $N_s$  при разных уровнях подсветки определялась посредством магнитотранспортных измерений. На рис. 1б и 1с приведены типичные зависимости удельного сопротивления исследованных образцов от затворного напряжения ( $\rho_{xx}(V_g)$ ) и магнитного поля ( $\rho_{xx}(B)$ ). Зависимости  $\rho_{xx}(V_g)$  на рис. 1б имеют вид симметричных кривых с максимумом, достигающим величин  $0.5 \cdot h/e^2$  и  $0.7 \cdot h/e^2$  в КЯ с  $d = 6.4$  и  $6.6$  нм соответственно.

В работе измерялся терагерцовый отклик (фотопроводимость и фототок) двумерных электронов в КЯ в магнитных полях до 3 Тл. В качестве источника терагерцового излучения с частотой 2.5 ТГц (длина волны  $\lambda = 118$  мкм, энергия фотона  $\hbar\omega = 10.4$  мэВ) использовался непрерывный молекулярный лазер на основе метанола с оптической накачкой  $\text{CO}_2$  лазером. Мощность падающего на образец излучения варьировалась в диапазоне от 30 до 100 мВт. Фотопроводимость (ФП) измерялась с помощью стандартной модуляционной методики при пропускании через образец постоянного тока  $I = (1-10)$  мкА. При измерении фототока внешний источник отсоединялся.

На рис. 2 показана зависимость ФП от магнитного поля ( $\Delta G_{ph}(B)$ ) для КЯ толщиной 6.6 нм с концентрацией электронов  $N_s = 7.2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ , полученная при  $T = 4.2$  К. Наблюдается отчетливый циклотронный резонанс ФП в магнитном поле  $B_c = 1$  Тл. Уменьшение концентрации электронов с  $N_s = 7.2 \cdot 10^{10}$  до  $N_s < 2.5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$  приводит к смещению положения резонанса ФП к существенно меньшим (более чем в три раза) магнитным полям ( $B_c = 0.29$  Тл), см. рис. 3. Близкое положение резонанса обнаружено в образцах с КЯ толщиной 6.4 нм. Результаты, полученные в этих структурах для  $N_s = 1.8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ , также показаны на рис. 3. Увеличение толщины КЯ до 8.0 нм приводит к сильному сдвигу положения циклотронного резонанса в область значительно больших магнитных полей (см. рис. 2) и отсутствию сильной зависимости положения резонанса от концентрации электронов. Наряду с ФП наблюдались фотогальванические токи [11–13]. Было обнаружено, что зависимость величины фототока от магнитного поля также имеет резонансный характер. Положение резонанса фототока и его сдвиг при изменении толщины КЯ и концентрации электронов соответствуют поведению

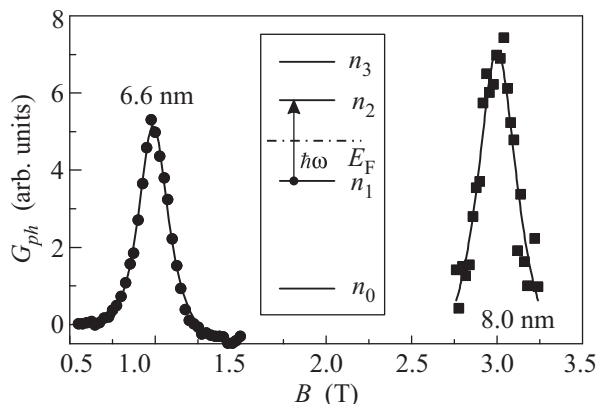


Рис. 2. Зависимости фотопроводимости  $\Delta G_{ph}(B)$  для КЯ  $\text{Cd}_{0.7}\text{Hg}_{0.3}\text{Te}/\text{HgTe}/\text{Cd}_{0.7}\text{Hg}_{0.3}\text{Te}$  толщиной 6.6 нм ( $N_s = 7.2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ ) и 8.0 нм ( $N_s = 9.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ) при облучении лазером с длиной волны 118 мкм. Сплошными линиями показаны приближения лоренцевыми кривыми с полуширинами 0.22 Тл ( $d = 6.6$  нм) и 0.15 Тл ( $d = 8.0$  нм). На вставке схематически изображены положение уровня Ферми и оптический переход между уровнями Ландау  $1 \rightarrow 2$

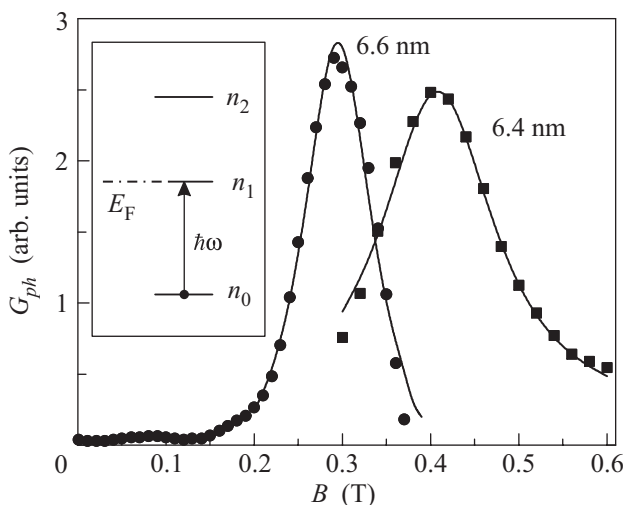


Рис. 3. Зависимости  $\Delta G_{ph}(B)$  для КЯ  $\text{Cd}_{0.7}\text{Hg}_{0.3}\text{Te}/\text{HgTe}/\text{Cd}_{0.7}\text{Hg}_{0.3}\text{Te}$ , измеренные при малых концентрациях электронов. Квадраты –  $d = 6.4$  нм и  $N_s = 1.8 \cdot 10^{10}$ ; точки –  $d = 6.6$  нм и  $N_s = 1.65 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ . Сплошными линиями показаны приближения лоренцевыми кривыми с полуширинами 0.15 Тл ( $d = 6.4$  нм) и 0.10 Тл ( $d = 6.6$  нм). На вставке схематически изображены положение уровня Ферми и оптический переход между уровнями Ландау  $0 \rightarrow 1$

сигнала ФП. Поскольку данная работа посвящена анализу положения резонанса, рассмотрение механизмов генерации фототоков выходит за ее рамки.

Положение циклотронного резонанса в образцах с  $d = 8.0$  нм хорошо согласуется с результатами ис-

следований КЯ с параболическим спектром. Оно соответствует оптическим переходам между энергетически эквидистантными уровнями Ландау [14]. Возникновение же резонанса в полях, как минимум вдвое меньших, чем  $B_c$  в широких КЯ ( $d = 8.0$  нм и больше), и в особенности его сильное смещение в область еще меньших полей при уменьшении концентрации носителей являются необычными. Такое поведение может быть объяснено только принципиальным различием спектров двумерных электронов в КЯ с толщиной 6.6 и 8.0 нм, а именно реализацией системы безмассовых ДДФ при  $d = d_c$ . В таких системах, как хорошо известно, уровни Ландау уже не описываются стандартной формулой

$$E_n = \hbar\omega_c(n + 1/2), \quad (1)$$

а их положение дается выражением [12–14]

$$E_n = \text{sgn}(n)\sqrt{2|n|}(\hbar V_{\text{DDF}})/l_B, \quad (2)$$

где  $l_B = (\hbar c/eB)^{1/2}$  – магнитная длина,  $V_{\text{DDF}}$  – скорость дираковских фермионов. Из выражения (2) следует, что расстояние между уровнями Ландау с номерами  $m$  и  $n$  ( $m, n > 0$ ) равно

$$\Delta E_{mn} = (\sqrt{2m} - \sqrt{2n})(\hbar V_{\text{DDF}})/l_B. \quad (3)$$

Используя величину  $V_{\text{DDF}} = 7 \cdot 10^7$  см/с, полученную из данных расчета энергетического спектра, выполненного в работе [6], получаем, что циклотронный резонанс для перехода  $1 \rightarrow 2$ , возбуждаемого излучением с  $\hbar\omega = 10.4$  мэВ, должен наблюдаться при  $B_{12} = 0.97$  Тл. Это значение находится в хорошем соответствии с экспериментальными данными, представленными на рис. 2. Одним из следствий формулы (2) является различие значений энергии циклотронного резонанса при возбуждении переходов между разными уровнями Ландау. Это различие особенно разительно для нижних уровней. К примеру, поле  $B_{01}$ , соответствующее оптическому переходу  $0 \rightarrow 1$  между основным и первым уровнями Ландау, должно быть в 5.8 раз меньше, чем поле  $B_{12}$ , соответствующее переходу  $1 \rightarrow 2$  между первым и вторым уровнями. Многократное уменьшение  $B_c$  действительно наблюдалось в образцах с  $d = 6.6$  нм (см. рис. 2 и 3). В этих экспериментах путем изменения концентрации электронов достигалась различная величина энергии Ферми  $E_F$ . Вставки к рисункам 2 и 3 схематически показывают положение уровня Ферми и возможные оптические переходы для излучения с энергией кванта 10.4 мэВ ( $\lambda = 118$  мкм). Из магнитотранспортных измерений следует, что при  $N_s = 7.2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$  основной и первый уровни Ландау полностью заселены и, таким образом, переходы происходят между

первым и вторым уровнями Ландау ( $B_{12} = 1.0$  Т). При уменьшении концентрации электронов до  $N_s < 2.5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$  заселенность первого уровня Ландау значительно уменьшается и реализуется оптический переход с нулевого уровня Ландау на частично заполненный первый (рис. 3). Это означает, что при фиксированной энергии фотона резонанс должен возникать в существенно меньшем магнитном поле, что и наблюдается в эксперименте ( $B_{01} = 0.29$  Т). Обнаруженный сдвиг положения резонанса при изменении положения уровня Ферми является прямым доказательством того, что в структурах с  $d = 6.6$  нм энергетический спектр соответствует ДДФ. Действительно, в более широких КЯ, характеризующихся параболическим спектром и эквидистантными уровнями Ландау, положение резонанса не зависит от величины  $E_F$ . Еще одним подтверждением бесщелевого или узкощелевого характера энергетического спектра КЯ с  $d = 6.6$  нм служит максимальная величина  $\rho_{xx}$ , равная  $0.7h/e^2$  (см. рис. 1b), т.е. меньшая, чем значение  $h/e^2$ , определяющее границу между квазиметаллическим и диэлектрическим поведением двумерной системы.

Значительный сдвиг положения циклотронного резонанса ( $B_{01} \approx B_{12}/3$ ), обнаруженный в образцах с  $d = 6.6$  нм, качественно согласуется с формулой (2), однако его величина отличается от предсказываемого значения. Такой результат говорит о том, что в исследованной области энергий (шириной 10–20 мэВ в окрестности дираковской точки), скорее всего, уже заметно влияние беспорядка, который может приводить к искажению идеальной линейности энергетического спектра в указанном диапазоне энергий. В реальной системе всегда существует как структурный (флуктуации толщины КЯ), так и примесный беспорядок, который может существенным образом изменить поведение плотности состояний вблизи дираковской точки и привести к возникновению ненулевой эффективной массы. К неточному соответствию полученной экспериментально величины сдвига  $B_c$  и оценки по формуле (2) может также привести слабое отклонение реальной толщины КЯ от идеально точного значения  $d_c$ . Отметим также необычное поведение ширины резонанса для переходов  $1 \rightarrow 2$  и  $0 \rightarrow 1$ . Как видно из сравнения рисунков 2 и 3, полуширина резонанса  $0 \rightarrow 1$  более чем в два раза меньше, чем ширина резонанса  $1 \rightarrow 2$ , несмотря на то что величина подвижности в первом случае ( $\mu = 9.5 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ ) меньше, чем во втором ( $\mu = 1.1 \cdot 10^5$ ). Дальнейшее изучение этого результата представляет несомненный интерес.

Сравнение положений резонансов, полученных на образцах с  $d = 6.6$  нм ( $B_{01} = 0.29$  Тл) и на образцах с  $d = 6.4$  нм ( $B_{01} = 0.41$  Тл), см. рис. 3, показывает, что уменьшение толщины КЯ всего на 0.2 нм приводит к заметному сдвигу резонанса в сторону более высоких магнитных полей. Это позволяет предположить, что КЯ толщиной 6.4 нм имеет небольшую энергетическую щель, что приводит к заметному отклонению формы спектра от линейной и как следствие к появлению дираковских фермионов, обладающих ненулевой массой. Отметим, что максимальная величина сопротивления  $\rho_{xx}$  в этом образце равна  $0.5h/e^2$  (см. рис. 1), что даже меньше, чем у КЯ с  $d = 6.6$  нм. Данный результат служит еще одним указанием на то, что свойства ДДФ в КЯ на основе HgTe зависят не только от средней толщины КЯ, но и в значительной степени от структурного и примесного беспорядка в ней.

В заключение отметим, что результаты проведенных исследований КЯ на основе HgTe с толщиной, близкой к критической, являются важным экспериментальным доказательством существования как бесщелевого спектра, так и двумерных дираковских фермионов в таких КЯ. Этот вывод сделан на основе данных, полученных при изучении циклотронного резонанса – явления, непосредственно связанного с особенностями энергетического спектра. Следует также отметить, что флуктуации фигурирующих в задаче параметров (величина щели, амплитуда примесного потенциала и т.п.) оказываются одного порядка и могут существенно влиять на свойства ДДФ. Поэтому дальнейшее изучение системы двумерных дираковских фермионов в КЯ на основе HgTe представляет интерес не только для физики релятивистских эффектов в конденсированных средах, но и для физики неупорядоченных систем.

Авторы благодарят В.В. Белькова за обсуждение результатов работы. Работа выполнена при поддержке DFG (Priority Group 1483) и Linkage Grant of IB of BMBF at DLR (Германия), РФФИ (гранты # 11-02-12142 офи-м, 09-02-00467) и РАН (# ОФИНН-21.36).

1. A. H. Castro Neto, F. Guinea, N. M. R. Peres et al., *Rev. Mod. Phys.* **81**, 110 (2009).
2. Б. А. Волков, О. А. Панкратов, *Письма ЖЭТФ* **42**, 145 (1985).
3. M. Z. Hasan and C. L. Kane, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 3045 (2010).
4. X.-L. Qi and S.-C. Zhang, *Rev. Mod. Phys.* **83**, 1057 (2011).
5. B. A. Bernevig, T. L. Hughes, and S. C. Zhang, *Science* **314**, 1757 (2006).

6. B. Büttner, C. X. Liu, G. Tkachov et al., *Nature Physics* **7**, 418 (2011).
7. З. Д. Квон, Е. Б. Ольшанецкий, Н. Н. Михайлов и др., *ФНТ* **35**, 10 (2009).
8. Л. Г. Герчиков, А. В. Субашиев, *ФТП* **23**, 2210 (1989).
9. L. G. Gerchikov and A. V. Subashiev, *Phys. Stat. Sol. B* **160**, 443 (1990).
10. G. M. Gusev, E. B. Olshansky, Z. D. Kvon et al., *Phys. Rev. Lett.* **104**, 166401 (2010).
11. S. D. Ganichev and W. Prettl, *Intense Terahertz Excitation of Semiconductors*, Oxford Univ. Press, 2006.
12. V. V. Bel'kov and S. D. Ganichev, *Semicond. Sci. Technol.* **23**, 114003 (2008).
13. H. Diehl, V. A. Shalygin, L. E. Golub et al., *Phys. Rev. B* **80**, 075311 (2009).
14. Z. D. Kvon, S. N. Danilov, N. N. Mikhailov et al., *Physica E* **40**(6), 1885 (2008).
15. J. W. McClure, *Phys. Rev.* **104**, 666 (1956).
16. G. W. Semenoﬀ, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 2449 (1984).
17. F. D. M. Haldane, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2015 (1988).