Письма в ЖЭТФ, том 108, вып. 4, с. 253 – 258

Терагерцовая циклотронная фотопроводимость в сильно разбалансированной двумерной электронно-дырочной системе

М. Л. Савченко[+*1)], *З. Д. Квон*[+*], *С. Кандуссио*[×2)], *Н. Н. Михайлов*[+*], *С. А. Дворецкий*[+], *С. Д. Ганичев*[×]

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

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

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

Поступила в редакцию 15 мая 2018 г.

После переработки 16 июля 2018 г.

Впервые проведено экспериментальное исследование терагерцовой циклотронной резонансной фотопроводимости двумерной электронно-дырочной системы, когда циклотронный резонанс вызван поглощением излучения электронами, концентрация которых на один–три порядка ниже концентрации дырок. Получена информация о поведении основных параметров (амплитуда и уширение) резонансной фотопроводимости в зависимости от длины волны излучения, температуры и концентрации электронов. На основании этого сделан вывод о том, что резонансная фотопроводимость изучаемой системы обусловлена циклотронным резонансом, вызванным переходами между частично заполненным нулевым уровнем Ландау электронов и первым, причем уширение резонанса обусловлено рассеянием на короткодействующем экранированном примесном потенциале. Обнаружено, что уменьшение концентрации электронов на порядок не приводит к заметному уменьшению сигнала фотопроводимости, более того, на длине волны 432 мкм она даже немного растет. Указанный факт может быть связан с эффективным усилением напряженности поля падающей волны в исследуемой системе.

DOI: 10.1134/S0370274X18160063

Одной из особенностей двумерной электронно-дырочной системы, реализованной в квантовых ямах на основе HgTe [1], является возможность получать на ее основе состояния с различным соотношением между концентрациями электронов (n_{s}) и дырок (p_{s}) [2]. В частности, в ямах толщиной 20 нм и ориентацией (100) удалось наблюдать транспортный отклик электронов, когда их концентрация была меньше дырочной на два порядка [3]. Указанное свойство данной системы позволяет исследовать двумерный электрон в довольно своеобразной ситуации, когда он движется не среди себе подобных квазичастиц, а погружен в дырочную жидкость, которая экранирует примесный флуктуационный потенциал, в результате чего движение электронов при их концентрации около 10^9 см$^{-2}$ остается свободным в отличие от однокомпонентных систем, в которых даже в самых чистых AlGaAs/GaAs системах при таких концентрациях происходит переход к перколяционному режиму [4].

В данной работе впервые исследован терагерцовый отклик вышеописанной системы в режиме циклотронного резонанса электронов. Обнаружено, что циклотронная резонансная (ЦР) фотопроводимость (ФП) наблюдается даже тогда, когда электронная концентрация на три порядка меньше дырочной. Установлены основные особенности ее поведения в зависимости от длины волны терагерцового излучения, температуры и электронной концентрации. Показано, что ФП электронов обусловлена переходом между основным и первым возбужденным уровнями Ландау. Определена циклотронная масса электронов и время жизни на уровне Ландау.

Экспериментальные образцы были изготовлены на основе HgTe (001) квантовых ям толщиной 20 нм, выращенных с помощью технологии молекулярно-лучевой эпитаксии [5]. Они представляли собой полевые холловские структуры, снабженные расположенным на расстоянии 260 нм от электронного газа полупрозрачным TiAu затвором и имеющих ширину канала 50 мкм, расстояние между потенциометрическими контактами 100 и 250 мкм. Измерялся магнитотранспорт (с его последующим анализом на основе двухкомпонентной модели Друде аналогично работе [2]) и терагерцовая фотопроводимость описанных структур на длинах волн 118, 184 и 432 мкм. Наряду с этим на длине волны 184 мкм

1)e-mail: SavchenkoMaximL@gmail.com

2)S. Candussio.

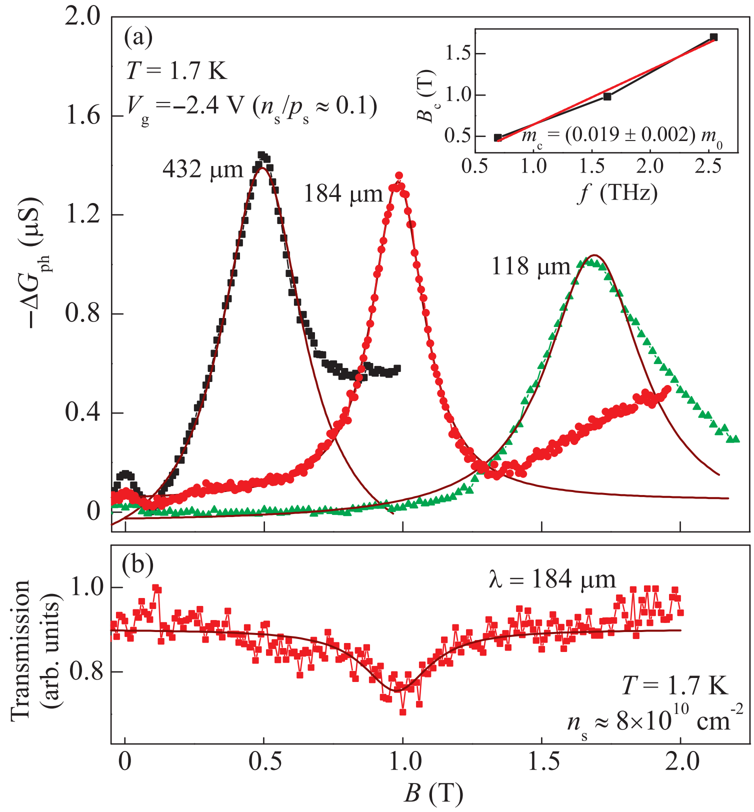

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Магнитополевая зависимость фотопроводимости $\Delta G_{\mathrm{ph}}(B)$ при нескольких длинах волн падающего излучения $\lambda = 432$, 184 и 118 мкм для затворного напряжения $V_{\mathrm{g}} = -2.5$ В ($n_{\mathrm{s}}/p_{\mathrm{s}} \approx 0.1$). Вставка: частотная зависимость положения циклотронного резонанса. (b) – Магнитополевая зависимость сигнала пропускания всего образца при $\lambda = 184$ мкм, $n_{\mathrm{s}} \approx 8 \cdot 10^{10}$ см$^{-2}$ (пояснения в тексте). Сплошные кривые соответствуют аппроксимации лоренцовскими контурами

было измерено пропускание при концентрации электронов $n_{\mathrm{s}} \approx 8 \times 10^{10}$ см$^{-2}$. В качестве источника излучения был использован молекулярный субмиллиметровый лазер [6, 7] на основе метанола для генерации излучения на длине волны 118 мкм, дифторметана – на длине 184 мкм и муравьиной кислоты – на длине 432 мкм и с оптической накачкой CO_2 лазером. Мощность терагерцового излучения лежала в диапазоне 20–100 мВт. Фотопроводимость измерялась с помощью техники двойной модуляции на частотах модуляции интенсивности света 170 Гц и тянущего тока 6–12 Гц, величина которого была равна 10^{-5}–10^{-7} А в зависимости от характера измерений. Измерения проводились в оптическом криостате с кварцевыми окнами в режиме линейного отклика системы к амплитуде излучения, величине пропускаемого через образец тока в магнитных полях до 7 Т и диапазоне температур 1.8–10 К. Прошедшее через образец излучение детектировалось пироэлектрическим датчиком.

На рисунке 1a показаны типичные зависимости ФП ΔG_{ph} от магнитного поля при освещении образца терагерцовым излучением на длинах волн 432, 184 и 118 мкм. Хорошо видно, что на всех трех длинах волн наблюдается резонансное поведение ФП с пиками в магнитных полях $B_{\mathrm{c}} = 0.5$, 1 и 1.7 Т для 432, 184 и 118 мкм, соответственно. Рисунок 1b демонстрирует магнитополевую зависимость сигнала пропускания всего образца (основную засвечиваемую площадь которого составляют непокрытые затвором приконтактные области) при $\lambda = 184$ мкм и электронной концентрации $n_{\mathrm{s}} \approx 8 \times 10^{10}$ см$^{-2}$. Рисунок 2 показывает результаты измерения пропускания для циркулярно поляризованного излучения. Как видно, положения провалов в пропускании радикальным образом зависят от степени циркулярной поляризации: для левополяризованного излучения (σ^{-}, красный цвет) провал наблюдается при отрицательных значениях магнитного поля, при смене поляризации на правую (σ^{+}, зеленый цвет) положение провала также меняет знак. Приведенные дан-

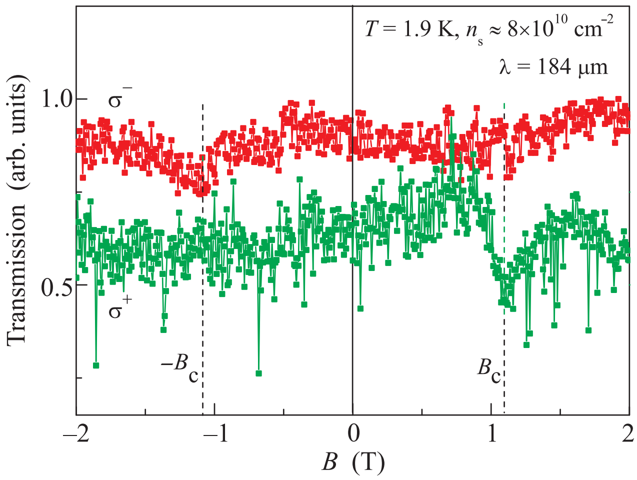

Рис. 2. (Цветной онлайн) Магнитополевые зависимости сигнала пропускания всего образца при освещении циркулярно поляризованным излучением для левой σ^- (красный) и правой σ^+ (зеленый) поляризаций ($\lambda =$ $= 184$ мкм, $n_\mathrm{s} \approx 8 \cdot 10^{10}$ см$^{-2}$). Зависимости сдвинуты для удобства восприятия

ные доказывают, что наблюдаемый резонанс является циклотронным.

Рисунки 3a, b демонстрируют зависимости ФП для 432 и 118 мкм при нескольких значениях затворного напряжения, соответствующих условию $n_\mathrm{s}/p_\mathrm{s} \lesssim 0.2$. Обратим внимание, что резонанс наблюдается даже при $V_\mathrm{g} = -9.7$ В, когда $n_\mathrm{s}/p_\mathrm{s} \sim 10^{-3}$ и отсутствуют какие-либо признаки существования электронов в магнитотранспортном отклике. Температурная эволюция резонансной ФП для длин волн 432 и 184 мкм показана на рис. 4a, b. Из них видно, что с ростом температуры сигнал ФП уменьшается, причем на более короткой длине волны его падение происходит более резким образом.

Обсудим перечисленные выше результаты. Начнем с положения пика ФП и отметим, что на длине волны 184 мкм, на которой удалось провести эксперимент по поглощению терагерцового излучения, он сопровождается провалом в сигнале пропускания (рис. 1a, b). Если пик обусловлен ЦР, тогда его положение должно даваться выражением

$$B_\mathrm{c} = m_\mathrm{c}\omega/e,$$

где m_c – циклотронная масса электрона, ω – частота излучения. На вставке к рис. 1 показана зависимость $B_\mathrm{c}(\omega)$. Отметим, что такая зависимость наблюдается во всем актуальном диапазоне концентраций от $n_\mathrm{s} =$ $= 10^{10}$ см$^{-2}$ до $n_\mathrm{s} \sim 10^9$ см$^{-2}$. Хорошо видно, что она имеет вид прямой линии, наклон которой дает значение циклотронной массы $m_\mathrm{c} = (0.019 \pm 0.002)m_0$. Это значение заметно меньше рассчитанного в [3] (эффективная масса $m_\mathrm{n} = 0.03\,m_0$) и полученных ранее на основе измерения ЦР в микроволновой [8] и терагерцовой [6] ФП, правда, для ям с другой ориентацией – (013). В то же время разногласие экспериментальных значений нельзя объяснить разной ориентацией, так как структура зоны проводимости HgTe квантовых ям слабо зависит от ориентации [9]. Возможно, это разногласие связано с тем, что в микроволновом диапазоне, как и в ранних работах по терагерцовому отклику, наблюдаемый ЦР связан с переходами между уровнями Ландау с большими номерами ($n > 10$), в то время как в данном эксперименте он возникает в условиях ультраквантового предела, когда, как уже отмечалось выше, ЦР вызван переходами между частично заполненным нулевым уровнем Ландау электронов и первым. Помимо этого, меньшие значения циклотронной массы могут быть связаны с непараболичностью зоны проводимости изучаемой системы.

Перейдем к анализу механизма формирования наблюдаемой ФП. Температурная зависимость, показанная на вставке к рис. 4a, показывает, что с ростом температуры проводимость уменьшается. Аналогичное падение проводимости наблюдается в резонансе, т.е. ФП имеет отрицательный знак. Этот факт указывает на ее разогревную природу. Тогда ФП можно выразить следующим соотношением:

$$\Delta G_\mathrm{ph} = (dG/dT)A\,\alpha, \tag{1}$$

где A – коэффициент пропорциональности, связывающий падающую мощность и изменение электронной температуры, α – коэффициент поглощения. Из (1) ясно, что свойства ФП будет в первую очередь определяться поведением коэффициента поглощения. Здесь следует отметить, что концентрация электронов столь мала, что ЦР для всех длин волн соответствует переходу с частично заполненного основного уровня Ландау (когда фактор его заполнения меняется в диапазоне $1 \le \nu \le 0.08$) на первый. Поскольку речь идет о переходах между двумя дискретными уровнями, резонно предположить, что форма сигнала ФП должна феноменологически описываться лоренцевской зависимостью[3]. На вставках к рис. 3b и 4b изображена зависимость нормированной на значение B_c ширины γ_c резонанса от электронной концентрации (для 432 и 118 мкм) и от температуры (для 432 и 184 мкм). Как видно, значения

[3]Легкая асимметрия экспериментальных кривых может быть связана с интерференцией Фабри–Перо на интерфейсах подложки [10, 12].

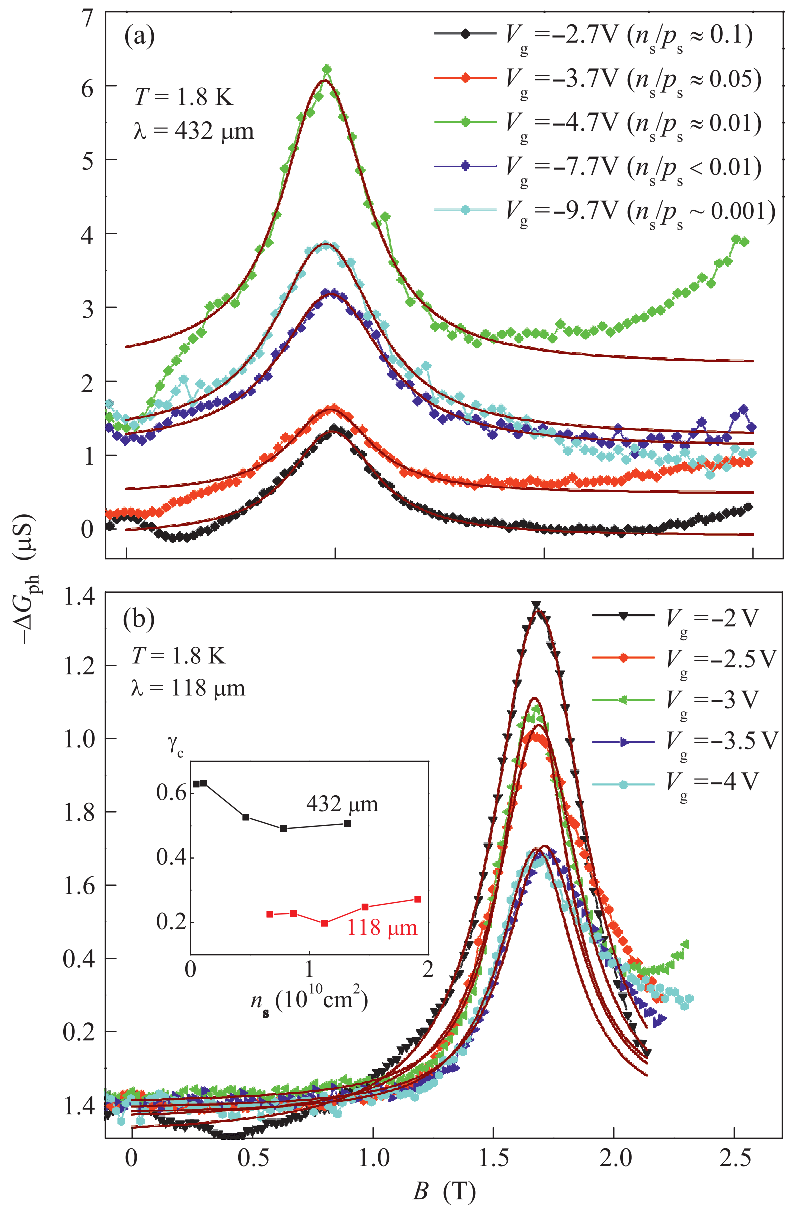

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) и (b) — Зависимость $\Delta G_{\rm ph}(B)$ для 432 и 118 мкм при нескольких значениях затворного напряжения, соответствующих условию $n_{\rm s}/p_{\rm s} \lesssim 0.1$. Вставка: концентрационная зависимость нормированной на значение $B_{\rm c}$ ширины $\gamma_{\rm c}$ пиков резонансной фотопроводимости, определенная из подгонки кривых лоренцианами

$\gamma_{\rm c}$ находятся в пределах 0.2–0.8 и слабо меняются при изменении концентрации и температуры. Указанная ширина соответствует энергетическому уширению резонанса 1–3 мэВ. Интересно сравнить его с транспортным уширением уровня Ландау, пользуясь хорошо известным выражением для него в случае короткодействующего потенциала [13]:

$$\Gamma^2 = (2/\pi)\hbar\omega_{\rm c}(\hbar/\tau_{\rm tr}), \tag{2}$$

где $\tau_{\rm tr} = (m_{\rm n}/e)\mu_{\rm n}$, $\omega_{\rm c}$ – циклотронная частота, $\mu_{\rm n}$ – электронная подвижность. Подставляя величину подвижности, равную в нашем случае $\mu_{\rm n} = 2 \cdot 10^5\,$см^2/Вс, получим согласно (2) $\Gamma \approx 0.8{-}1.2\,$мэВ, соответствующую экспериментальным значениям. Отметим, что в изучаемых образцах с малой электронной концентрацией радиационное уширение [11, 12] роли не играет. Таким образом, измеренная в настоящем эксперименте ФП хорошо описывается как ЦР ФП, обусловленная переходами между уровнями Ландау, уширение которых вызвано влиянием короткодействующего рассеивающего потенциала. Скорее всего, подобный факт является

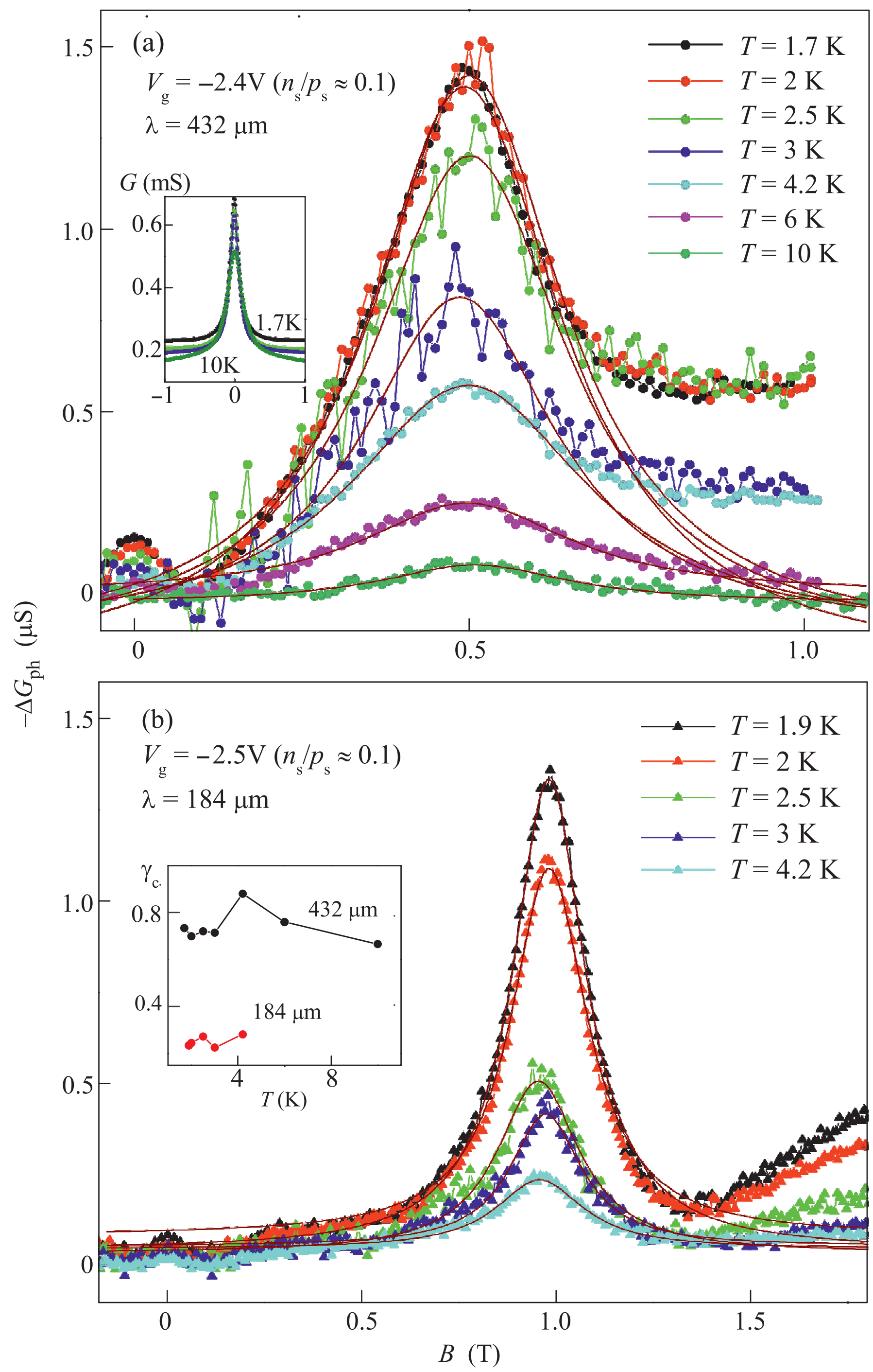

Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) и (b) – Температурные эволюции зависимостей $\Delta G_{\text{ph}}(B)$ для 432 и 184 мкм при $V_{\text{g}} = -2.4$ В и $V_{\text{g}} = -2.5$ В, соответственно ($n_{\text{s}}/p_{\text{s}} \approx 0.1$). Вставки: магнитополевая зависимость проводимости и температурная зависимость нормированной на значение B_{c} ширины γ_{c} пиков резонансной ФП, определенная из подгонки кривых лоренцианами

следствием эффективной экранировки примесного рассеивающего потенциала электронов дырками [2], чей боровский радиус равен приблизительно 5 нм.

Проанализируем теперь поведение амплитуды ФП в зависимости от концентрации. Как видно из рис. 3, при изменении концентрации электронов от 2×10^{10} до 10^{9} см$^{-2}$ сигнал ФП не исчезает, а ведет себя по-разному для разных длин волн. Для $\lambda = 118$ мкм амплитуда ФП монотонно уменьшается при уменьшении электронной концентрации. При длине волны падающего излучения $\lambda = 432$ мкм амплитуда ФП вначале растет при уменьшении электронной концентрации до $n_\mathrm{s}/p_\mathrm{s} \approx 0.01$, однако затем начинается ее уменьшение до первоначальных значений (таким образом, что амплитуда ФП примерно одинакова для $n_\mathrm{s}/p_\mathrm{s} \approx 0.1$ и 0.001). Это означает, что его формирование нельзя объяснить простым механизмом, даваемым формулой (1), поскольку коэффициент поглощения излучения должен быть пропорционален концентрации электронов, населяющих основной уровень Ландау. Необходимо значительное усиление эффективного электрического поля падающего терагерцового излучения, действующего на электрон. К такому результату могут приводить эффекты ближнего поля, возникающие из-за дифракции на краях образца [14]. Кроме этого, недавно в [15] была развита теория, в которой, в частности, показано, что резкое усиление действующего на электрон электрического поля излучения может происходить из-за его взаимодействия с другими электронами. Дальнейшее исследование описанного явления представляет несомненный интерес.

Работа поддержана Российским научным фондом (грант # 16-12-10041), С.Д. Ганичев благодарит DFG (SFB 1277-A04) и Volkswagen Stiftung за поддержку.

1. З. Д. Квон, Е. Б. Ольшанецкий, Д. А. Козлов, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, Письма в ЖЭТФ **87**, 588 (2008).
2. Е. Б. Ольшанецкий, З. Д. Квон, М. В. Энтин, Л. И. Магарилл, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, Письма в ЖЭТФ **89**, 338 (2009).
3. 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).
4. S. Das Sarma, M. P. Lilly, E. H. Hwang, L. N. Pfeiffer, K. W. West, and J. L. Reno, Phys. Rev. Lett. **94**, 136401 (2005).
5. З. Д. Квон, Е. Б. Ольшанецкий, Д. А. Козлов, Е. Г. Новик, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, ФНТ **37**, 258 (2011).
6. Z. D. Kvon, S. N. Danilov, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretsky, and S. D. Ganichev, Physica E **40**, 1885 (2008).
7. 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).
8. Д. А. Козлов, З. Д. Квон, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, J. C. Portal, Письма в ЖЭТФ **93**, 186 (2011).
9. O. E. Raichev, Phys. Rev. B **85**, 45310 (2012).
10. G. Abstreiter, J. P. Kotthaus, J. F. Koch, and G. Dorda, Phys. Rev. B **14**, 2480 (1976).
11. Qi Zhang, T. Arikawa, E. Kato, J. L. Reno, W. Pan, J. D. Watson, M. J. Manfra, M. A. Zudov, M. Tokman, M. Erukhimova, A. Belyanin, and J. Kono, Phys. Rev. Lett. **113**, 047601 (2014).
12. T. Herrmann, I. A. Dmitriev, D. A. Kozlov, M. Schneider, B. Jentzsch, Z. D. Kvon, P. Olbrich, V. V. Bel'kov, A. Bayer, D. Schuh, D. Bougeard, T. Kuczmik, M. Oltscher, D. Weiss, and S. D. Ganichev, Phys. Rev. B **94**, 81301 (2016).
13. Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн, *Электронные свойства двумерных систем*, Мир, М. (1985), 199 с.
14. P. Olbrich, J. Karch, E. L. Ivchenko, J. Kamann, B. Marz, M. Fehrenbacher, D. Weiss, and S. D. Ganichev, Phys. Rev. B **83**, 165320 (2011).
15. A. D. Chepelianskii and D. L. Shepelyansky, Phys. Rev. B **97**, 125415 (2018).