Письма в ЖЭТФ, том 97, вып. 1, с. 45 – 48

Индуцированные терагерцовым излучением осцилляции магнитосопротивления двумерного электронного газа с высокой концентрацией и подвижностью

З. Д. Квон[+], Д. А. Козлов[+1)], С. Н. Данилов[×], С. Цот[×2)], П. Вирлинг[×2)], С. Стэчел[×2)], В. В. Бельков[×∘], А. К. Бакаров[+], Д. В. Дмитриев[+], А. И. Торопов[+], С. Д. Ганичев[×]*

[+]*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*

[∘]*Физико-технический институт им. Иоффе РАН, 194021 С.-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 15 ноября 2012 г.
После переработки 28 ноября 2012 г.

Изучен терагерцовый отклик двумерного электронного газа с высокой концентрацией и подвижностью в GaAs квантовых ямах шириной 13 нм на частотах 0.7 и 1.63 ТГц. Обнаружены индуцированные терагерцовым излучением осцилляции магнитосопротивления, положение максимумов которых совпадает с положением гармоник циклотронного резонанса (ЦР). Показано, что при воздействии излучения с частотой 0.7 ТГц наблюдается большое число гармоник (вплоть до девятой). В этом случае эффект является аналогом осцилляций, индуцированных микроволновым излучением. При более высокой частоте амплитуда осцилляций резко уменьшается с возрастанием номера гармоник. Это свидетельствует о переходе к режиму ординарных гармоник ЦР.

DOI: 10.7868/S0370274X13010098

Одним из замечательных явлений, открытых в двумерных электронных системах в последнее десятилетие, являются индуцированные микроволновым излучением осцилляции магнитосопротивления (MIRO – *microwave induced resistance oscillations*) [1], которые при определенных условиях демонстрируют состояния с нулевым сопротивлением [2, 3]. До последнего времени подавляющее число работ в этом направлении было посвящено экспериментам в микроволновом диапазоне (1–250 ГГц) [4], хотя вопрос об их существовании в терагерцовом диапазоне представляет несомненный интерес. Однако пока исследования в указанном диапазоне частот ограничиваются только одной работой [5], в которой изучалось магнитосопротивление (МС) высокоподвижного двумерного электронного газа (ДЭГ) в гетероструктуре с латеральной решеткой. Это позволило изучить FIRO (*far-infrared induced resistance oscillations*), аналог MIRO, в условиях генерации магнитоплазмонов ТГц-излучением. В то же время FIRO в гетероструктурах без латеральной решетки до сих пор не наблюдались. Отметим, что подобные исследования осложнены резким уменьшением амплитуды осцилляций с ростом частоты излучения [6–8]. Таким образом, исследование терагерцового отклика ДЭГ, в особенности при частотах, близких к 1 ТГц, остается актуальным и в настоящее время. В данной работе представлены результаты изучения терагерцового отклика ДЭГ при воздействии излучения частотой 0.7 и 1.63 ТГц. Наиболее интересным результатом является впервые осуществленное наблюдение осцилляций МС высокоподвижного ДЭГ, индуцированных терагерцовым излучением.

В работе измерялся терагерцовый отклик (фотосопротивление и фотоЭДС) описанных структур на длинах волн 432 и 184 мкм в магнитных полях до 7 Тл. В качестве источника терагерцового излучения был использован молекулярный лазер с оптической накачкой CO_2 лазером [9, 10]. Для генерации излучения с частотой 0.7 ТГц (длина волны $\lambda = 432$ мкм) в качестве активной среды использовалась муравьиная кислота, а 1.63 ТГц ($\lambda = 184$ мкм) – дифторметан. Мощность терагерцового излучения составляла порядка 80 мВт при работе с линией 184 мкм и 5 мВт – с линией 432 мкм. Фотосо-

[1)] e-mail: dimko@isp.nsc.ru
[2)] C. Zoth, P. Vierling, S. Stachel.

противление (ФС) измерялось с помощью стандартной модуляционной методики на частоте модуляции 200–270 Гц при пропускании через образец постоянного тока $I = (10-40)$ мкА. При измерении фотоЭДС источник тока отсоединялся.

Экспериментальные образцы представляли собой холловские мостики шириной 50 мкм с расстоянием между потенциометрическими контактами 350 мкм, изготовленные на основе гетероструктур с GaAs квантовой ямой шириной 13 нм с высокими концентрацией ДЭГ ($N_s = (0.8-1.0) \cdot 10^{12}$ см$^{-2}$), и подвижностью ($\mu = (1.5-2) \cdot 10^6$ см^2/В·с). В качестве барьеров, ограничивающих яму, использовалась сверхрешетка AlAs/GaAs, которая позволяет получить в яме ДЭГ с высокой подвижностью при больших электронных концентрациях [11]. На поверхность одного из образцов (#1) был нанесен полупрозрачный металлический затвор. На рис. 1a показана зависимость от магнитного поля диссипативной компоненты тензора сопротивления $\rho_{xx}(B)$ для образца #1 в диапазоне магнитных полей от 0 до 2.5 Тл. Как хорошо видно, поведение $\rho_{xx}(B)$ является обычным для ДЭГ в GaAs квантовых ямах: в магнитных полях до 1 Тл наблюдается слабая зависимость от магнитного поля, а при $B > 1$ Тл появляются осцилляции Шубникова–де Гааза (ШдГ) с экспоненциально возрастающей с ростом B амплитудой. Зависимость положения минимумов ρ_{xx} от обратного магнитного поля ложится на прямую (рис. 1c). Период этих осцилляций соответствует концентрации $N_s = 9.3 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$.

Начнем с описания и анализа результатов, полученных на длине волны 432 мкм. На рис. 1b показана зависимость от магнитного поля фотосопротивления $\Delta R_{\text{ph}}(B)$ при $T = 4.2$ K. Прежде всего обращает на себя внимание резкий резонансный пик в области полей ≈ 1.85 Т, искаженный вкладом шубниковских осцилляций, уже сильно развитых в магнитных полях $B > 1$ Тл. Положение максимума огибающей этого резонанса соответствует ЦР носителей с эффективной массой, равной $0.075 m_0$. Для того чтобы подавить влияние осцилляций ШдГ и определить точное положение ЦР, температура была увеличена до 10 K (см. рис. 1d). Видно, что пик ЦР лежит при $B_{\text{CR}} \approx 1.9$ Тл в хорошем соответствии со сказанным ранее. Отметим, что величина циклотронной эффективной массы превышает объемную величину $0.067 m_0$. Это обусловлено непараболичностью спектра, уже заметной при больших $N_s \approx 10^{12}$ см$^{-2}$ [12]. В этих условиях число заполненных уровней Ландау n (указано на рис. 1a стрелками) при $B < 1.9$ Тл будет составлять $n > 10$, т.е. условие заполнения

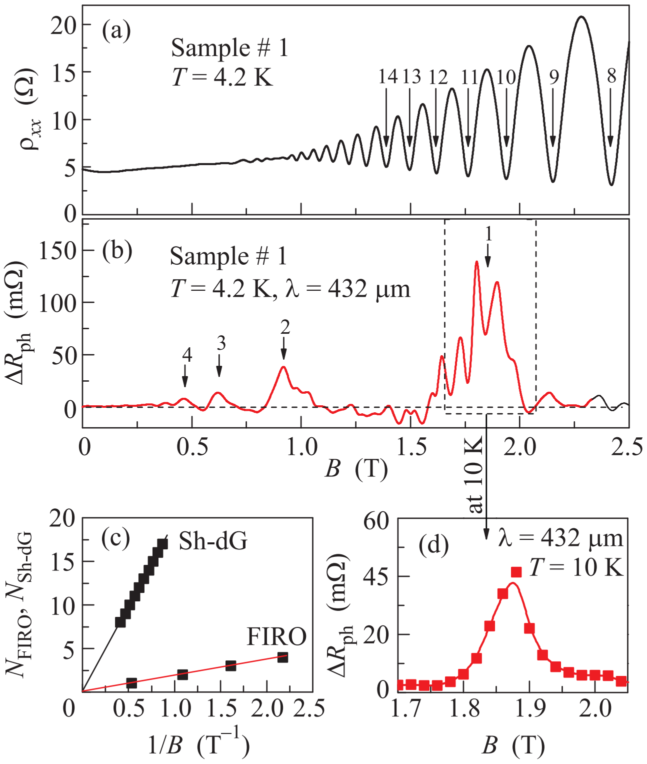

Рис. 1. (a) – Зависимость компоненты тензора сопротивления от магнитного поля $\rho_{xx}(B)$ при $T = 4.2$ K для образца #1 ($N_s = 9.3 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$, $\mu = 1.45 \times \times 10^6$ см^2/В·с). Цифрами указаны номера минимумов осцилляций Шубникова –де Гааза, совпадающие с числом заполненных уровней Ландау. (b) – Зависимость фотосопротивления $\Delta R_{\text{ph}}(B)$ для того же образца при той же температуре при воздействии излучения с $\lambda =$ 432 мкм (0.7 ТГц). Цифрами обозначены номера гармоник ЦР. (c) – Зависимость положения номера минимумов осцилляций Шубникова–де Гааза ($N_{\text{Sh-dG}}$) и положения максимумов осцилляций фотосопротивления (N_{FIRO}) от обратного магнитного поля. (d) – То же, что и на панели (b), но в области ЦР при $T = 10$ K

большого числа уровней Ландау соблюдается достаточно строго. Наряду с основным пиком с амплитудой около 150 мОм обнаружена серия пиков несколько меньшей величины в области низких магнитных полей. Подчеркнем, что в этих полях осцилляций ШдГ не наблюдается. Отметим также, что период этих осцилляций ФС по обратному магнитному полю намного больше периода шубниковских осцилляций (см. рис. 1c). Анализ приведенных на рис. 1b данных показывает, что положение обнаруженных пиков ФС совпадает с гармониками ЦР. Положения последних, начиная с первой при $B_{\text{CR}} = 1.9$ Тл, отмечены на рис. 1b вертикальными стрелками. Однако, несмотря на совпадение положений, наблюдаемые осцилляции

ФС не могут быть объяснены ординарными гармониками резонансного поглощения. Действительно, в последнем случае амплитуды гармоник экспоненциально уменьшаются и уже амплитуда второй гармоники должна быть на два-три порядка меньше основной [4]. В то же время в эксперименте обнаружено, что амплитуда осцилляции, соответствующей второй гармонике, меньше величины первой всего лишь в три раза. Более того, при $T = 1.9$ К наблюдаются пики ФС вплоть до полей, соответствующих девятой гармонике. Описанное поведение подобно поведению осцилляций, индуцированных микроволновым излучением. Относительно небольшая амплитуда наблюдаемых нами осцилляций (доли процента от полного сопротивления образца) вполне объяснима. Во-первых, сам эффект MIRO падает с ростом частоты уже при $f > 100$ ГГц [4]. Во-вторых, мощность терагерцового излучения, поглощаемого образцом, значительно (на один-два порядка) меньше мощностей, поглощаемых ДЭГ в микроволновом диапазоне. Таким образом, приведенные результаты позволяют говорить о первом наблюдении подобных MIRO осцилляций магнитофотосопротивления ДЭГ (FIRO), уже индуцированных терагерцовым излучением.

Рисунок 2 демонстрирует изменения FIRO с температурой. Хорошо видно, что при повышении тем-

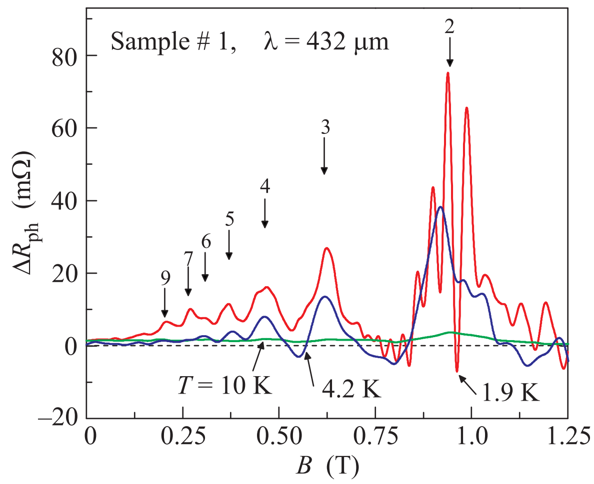

Рис. 2. Зависимости $\Delta R_{\mathrm{ph}}(B)$ для образца #1 при облучении излучением с длиной волны $\lambda = 432$ мкм при температурах 1.9, 4.2 и 10 К. Стрелками обозначены значения B, соответствующие гармоникам ЦР

пературы до 10 К осцилляции практически исчезают, а при понижении до 1.9 К их амплитуда возрастает в 1.5–2 раза и, более того, появляются новые осцилляции с номерами 5, 6, 7 и 9. Также отметим, что амплитуда осцилляции, соответствующей второй гармонике, составляет при 1.9 К уже около 2% от полного сопротивления образца.

На рис. 3, показаны FIRO для двух образцов с разной подвижностью. Он демонстрирует парадок-

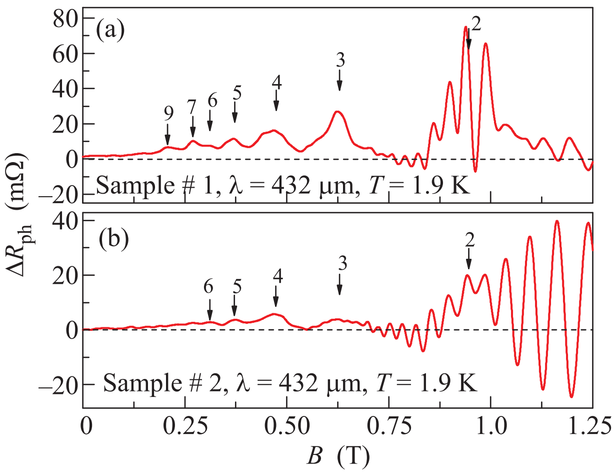

Рис. 3. Зависимости $\Delta R_{\mathrm{ph}}(B)$ для двух образцов: (a) – #1 ($N_s = 9.3 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$, $\mu = 1.45 \cdot 10^6$ см^2/В·с), (b) – #2 ($N_s = 9.3 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$, $\mu = 1.9 \cdot 10^6$ см^2/В·с), при $T = 1.9$ К

сальный результат: образец с более высокой подвижностью (#2) имеет FIRO с амплитудой, значительно меньшей, чем у образца с меньшей подвижностью (#1). Кроме того, квантовое время оказалось одинаковым для обоих образцов. Отметим, что образцы #1 и 2 были изготовлены из одной и той же гетероструктуры. При этом образец #1 имел металлический затвор, нанесенный на поверхность гетероперехода, и выдерживался перед охлаждением до 4.2 К при напряжении на затворе $V_g = -1$ В при температуре около 200 К в течение нескольких дней. И металлический затвор, экранирующий дальнодействующую составляющую случайного потенциала, и затворное напряжение, перезаряжающее примеси в барьерах, могут существенным образом изменить характер случайного потенциала и тем самым повлиять на поведение FIRO. При этом, как показывают результаты, приведенные на рис. 3, величина подвижности и даже квантовое время не являются достаточными характеристиками случайного потенциала, определяющими это поведение. Как известно, аналогичная ситуация наблюдается и с MIRO, когда, к примеру, состояния с нулевым сопротивлением наблюдаются и в образцах, характеризующихся относительно низкой подвижностью и не самыми высокими значениями квантового времени [13].

Измерения на более высокой частоте, 1.63 ТГц, показали, что хотя пики ФС при $B_{\mathrm{CR}}/2$ и $B_{\mathrm{CR}}/3$

по-прежнему наблюдаются, их амплитуда на 2–3 порядка меньше амплитуды основного пика при $B_{\rm CR}$. Резкое уменьшение амплитуды пиков фотоотклика при $B_{\rm CR}/2$ и $B_{\rm CR}/3$ по отношению к сигналу при $B_{\rm CR}$ наблюдалось и при измерении фотоЭДС. Этот сигнал, обусловленный фотогальваническим эффектом [14, 15], в наших измерениях надежно регистрировался только на частоте 1.63 ТГц. Величина пика фотоЭДС при $B_{\rm CR}/2$ более чем в 20 раз отличалась от амплитуды основной гармоники. Наблюдаемое на частоте 1.63 ТГц гораздо более сильное по сравнению с 0.7 ТГц уменьшение величин пиков фотоответа при $B_{\rm CR}/2$ по отношению к основному пику свидетельствует о том, что в области частот ≈ 1 ТГц начинается переход от режима FIRO к режиму ординарных гармоник ЦР.

В заключение следует отметить, что наблюдение FIRO, родственных MIRO, дает возможность расширить рамки эксперимента по исследованию ДЭГ с большим числом уровней Ландау, подвергнутого воздействию микроволнового и терагерцового излучения. В частности, можно получить более ясный и прямой ответ на три принципиальных вопроса, связанных с их физикой: о влиянии на них поляризации излучения и характера случайного потенциала и о контактной природе осцилляций [4, 16, 17]. Особенно интересны поляризационные эксперименты, так как их постановка в терагерцовом диапазоне значительно проще методически. Не менее важно, что благодаря значительно более высокой частоте излучения эффекты, связанные с влиянием контактов как на поляризацию излучения, так и на наблюдение самого эффекта [17], должны быть существенно меньше.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант # 11-02-00982), РАН (Пр. 20.3) и DFG (SFB 689).

1. M. A. Zudov, R. R. Du, J. A. Simmons et al., Phys. Rev. B **64**, 201311(R) (2001).
2. R. G. Mani, J. H. Smet, K. von Klitzing et al., Nature **420**, 646 (2002).
3. M. A. Zudov, R. R. Du, L. N. Pfeiffer et al., Phys. Rev. Lett. **90**, 046807 (2003).
4. I. A. Dmitriev, A. D. Mirlin, D. G. Polyakov, and M. A. Zudov, arXiv: cond-mat 1111.2176.
5. A. Wirthmann, B. D. McCombe, D. Heitmann et al., Phys. Rev. B **76**, 195315 (2007).
6. L. Yang, M. A. Zudov, T. A. Knuuttila et al., Phys. Rev. Lett. **91**, 096803 (2003).
7. R. G. Mani, Appl. Phys. Lett. **85**, 4962 (2004).
8. S. A. Studenikin, M. Byszewski, D. K. Maude et al., Physica E **34**, 73 (2006).
9. S. D. Ganichev and W. Prettl, *Intense Terahertz Excitation of Semiconductors*, Oxford Univ. Press, 2006.
10. Z. D. Kvon, S. N. Danilov, N. N. Mikhailov et al., Physica E **40**, 1885 (2008).
11. K.-J. Friedland, R. Hey, H. Kostial et al., Phys. Rev. Lett. **77**, 4616 (1996).
12. M. A. Hopkins, R. J. Nicholas, M. A. Brummell et al., Phys. Rev. B **36**, 4789 (1987).
13. А. А. Быков, А. К. Бакаров, Д. Р. Исламов, Письма в ЖЭТФ **84**, 466 (2006).
14. S. D. Ganichev, E. L. Ivchenko, and W. Prettl, Physica E **14**, 166 (2002).
15. V. V. Bel'kov and S. D. Ganichev, Semicond. Sci. Technol. **23**, 114003 (2008).
16. J. H. Smet, B. Gorshunov, C. Jiang et al., Phys. Rev. Lett. **95**, 116804 (2005).
17. И. В. Андреев, В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин и др., Письма в ЖЭТФ **88**, 707 (2008).