

# Микроволновое фотосопротивление в двумерной электронной системе с анизотропной подвижностью

А. А. Быков<sup>1)</sup>, Д. Р. Исламов, А. В. Горан, А. К. Бакаров

Институт физики полупроводников Сибирского отд. РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 8 ноября 2007 г.

Методом ван дер Пау исследовано влияние микроволнового излучения миллиметрового диапазона на магнетотранспорт в одиночных GaAs квантовых ямах с анизотропной электронной подвижностью, имеющей максимальное значение в направлении  $[1\bar{1}0]$ , а минимальное – в направлении  $[110]$ . Показано, что в образцах квадратной формы со сторонами, ориентированными вдоль направлений  $[1\bar{1}0]$  и  $[110]$ , под действием микроволнового поля возникают гигантские осцилляции магнетосопротивления при протекании измерительного тока  $I_{ac}$  как вдоль направления  $[1\bar{1}0]$ , так и вдоль направления  $[110]$ . Установлено, что в изучаемой анизотропной двумерной системе относительная величина магнетопольных осцилляций микроволнового фотосопротивления слабо зависит от ориентации  $I_{ac}$ . Обнаружено, что при температуре 4.2 К и частоте микроволнового излучения 130 ГГц области магнитных полей с близким к нулю сопротивлением проявляются лишь при протекании  $I_{ac}$  вдоль направления  $[110]$ . Полученные экспериментальные результаты качественно объясняются квазиодномерной потенциальной модуляцией двумерного электронного газа в исследуемых образцах в направлении  $[110]$ .

PACS: 73.23.–b, 73.40.Gk

Индукцированные микроволновым излучением осцилляции магнетосопротивления (МС) и состояния с нулевым сопротивлением, открытые в двумерных (2D) электронных системах на основе высокоподвижных полупроводниковых гетероструктур [1, 2], являются в настоящее время предметом всестороннего экспериментального изучения [3–5]. Однако, несмотря на более чем пятилетнюю историю этих исследований, до сих пор остается открытым вопрос о влиянии анизотропии электронного транспорта на величину микроволнового фотосопротивления и проявление магнетопольных состояний с нулевым и отрицательным сопротивлением в полупроводниковых структурах с модулированным легированием. Ответ на этот вопрос имеет принципиальное значение, так как практически во всех полупроводниковых гетероструктурах с высокой электронной подвижностью транспорт носителей заряда является анизотропным [6, 7].

Анизотропия электронного транспорта в полупроводниковых структурах с модулированным легированием в значительной степени обусловлена рассеянием на неровностях гетерограниц [8]. Основными причинами несовершенства гетерограниц являются шероховатость исходных поверхностей полупроводниковых подложек [9] и самоорганизация непланарных поверхностей в процессе синтеза полупроводни-

ковых слоев [10]. Эти факторы приводят к тому, что случайные отклонения гетерограниц от идеальной плоскости, в той или иной степени, присутствуют в любой полупроводниковой структуре, выращенной методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Непланарность гетерограниц приводит к возникновению в 2D электронной системе как дальнедействующего [11, 12], так и короткодействующего рассеивающих потенциалов [12, 13]. Эти рассеивающие потенциалы в общем случае не являются пространственно однородными и приводят не только к анизотропии подвижности, но и к соизмеримым осцилляциям сопротивления [11] и отрицательному МС [12, 13].

В настоящей работе мы экспериментально изучили влияние анизотропии электронного транспорта в GaAs квантовых ямах с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами на характер осцилляций МС, индуцированных микроволновым излучением в таких гетероструктурах. Сопротивление 2D электронного газа при облучении его электромагнитным полем частотой  $\omega$  может быть выражено как  $R^\omega = R^0 + \Delta R^\omega$ , где  $R^0$  – темновое сопротивление, то есть сопротивление в отсутствие облучения,  $\Delta R^\omega$  – добавка к сопротивлению, обусловленная облучением образца. Магнетопольные осцилляции  $R^\omega$  возникают в 2D электронном газе под действием микроволнового излучения вследствие того, что  $\Delta R^\omega$  является осциллирующей знакопеременной функцией отношения  $j = \omega/\omega_c$  [14], где  $\omega_c$  – циклотронная частота в магнитном поле  $B$ .

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

Нами обнаружен ряд принципиальных особенностей в поведении магнетопольных осцилляций  $R^\omega$  при протекании измерительного тока в образце квадратной формы вдоль направлений  $[110]$  и  $[1\bar{1}0]$ , подвижности вдоль которых имеют соответственно минимальную и максимальную величины. В частности, мы экспериментально показали, что относительная величина гигантских магнетопольных осцилляций сопротивления  $R^\omega/R^0$ , возникающих в исследуемых образцах под действием микроволнового излучения, практически не зависит от ориентации измерительного тока  $I_{ac}$ . Кроме того, мы установили, что задуление в основном минимуме осцилляций МС, расположенном вблизи циклотронного резонанса, проявляется ярче в ситуации, когда измерительный ток течет вдоль направления с меньшей подвижностью.

Исследуемые в работе гетероструктуры с модулированным легированием представляли собой одиночные GaAs квантовые ямы с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами. Ширина GaAs квантовой ямы составляла 13 нм. Структуры выращивались методом МЛЭ на GaAs подложках, отклонение у которых от плоскости (100) не превышало  $0.02^\circ$ . Измерения проводились методом ван дер Пау при температуре 4.2 К в магнитных полях до 0.5 Тл на образцах квадратной формы размером  $4 \times 4$  мм с четырьмя омическими контактами, расположенными в углах квадрата. Стороны квадрата были ориентированы вдоль направлений  $[110]$  и  $[1\bar{1}0]$ . Концентрация 2D электронов в наших образцах составляла  $n_e = 7.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Она вычислялась из холловского напряжения, измеряемого с омических контактов, расположенных на одной из диагоналей квадрата при протекании измерительного тока  $I_{ac}$  между омическими контактами, лежащими на другой диагонали образца.

Удельные сопротивления 2D электронного газа  $\rho_{xx}$  и  $\rho_{yy}$  вычислялись по методике, описанной в работе [15], из результатов измерения напряжений с контактов, расположенных на одной из сторон квадрата при протекании тока между контактами, находящимися на противоположной стороне образца в соответствии со схемами, изображенными на вставках к рис.1. Подвижности  $\mu_x$  и  $\mu_y$ , соответствующие направлениям  $[110]$  и  $[1\bar{1}0]$ , вычислялись из величин  $\rho_{xx}$  и  $\rho_{yy}$  в нулевом магнитном поле и величины  $n_e$ , определенной из холловского сопротивления. При  $T = 4.2$  К они составляли:  $\mu_x = 1.0 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{Вс}$ ,  $\mu_y = 1.7 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{Вс}$ . Микроволновое излучение подавалось на образец по круглому волноводу с внутренним диаметром 6 мм. Максимальная выходная мощность микроволнового излучения используемых генераторов составляла  $P_{out} = (4-10) \text{ мВт}$ . Влияние

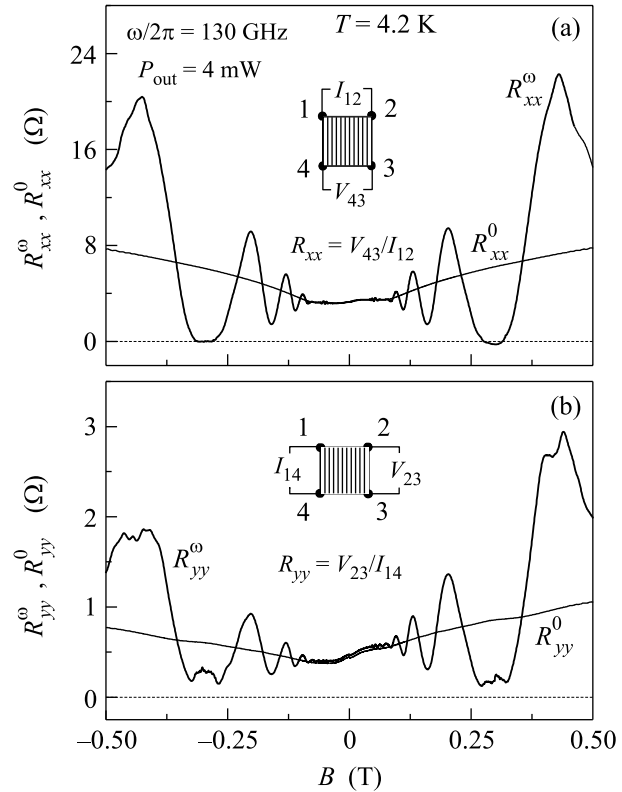


Рис.1. (а) Зависимости  $R_{xx}^\omega(B)$  и  $R_{xx}^0(B)$  2D электронного газа в GaAs квантовых ямах с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами, измеренные на квадратном образце методом ван дер Пау во внешнем магнитном поле при  $T = 4.2$  К в отсутствие (тонкая линия) и присутствии (толстая линия) микроволнового излучения частотой 130 ГГц. (б) Зависимости  $R_{yy}^\omega(B)$  и  $R_{yy}^0(B)$ , измеренные при тех же условиях. На вставках изображены измерительные схемы

микроволнового поля на МС 2D электронного газа исследовалось в режиме непрерывной генерации. Сопротивление измерялось на переменном токе  $I_{ac}$  частотой (0.3–1) кГц с амплитудой  $(1-10) \cdot 10^{-6}$  А.

На рис.1 представлены зависимости  $R_{xx}^\omega(B)$  и  $R_{yy}^\omega(B)$  в отсутствие микроволнового поля и зависимости  $R_{xx}^0(B)$  и  $R_{yy}^0(B)$  при облучении частотой 130 ГГц. Хорошо видно, что при  $T = 4.2$  К микроволновое поле приводит к возникновению гигантских осцилляций МС при пропускании  $I_{ac}$  как через контакты 1–2, так и через контакты 1–4, то есть при протекании  $I_{ac}$  в двух взаимно перпендикулярных направлениях. В исследуемых образцах величины  $R_{xx}^\omega$  и  $R_{yy}^\omega$  в нулевом магнитном поле отличаются почти на порядок. Такое поведение связано с анизотропией подвижности, величины которой в направлениях  $[1\bar{1}0]$  и  $[110]$  отличаются в 1.7 раза. Большие значения отношения  $R_{xx}^\omega/R_{yy}^\omega$  по сравнению с отношением

$\mu_x/\mu_y$  обусловлено различием в картине распределения токов по площади образца при его пропускании через контакты 1–2 и через контакты 1–4 [15]. Кроме того, в зависимостях  $R_{xx}^0(B)$  и  $R_{yy}^0(B)$  отсутствует симметрия по знаку  $B$ , что также обусловлено анизотропией электронного транспорта в образце, а не нарушением соотношений Онсагера. Следует отметить, что зануление сопротивления в основном минимуме магнетопольных осцилляций проявляется лишь при протекании  $I_{ac}$  в направлении с меньшей электронной подвижностью.

Рис.2 демонстрирует влияние микроволнового излучения на MC 2D электронного газа в GaAs кванто-

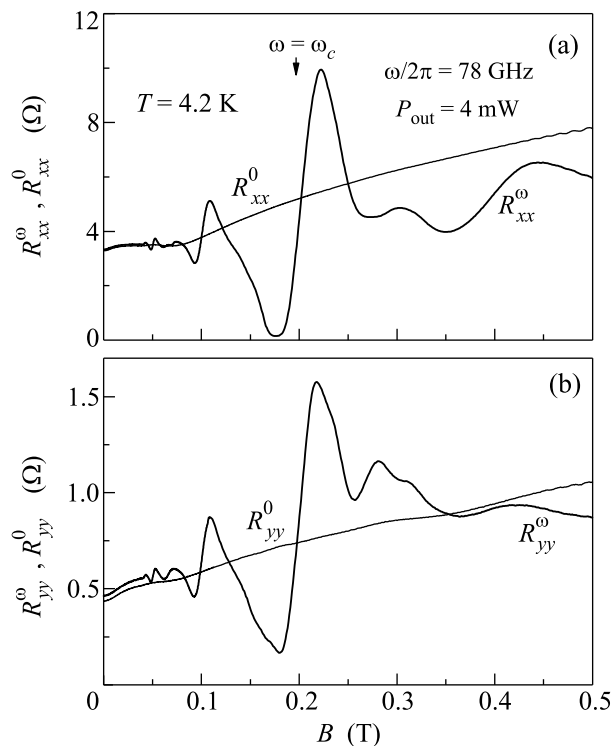


Рис.2. (а) Зависимости  $R_{xx}^0(B)$  и  $R_{xx}^\omega(B)$  2D электронного газа в GaAs квантовых ямах с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами, измеренные на квадратном образце методом ван дер Пау в отсутствии (тонкая линия) и присутствии (толстая линия) микроволнового излучения частотой 78 ГГц. Стрелкой обозначено положение циклотронного резонанса  $\omega = \omega_c$ . (б) Зависимости  $R_{yy}^0(B)$  и  $R_{yy}^\omega(B)$ , измеренные при тех же условиях

вой яме с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами при температуре жидкого гелия для частоты 78 ГГц. Приведенные экспериментальные зависимости показывают, что точка пересечения кривых  $R^\omega(B)$  и  $R^0(B)$ , соответствующая положению циклотронного резонанса, при изменении частоты смещается по магнитному полю. При этом видно, что сопротивле-

ние  $R^\omega$  в основном минимуме, расположенном вблизи этой точки, для частоты микроволнового излучения 78 ГГц, так же как и для частоты 130 ГГц, принимает значение, близкое к нулю лишь при протекании  $I_{ac}$  в направлении с меньшей подвижностью.

На рис.3 представлены зависимости относительного микроволнового фотосопrotивления

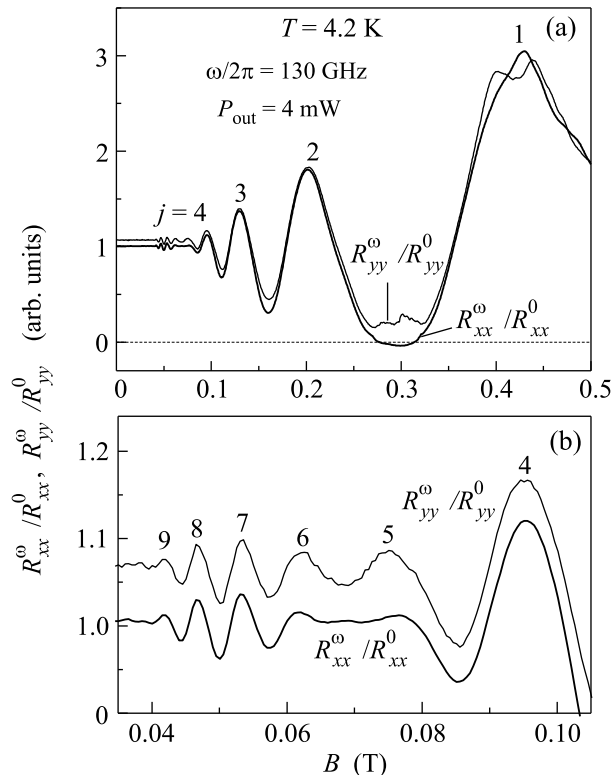


Рис.3. Магнетопольные зависимости относительного сопротивления  $R_{xx}^\omega(B)/R_{xx}^0(B)$  (толстая линия) и  $R_{yy}^\omega(B)/R_{yy}^0(B)$  (тонкая линия) 2D электронного газа в GaAs квантовых ямах с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами. (б) Те же зависимости в интервале магнитных полей от 0.04 до 0.1 Тл. Цифрами указаны номера максимумов, начиная с основного

$R_{xx}^\omega(B)/R_{xx}^0(B)$  и  $R_{yy}^\omega(B)/R_{yy}^0(B)$  для частоты излучения 130 ГГц. Рисунок показывает, что относительная амплитуда осцилляций MC, индуцированных микроволновым полем в образце квадратной формы, практически не зависит от ориентации тока  $I_{ac}$ . Анализ положения первых четырех максимумов этих осцилляций показал, что они периодичны по  $1/B$ , однако положения максимумов под номерами 5–9 отклоняются от линейной зависимости в обратном магнитном поле. Качественно похожее поведение наблюдалось ранее в GaAs/AlGaAs гетероструктурах с меньшей концентрацией и большей подвижностью [16] и было объяснено спиновым

расщеплением [17]. Подобное поведение наблюдалось также и в GaAs/AlAs гетероструктурах с электронной подвижностью, меньшей, чем в исследуемых образцах [18]. Из зависимостей в магнитном поле менее 0.1 Тл хорошо видно, что существует различие в поведении МС в области сбоя осцилляций между номерами максимумов 6 и 7.

Особенностью исследуемых полупроводниковых структур является то, что при низких температурах в них существенно отличаются величины  $\tau_{tr}$  и  $\tau_q$  [19, 20], где  $\tau_{tr}$  – транспортное время релаксации, а  $\tau_q$  – квантовое время релаксации. Первое из этих двух времен определяет подвижность электронов при  $B = 0$ , а второе – полуширину уровней Ландау. Дальнедействующий рассеивающий потенциал слабо влияет на размытие уровней Ландау, однако может существенно влиять на величину электронной подвижности в нулевом магнитном поле. Отсутствие зависимости относительной амплитуды осцилляций МС, индуцированных микроволновым излучением, от ориентации  $I_{ac}$ , то есть фактически от подвижности, указывает на то, что основным фактором, определяющим амплитуду осцилляций микроволнового фотосопротивления в исследуемых образцах, является  $\tau_q$ , а не  $\tau_{tr}$ . Такой вывод согласуется с результатами работ [18] и [21].

Обнаруженное нами в изучаемых полупроводниковых структурах различие в поведении микроволнового фотосопротивления в области сбоя осцилляций между номерами максимумов 6 и 7 при протекании  $I_{ac}$  в двух взаимно перпендикулярных направлениях не может быть объяснено спиновым расщеплением электронных состояний [17]. Такое поведение осцилляций микроволнового фотосопротивления указывает на роль анизотропного дальнедействующего рассеивающего потенциала в возникновении биений. Наблюдаемое различие в величинах  $\mu_x$  и  $\mu_y$  позволяет считать, что дальнедействующий рассеивающий потенциал в исследуемых образцах носит анизотропный квазиодномерный характер. Различие в проявлении биений осцилляций в области больших  $j = \omega/\omega_c$  при протекании  $I_{ac}$  в направлении  $[1\bar{1}0]$  и направлении  $[110]$  может быть качественно объяснено периодичностью такого квазиодномерного рассеивающего потенциала [22–24].

Таким образом, мы экспериментально изучили методом ван дер Пау влияние микроволнового излучения на магнетотранспорт в анизотропной 2D электронной системе и показали, что в исследуемых образцах квадратной формы относительная величина микроволнового фотосопротивления слабо зависит от ориентации измерительного тока. Мы установили,

что магнетополовые состояния с близким к нулю сопротивлением проявляются в GaAs квантовых ямах с анизотропной подвижностью при температуре 4.2 К и частоте микроволнового излучения 130 ГГц лишь при протекании измерительного тока вдоль направления с меньшей подвижностью. Нами обнаружено, что существует различие в поведении осцилляций микроволнового фотосопротивления в области их сбоя при протекании измерительного тока вдоль направлений  $[1\bar{1}0]$  и  $[110]$ . Полученные в работе экспериментальные результаты могут быть качественно объяснены периодической квазиодномерной потенциальной модуляцией 2D электронного газа в изучаемых полупроводниковых гетероструктурах.

Авторы благодарят Л. И. Магарилла, Д. Л. Шепелянского и С. А. Студеникина за полезные дискуссии, а также Д. В. Номоконова за конструктивные замечания к статье.

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 (London) **420**, 646 (2002).
3. А. А. Быков, Д. Р. Исламов, Д. В. Номоконов и др., Письма в ЖЭТФ **86**, 695 (2007).
4. W. Zhang, M. A. Zudov, L. N. Pfeiffer et al., Phys. Rev. Lett. **98**, 106804 (2007).
5. С. И. Дорожкин, А. А. Быков, И. В. Печенежский и др., Письма в ЖЭТФ **85**, 705 (2007).
6. R. L. Willett, J. W. P. Hsu, D. Natelson et al., Phys. Rev. Lett. **87**, 126803 (2001).
7. А. А. Быков, А. К. Бакаров, А. В. Горан и др., Письма в ЖЭТФ **74**, 182 (2001).
8. A. C. Churchill, G. H. Kim, A. Kurobe et al., J. Phys.: Condens. Matter **6**, 6131 (1994).
9. A. Ballestad, B. J. Ruck, M. Adamcuk et al., Phys. Rev. B **65**, 205302 (2002).
10. G. Apostolopoulos, J. Herfort, L. Daweritz et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 3358 (2000).
11. А. К. Бакаров, А. А. Быков, Н. Д. Аксенова и др., Письма в ЖЭТФ **77**, 794 (2003).
12. А. А. Быков, А. К. Бакаров, А. В. Горан и др., Письма в ЖЭТФ **78**, 165 (2003).
13. N. M. Sotomayor, G. M. Gusev, J. R. Leite et al., Phys. Rev. B **70**, 235326 (2004).
14. В. И. Рыжий, ФТТ **11**, 2577 (1969).
15. O. Bierwagen, R. Pomraenke, S. Eilers et al., Phys. Rev. B **70**, 165307 (2004).
16. M. A. Zudov, R. R. Du, L. N. Pfeiffer et al., Phys. Rev. Lett. **90**, 046807 (2003).
17. R. G. Mani, J. H. Smet, K. von Klitzing et al., Phys. Rev. B **69**, 193304 (2004).

18. А. А. Быков, А. К. Бакаров, Д. Р. Исламов и др., Письма в ЖЭТФ **84**, 466 (2006).
19. P. T. Coleridge, R. Stoner, and R. Fletcher, Phys. Rev. B **39**, 1120 (1989).
20. J. Q. Zhang, S. Vitkalov, A. A. Bykov et al., Phys. Rev. B **75**, 081305 (2007).
21. S. A. Studenikin, M. Potemski, A. Sachrajda et al., Phys. Rev. B **71**, 245313 (2005).
22. L. I. Magarill, I. A. Panaev, and S. A. Studenikin, J. Phys.: Condens Matter **7**, 1101 (1995).
23. J. P. Robinson, M. P. Kennett, N. R. Cooper et al., Phys. Rev. Lett. **93**, 036804 (2004).
24. J. Dietel, L. I. Glazman, F. W. J. Hekking et al., Phys. Rev. B **71**, 045329 (2005).