

# Температурная зависимость магнетофононных осцилляций сопротивления в GaAs/AlAs гетероструктурах при больших факторах заполнения

А. А. Быков<sup>1)</sup>, А. В. Горан

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

Поступила в редакцию 15 сентября 2009 г.

Изучена температурная зависимость магнетополевых осцилляций сопротивления, индуцированных акустическими фононами в 2D системе со средней подвижностью и высокой электронной плотностью в диапазоне  $T = 7.4\text{--}25.4\text{ К}$ . Установлено, что в изучаемой системе амплитуда магнетофононных осцилляций сопротивления определяется квантовым временем жизни, модифицированным электрон-электронным рассеянием, в согласии с результатами, полученными недавно в GaAs/AlGaAs гетероструктуре с ультравысокой подвижностью и малой электронной плотностью [A. T. Hatke et al., Phys. Rev. Lett. **102**, 086808 (2009)]. Обнаружен сдвиг основного максимума магнетофононных осцилляций сопротивления с ростом температуры в более сильные магнитные поля.

PACS: 73.23.-b, 73.40.Gk

В работе [1] было установлено, что в 2D системе с высокой электронной подвижностью при больших факторах заполнения, то есть когда выполняется условие  $E_F/\hbar\omega_c \gg 1$ , где  $E_F$  – энергия Ферми,  $\hbar\omega_c$  – расстояние между уровнями Ландау, возникают магнетополевые осцилляции сопротивления, обусловленные взаимодействием электронов с акустическими фононами. Эти осцилляции периодичны в обратном магнитном поле и обусловлены резонансным взаимодействием электронов с фононами, имеющими волновой вектор, равный удвоенному волновому вектору Ферми, и энергию, равную  $\hbar\omega_c$ . Период магнетофононных осцилляций сопротивления при больших факторах заполнения, то есть осцилляций, индуцированных акустическими фононами (phonon-induced resistance oscillations), открытых в работе [1], определяется отношением  $\omega_s/\omega_c = (2k_F)u_s/\omega_c = j$ , где  $k_F$  – волновой вектор Ферми,  $u_s$  – скорость звука,  $\omega_c$  – циклотронная частота, а  $j$  – целое положительное число.

Совсем недавно была изучена температурная зависимость  $\omega_s/\omega_c$ -осцилляций в 2D системе с ультравысокой подвижностью ( $\mu \sim 1.2 \cdot 10^7 \text{ см}^2/\text{Вс}$ ) и малой электронной плотностью ( $n_e \sim 3.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ). Было показано, что амплитуда  $\omega_s/\omega_c$ -осцилляций  $\Delta\rho_{\text{PIRO}}$  определяется соотношением [2]

$$\Delta\rho_{\text{PIRO}} \propto \tau_{\text{ph}}^{-1}(T) \exp[-2\pi/\omega_c\tau_q^{\text{ee}}(T)], \quad (1)$$

где  $\tau_{\text{ph}}$  – время релаксации при рассеянии на акустических фононах,  $\tau_q^{\text{ee}}$  – компонента квантового вре-

мени жизни, обусловленная электрон-электронным рассеянием. В формуле (1)  $\tau_{\text{ph}}^{-1}(T)$  определяет температурный рост амплитуды  $\omega_s/\omega_c$ -осцилляций, а множитель  $\exp(-2\pi/\omega_c\tau_q^{\text{ee}})$  – их температурное подавление. В результате амплитуда  $\omega_s/\omega_c$ -осцилляций имеет максимум при некоторой оптимальной температуре  $T_0$ , которая возрастает с увеличением магнитного поля  $B$ . Исходя из того, что  $1/\tau_{\text{ph}}(T) \propto T^\alpha$  [3–5], а  $1/\tau_q^{\text{ee}}(T) = \lambda T^2/E_F$  [6, 7], выражение для  $T_0$  имеет следующий вид:

$$T_0 = k_B^{-1}(\alpha E_F \hbar\omega_c/4\pi\lambda)^{1/2}, \quad (2)$$

где  $\alpha$  и  $\lambda$  – безразмерные константы. В работе [2] было обнаружено, что значения  $T_0^2$  для осцилляций с номерами  $j = 1, 2$  и  $3$  зависят от магнитного поля по линейному закону  $T_0^2 \propto B$ . То есть установлено, что амплитуда  $\omega_s/\omega_c$ -осцилляций определяется квантовым временем жизни, модифицированным электрон-электронным рассеянием.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования температурной зависимости  $\omega_s/\omega_c$ -осцилляций сопротивления в 2D электронной системе с более низкой подвижностью ( $\mu \sim 2 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{Вс}$ ), но более высокой электронной концентрацией ( $n_e \sim 8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ) по сравнению с 2D системой, исследуемой в работе [2]. Несмотря на более низкую подвижность, удалось показать, что  $\omega_s/\omega_c$ -осцилляции сопротивления проявляются в исследуемой системе в температурном диапазоне, достаточном для экспериментального изучения их температурной зависимости. Полученные эксперимен-

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

тальные данные качественно согласуются с результатами работы [2] и подтверждают роль электрон-электронного рассеяния в температурном подавлении амплитуды  $\omega_s/\omega_c$ -осцилляции сопротивления в 2D электронных системах. Кроме того, обнаружен сдвиг основного максимума магнетофонных осцилляций сопротивления с ростом температуры в более сильные магнитные поля.

Исследуемые в работе гетероструктуры представляли собой симметрично легированные одиночные GaAs квантовые ямы. Ширина квантовой ямы составляла 13 нм. В качестве боковых барьеров к GaAs квантовой яме использовались AlAs/GaAs сверхрешетки [8, 9]. Гетероструктуры выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на (100) GaAs подложках. Экспериментальные исследования проводились в диапазоне температур  $T = 4.2\text{--}30\text{ К}$  в магнитных полях  $B < 2\text{ Тл}$  на мостиках Холла длиной 450 мкм и шириной 50 мкм. Концентрация электронов  $n_e$  в исследуемых образцах составляла  $7.7 \cdot 10^{11}\text{ см}^{-2}$ . Подвижность  $\mu = 1/en_e\rho_0$  вычислялась из величины  $\rho$  в нулевом магнитном поле. При  $T = 4.2\text{ К}$  она составляла  $2.1 \cdot 10^6\text{ см}^2/\text{Вс}$ . Измерения сопротивления проводились на переменном электрическом токе частотой 777 Гц, величина которого не превышала  $10^{-6}\text{ А}$ .

На рис.1а представлена типичная зависимость  $\rho_0(T)$  для 2D электронного газа в исследуемых GaAs/AlAs гетероструктурах. Экспериментальные точки достаточно хорошо ложатся на прямую линию. Такое поведение  $\rho_0(T)$  означает, что константа  $\alpha$  в выражении  $1/\tau_{\text{ph}}(T) \propto T^\alpha$  порядка единицы [4]. На рис.1б приведены зависимости  $\rho(B)$  в диапазоне  $T = 7.4\text{--}25.4\text{ К}$ . При 7.4 К в полях  $B > 1\text{ Тл}$  проявляются осцилляции Шубникова-де Гааза, период которых в обратном магнитном поле соответствует концентрации  $n_e$ , определенной из холловского сопротивления. С увеличением  $T$  осцилляции Шубникова-де Гааза исчезают, но отчетливо проявляются осцилляции, максимумы которых обозначены номерами 1, 2 и 3. С ростом  $T$  амплитуда этих осцилляций вначале увеличивается, а затем падает. Хорошо видно, что максимум, обозначенный цифрой 3, исчезает полностью при 25.4 К, кроме того видно, что максимум, соответствующий  $j = 1$ , с ростом  $T$  незначительно сдвигается в более сильные магнитные поля.

Рис.2 показывает, что возникающие с ростом температуры осцилляции сопротивления периодичны в обратном магнитном поле и обусловлены взаимодействием электронов с акустическими волнами, имеющими скорость  $u_s \sim 5.9\text{ км/с}$  [10, 11]. Отметим, что в образцах с более низкой концентрацией скорость зву-

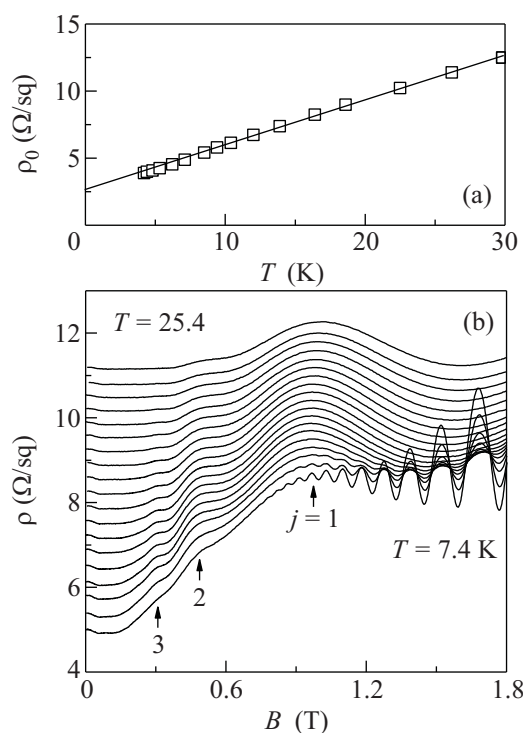


Рис.1. (а) Зависимость  $\rho_0(T)$  для 2D электронного газа в GaAs квантовой яме с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами. (б) Зависимости  $\rho(B)$  при различных температурах от 7.4 К (нижняя кривая) до 25.4 К (верхняя кривая) с приращением в 1 К. Стрелками указаны максимумы  $\omega_s/\omega_c$ -осцилляций

ка, вычисленная из периода магнетопольных осцилляций сопротивления, индуцированных акустическими фононами, лежит в диапазоне от 2.9 до 4.8 км/с [1, 2]. Наблюдаемая разница в величинах  $u_s$  для 2D систем с отличающимися величинами  $n_e$  была недавно объяснена теоретически взаимодействием электронов с поперечными и продольными модами объемных звуковых волн в GaAs квантовых ямах, выращенных на (100) кристаллографической поверхности [12]. Однако в рамках этой теории не удается объяснить обнаруженный в эксперименте температурный сдвиг основного максимума ( $j = 1$ ) магнетофонных осцилляций сопротивления в GaAs квантовых ямах с боковыми AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами.

На рис.3а представлены зависимости амплитуды  $\omega_s/\omega_c$ -осцилляций от  $T$  для  $j = 1$  и 2. Зависимости не являются монотонными. Они имеют максимумы, что согласуется с выражением (1). Причем максимум ( $T_0 = 17\text{ К}$ ) для  $j = 1$  расположен в более сильном магнитном поле по сравнению с максимумом ( $T_0 = 12\text{ К}$ ) для  $j = 2$ . Рис.3б показывает, что  $T_0^2(B)$  является линейной зависимостью. Такое по-

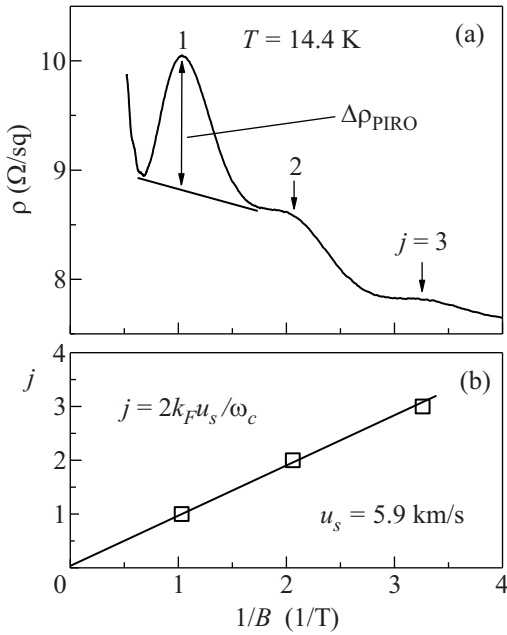


Рис.2. (а) Зависимости  $\rho(1/B)$  для температуры 14.4 К. Стрелками указаны максимумы, соответствующие  $\omega_s/\omega_c = 1, 2$  и 3. (б) Зависимость  $j = \omega_s/\omega_c = 2k_F u_s/\omega_c$  от  $1/B$ . Линия соответствует  $u_s = 5.9$  км/с

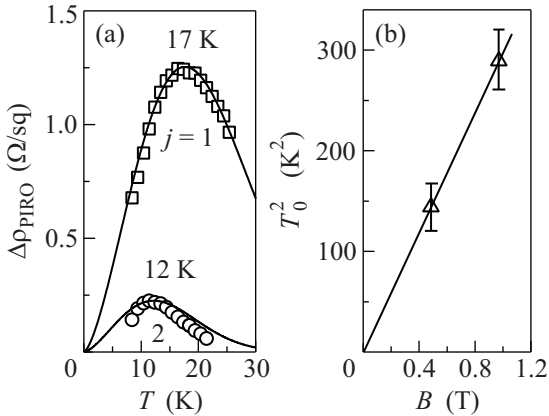


Рис.3. (а) Зависимости амплитуды  $\Delta\rho_{\text{PIRO}}$  от температуры для  $j = 1$  и 2. Кривые соответствуют расчету по формуле (1) для  $\alpha = 1.5$  и  $\lambda = 2.5$ . (б) Зависимость квадрата оптимальной температуры  $T_0^2$  от магнитного поля  $B$ . Линейная зависимость соответствует  $\alpha/\lambda = 0.6$

ведение полностью соответствует формуле (2). Отметим, что выражение (2) для  $T_0$  позволяет определить отношение констант  $\alpha/\lambda$ , которое оказалось равным  $0.6 \pm 0.05$ . Исходя из того, что в изучаемой 2D системе  $\alpha \sim 1$ , можно сделать оценку  $\lambda$ , которая в этом случае будет равняться 1.7. Однако для величин  $\alpha = 1$  и  $\lambda = 1.7$  не удастся получить согласие экспериментальных зависимостей  $\Delta\rho_{\text{PIRO}}(T)$  с кри-

выми, рассчитанными по формуле (1). Для  $j = 1$  хорошее согласие получается при величинах  $\alpha = 1.5$  и  $\lambda = 2.5$ . Для  $j = 2$  при этих величинах  $\alpha$  и  $\lambda$  совпадение экспериментальной и расчетной кривых хуже. Точность измерения температурной зависимости для  $j = 3$  мала, поэтому мы ее не приводим.

Тот факт, что температурные зависимости амплитуды  $\omega_s/\omega_c$ -осцилляций для  $j = 1$  и  $j = 2$  не могут быть описаны одним и тем же набором подгоночных параметров  $\alpha$  и  $\lambda$ , мы объясняем зависимостью  $\alpha$  от  $T$ . Сделанное в работе [2] предположение, что  $1/\tau_{\text{ph}}(T) \propto T^\alpha$ , где  $\alpha$  – константа, не является строгим, так как в общем случае  $\alpha$  зависит от температуры. В частности, в работе [2] в диапазоне температур от 2 до 7 К величина  $\alpha$  изменяется от 5 до 1.8. Следует отметить, что для получения точной зависимости  $1/\tau_{\text{ph}}(T)$  из зависимости  $\mu(T)$  необходимо знать независимую от  $T$  компоненту подвижности  $\mu_{\text{im}} = \mu(T = 0)$ , обусловленную рассеянием на случайном потенциале [5]. Величина  $\mu_{\text{im}}$  не может быть определена из эксперимента с малой погрешностью из-за невозможности получить нулевую температуру. На рис.4а представлена зависимость  $1/\mu(T)$  в температурном диапазоне от 4.2 до 30 К. Из этой зависимости следует, что  $\mu_{\text{im}}$  лежит в интервале от  $\mu_{\text{im}}^{\text{min}} = 2.1 \cdot 10^6$  см<sup>2</sup>/Вс до  $\mu_{\text{im}}^{\text{max}} = 3 \cdot 10^6$  см<sup>2</sup>/Вс.

В исследуемом диапазоне температур зависимость  $\mu(T)$  может быть представлена соотношением [5]

$$1/\mu(T) = 1/\mu_{\text{im}} + 1/\mu_{\text{ph}}, \quad (3)$$

где  $\mu_{\text{ph}}$  – компонента  $\mu$ , обусловленная рассеянием электронов на акустических фононах. На рис.4б представлены экспериментальная зависимость  $\mu(T)$  и рассчитанные из этой кривой по формуле (3) зависимости  $\mu_{\text{ph}}(T)$  для случаев, когда  $\mu_{\text{im}} = \mu_{\text{im}}^{\text{max}}$  и  $\mu_{\text{im}} = \mu_{\text{im}}^{\text{min}}$ . Если  $\alpha = \text{const}$ , то в log-log масштабе величины  $\mu_{\text{ph}}$  должны ложиться на прямую линию, наклон которой и определяет  $\alpha$ . Видно, что это справедливо лишь, когда  $\mu_{\text{im}} = \mu_{\text{im}}^{\text{max}}$ . Однако если  $\mu_{\text{im}} = \mu_{\text{im}}^{\text{min}}$ , то кривая  $\mu_{\text{ph}}(T)$  не описывается соотношением  $\mu_{\text{ph}}(T) \propto 1/T^\alpha$ , то есть, в общем случае такое приближение неверно и необходимо учитывать зависимость  $\alpha$  от  $T$ . В нашем случае из-за большой погрешности в измерении величины  $\mu_{\text{im}}$  зависимость  $\mu_{\text{ph}}(T)$  лежит между кривыми  $\mu_{\text{ph}}(T)$ , рассчитанными для двух крайних случаев, когда  $\mu_{\text{im}} = \mu_{\text{im}}^{\text{max}}$  и  $\mu_{\text{im}} = \mu_{\text{im}}^{\text{min}}$ . В предположении, что  $\mu_{\text{ph}}(T) \propto 1/T^\alpha$ , где  $\alpha$  – безразмерная константа, в диапазоне измерения зависимости  $\Delta\rho_{\text{PIRO}}(T)$  для  $j = 1$ , величина  $\alpha$ , определенная из  $\mu_{\text{ph}}(T)$ , лежит между 1 и 1.3. Несмотря на это, основной вывод работы о доминирую-

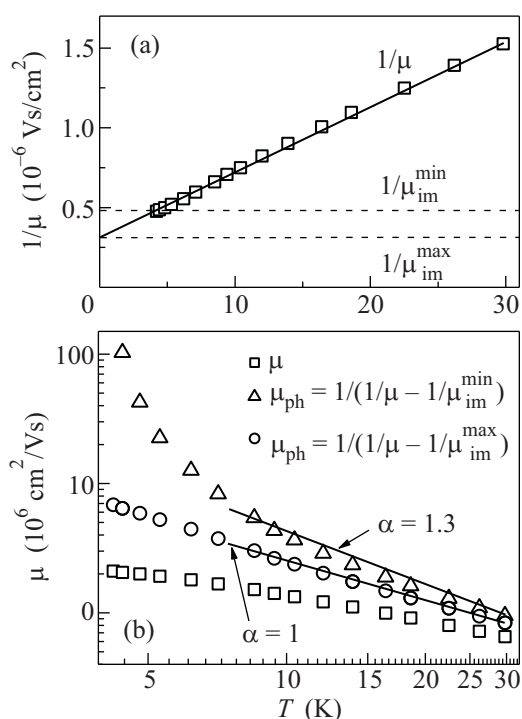


Рис.4. (а) Зависимости  $1/\mu$  и  $1/\mu_{im}$  от температуры. Прямая линия соответствует линейной аппроксимации. Пунктирными линиями указаны зависимости  $1/\mu_{im} = 1/\mu_{im}^{max}$  и  $1/\mu_{im} = 1/\mu_{im}^{min}$  от температуры. (б) Зависимости  $\mu$  и  $\mu_{ph}$  от температуры. Прямые линии соответствуют линейной аппроксимации для  $\alpha = 1$  и  $\alpha = 1.3$

щей роли электрон-электронного рассеяния в температурном подавлении амплитуды магнетополевых осцилляций сопротивления, индуцированных акустическими фононами, остается в силе.

Таким образом мы изучили температурную зависимость  $\omega_s/\omega_c$ -осцилляций в 2D системе со средней величиной подвижности. Мы показали, что в изучаемой системе амплитуда  $\omega_s/\omega_c$ -осцилляций зависит от температуры немонотонно, а основной максимум этих осцилляций с ростом  $T$  сдвигается в более сильные магнитные поля. Из сопоставления экспериментальных зависимостей с расчетными кривыми мы получили для констант  $\alpha$  и  $\lambda$  следующие вели-

ны:  $1.4 \pm 0.1$  и  $2.5 \pm 0.2$ , соответственно. Полученные экспериментальные данные качественно согласуются с результатами работы [2] и подтверждают важную роль электрон-электронного рассеяния в транспорте носителей заряда в 2D системах [2, 13–17].

Авторы благодарят А.В. Чаплика, М.В. Энтина и Л.И. Магарилла за полезные дискуссии. Работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, проект # 08-02-01051.

1. M. A. Zudov, I. V. Ponomarev, A. L. Efros et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 3614 (2001).
2. A. T. Hatke, M. A. Zudov, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **102**, 086808 (2009).
3. E. E. Mendez, P. J. Price, and M. Heiblum, Appl. Phys. Lett. **45**, 294 (1984).
4. J. H. English, A. C. Gossard, H. L. Stormer, and K. W. Baldwin, Appl. Phys. Lett. **50**, 1826 (1987).
5. H. L. Stormer, L. N. Pfeiffer, K. W. Baldwin, and K. W. West, Phys. Rev. B **41**, 1278 (1990).
6. А. В. Чаплик, ЖЭТФ **60**, 1845 (1971).
7. G. F. Giuliani and J. J. Quinn, Phys. Rev. B **26**, 4421 (1982).
8. K.-J. Friedland, R. Hey, H. Kostial et al., Phys. Rev. Lett. **77**, 4616 (1996).
9. А. А. Быков, А. К. Бакаров, Л. В. Литвин, А. И. Горюнов, Письма в ЖЭТФ **72**, 300 (2000).
10. А. А. Быков, А. К. Калагин, А. К. Бакаров, Письма в ЖЭТФ **81**, 646 (2005).
11. W. Zhang, M. A. Zudov, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **100**, 036805 (2008).
12. O. E. Raichev, Phys. Rev. B **80**, 075318 (2009).
13. Jing-qiao Zhang, Sergey Vitkalov, A. A. Bykov et al., Phys. Rev. B **75**, 081305(R) (2007).
14. A. T. Hatke, M. A. Zudov, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **102**, 066804 (2009).
15. A. T. Hatke, M. A. Zudov, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. B **79**, 161308(R) (2009).
16. Е. Б. Ольшанецкий, З. Д. Квон, М. В. Энтин и др. Письма в ЖЭТФ **89**, 338 (2009).
17. Jing Qiao Zhang, Sergey Vitkalov, and A. A. Bykov, Phys. Rev. B **80**, 045310 (2009).