

Магнетофононный резонанс в GaAs квантовой яме с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами при больших факторах заполнения

А. А. Быков¹⁾, А. К. Калагин, А. К. Бакаров

Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 21 апреля 2005 г.

Исследован магнетотранспорт высокоподвижного двумерного электронного газа (2ДЭГ) в одиночных GaAs квантовых ямах с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами при больших факторах заполнения. В изучаемых селективно-легированных структурах в диапазоне температур от 10 до 25 К обнаружены осцилляции магнетосопротивления, периодичные по обратному магнитному полю, частота которых пропорциональна фермиевскому волновому вектору 2ДЭГ. Полученные экспериментальные результаты объясняются взаимодействием 2ДЭГ с псевдо-интерфейсными акустическими фононами.

PACS: 73.23.–b, 73.40.Gk

Магнетофононный резонанс (МФР), обусловленный резонансным поглощением и испусканием оптических фононов, был предсказан в работе [1] и к настоящему времени изучен достаточно подробно как в объемных полупроводниках [2–4], так и в двумерных электронных системах на основе селективно-легированных полупроводниковых структур [5–7]. Резонансное электрон-фононное взаимодействие (рассеяние) возникает в сильном магнитном поле при выполнении условий: $\omega_{LO} = j\omega_c = jeB/m^*$, где ω_{LO} – частота продольного оптического фона, ω_c – циклотронная частота, а j – целое положительное число. В магнетосопротивлении (МС) МФР проявляется в виде серии экспоненциально спадающих по амплитуде осцилляций [4]:

$$\Delta R_{xx}/R_{xx} \sim \cos(2\pi\omega_{LO}/\omega_c) \exp(-\gamma\omega_{LO}/\omega_c), \quad (1)$$

где γ – коэффициент затухания. Эти осцилляции, как и осцилляции Шубникова–де Гааза (ШдГ), периодичны по $1/B$, но их период в отличие от последних не зависит от концентрации носителей заряда.

В селективно-легированных GaAs/AlGaAs гетеропереходах и GaAs квантовых ямах МФР, обусловленный взаимодействием двумерного электронного газа (2ДЭГ) с продольными оптическими фононами, наблюдается лишь при относительно высоких температурах, $T = 100 \div 180$ К [5]. Связано это с тем, что число фононов зависит от температуры по экспоненциальному закону, $n_{ph} \sim \exp(-\hbar\omega_{LO}/k_B T)$. В связи с этим МФР не проявляется при низких температурах, когда $\hbar\omega_{LO} \gg k_B T$. Однако вследствие неизбежного уменьшения подвижности 2ДЭГ при увеличении температуры, МФР не возникает и при слишком вы-

сокой температуре, так как необходимо, чтобы для носителей заряда выполнялось условие сильного магнитного поля, $\omega_c\tau_r > 1$. Эти граничные условия и определяют диапазон температур, в котором проявляется МФР.

До недавнего времени считалось, что взаимодействие 2ДЭГ с акустическими фононами не может быть резонансным. Однако в работе [8] эта общепринятая точка зрения была опровергнута, что в дальнейшем и привело к экспериментальному открытию нового класса магнетополевых осцилляций, возникающих под действием микроволнового излучения в МС высокоподвижного 2ДЭГ в GaAs/AlGaAs гетеропереходах [9]. Было установлено, что при больших факторах заполнения, то есть когда выполняется неравенство $E_F/\hbar\omega_c \gg 1$, где E_F – энергия электрона на уровне Ферми, реализуются такие правила отбора, при выполнении которых МФР может возникать и при взаимодействии 2ДЭГ с акустическими фононами.

Суть этих правил отбора состоит в том, что при больших факторах заполнения при переходе электрона с одного уровня Ландау на другой импульс электрона должен изменяться в соответствии с условием $\Delta k_x \sim 2k_F$, где ось x совпадает с направлением тянувшего тока, а k_F – фермиевский волновой вектор. Такие правила отбора в импульсном пространстве соответствуют в реальном пространстве условию $\Delta Y \sim 2R_c$, где ΔY – смещение центра орбиты, а R_c – циклотронный радиус. Такая модуляция рассеяния в импульсном пространстве и приводит к новому классу осцилляций МС 2ДЭГ в области сильных магнитных полей при больших факторах заполнения [8–10].

В настоящей работе мы изучили МС высокоподвижного 2ДЭГ в GaAs квантовых ямах с AlAs/GaAs

¹⁾e-mail: bykov@thermo.isp.nsc.ru

сверхрешеточными барьерами в диапазоне температур от 4.2 до 25 К. Мы обнаружили, что в МС исследуемых селективно-легированных структур с ростом температуры в области сильных магнитных полей возникают осцилляции, периодичные по $1/B$. Мы установили, что частота обнаруженных осцилляций пропорциональна фермиевскому волновому вектору, а их амплитуда имеет максимальную величину в диапазоне температур от 10 до 25 К.

Исследуемые структуры представляли собой одиночные селективно-легированные GaAs квантовые ямы с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами [11, 12]. Они выращивались при помощи молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на (100) GaAs подложках. Ширина GaAs квантовой ямы составляла 13 нм. Источником двумерных электронов служили кремниевые δ -легированные слои, расположенные в сверхрешетках по обе стороны от квантовой ямы. Изучаемые МЛЭ структуры отличались друг от друга лишь концентрацией кремния в δ -легированных слоях. Подвижность и концентрация 2ДЭГ в исходных МЛЭ структурах при температуре жидкого гелия составляли $\mu = (0.5 \div 1) \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{Вс}$ и $n = (0.9 \div 1.4) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, соответственно. В работе исследовалось МС двух групп образцов, отличающихся подвижностью и концентрацией 2ДЭГ и изготовленных из двух различных МЛЭ структур. Поведение МС для различных образцов в каждой из групп практически не отличалось. Измерения проводились в магнитных полях до 2 Тл на холловских мостиках, имеющих ширину 50 мкм и расстояние между потенциометрическими выводами 200 мкм. Сопротивление измерялось на переменном токе величиной 10^{-6} А в диапазоне температур от 4.2 до 25 К.

На рис.1а представлены характерные зависимости МС 2ДЭГ в диапазоне температур от 4.2 до 25 К для образцов, изготовленных из более высокоподвижной структуры. Образцы из этой группы имели и более высокую концентрацию по сравнению с другой группой. Хорошо видно, что с повышением температуры подавляется амплитуда осцилляций ШдГ, сопротивление в нулевом магнитном поле увеличивается и на фоне положительного МС появляется флюктуирующая составляющая. На рис.1б приведены зависимости флюктуирующих компонент МС 2ДЭГ при $T = 4.2$ и 25 К. Кривые $\Delta R_{xx}(B)$ представляют собой разницу между экспериментальными зависимостями и усредненными компонентами.

Анализ зависимости $\Delta R_{xx}(B)$ (рис.1б) при $T = 4.2$ К показал, что флюктуирующая компонента содержит в этом случае лишь осцилляции ШдГ. Период этих осцилляций в обратном магнитном поле с точностью эксперимента соответствовал концентрации

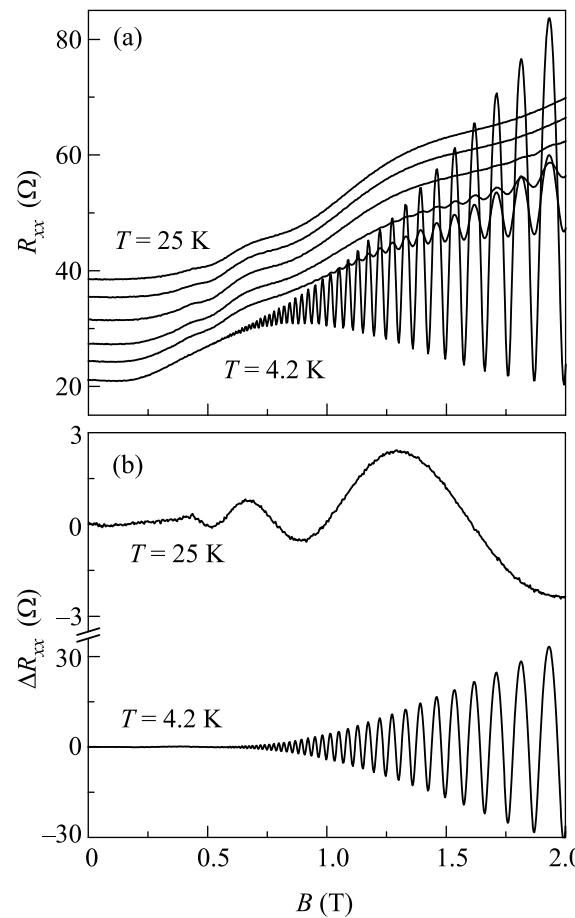


Рис.1. (а) Экспериментальные зависимости $R_{xx}(B)$ в диапазоне температур от 4.2 до 25 К для образца с $n = 1.4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. (б) Зависимости $\Delta R_{xx}(B)$ для температур 4.2 и 25 К

2ДЭГ, определенной из зависимостей $R_{xy}(B)$. При этом анализ зависимостей $R_{xy}(B)$ показал, что с точностью эксперимента эта концентрация не зависела от T во всем исследуемом температурном диапазоне. При $T = 25$ К зависимость $\Delta R_{xx}(B)$ уже не содержит осцилляций, период которых соответствует холловской концентрации 2ДЭГ. При этой температуре наблюдаются осцилляции, которые, как показал анализ, также периодичны по $1/B$, но имеют больший период. Одной из возможных причин появления таких осцилляций, как это отмечалось в работе [13], является заполнение второго уровня размерного квантования. Однако численный Fourier-анализ зависимостей $\Delta R_{xx}(B)$ показал, что при $T = 4.2$ К проявляется лишь одна периодическая компонента, соответствующая холловской концентрации 2ДЭГ. Это обстоятельство не позволяет объяснить наличие периодической по $1/B$ компоненты при $T = 25$ К заполнением второго уровня размерного квантования.

На рис.2а представлены характерные зависимости МС 2ДЭГ в диапазоне температур от 4.2 до 25 К

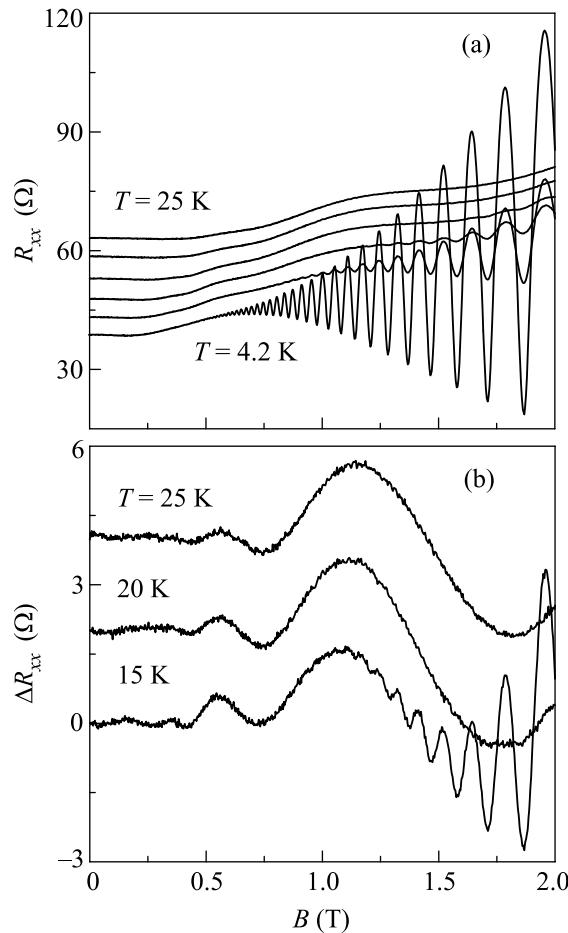


Рис.2. (а) Экспериментальные зависимости $R_{xx}(B)$ в диапазоне температур от 4.2 до 25 К для образца с $n = 1.0 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. (б) Зависимости $\Delta R_{xx}(B)$ для различных температур. Кривые для температур 20 и 25 К для наглядности смещены вверх по оси y

для образцов, изготовленных из МЛЭ структуры с меньшей концентрацией. Образцы из этой структуры имели меньшую подвижность по сравнению с образцами из первой группы. Для этой серии образцов $R_{xx}(B)$ при увеличении температуры ведет себя аналогично тому, как это представлено на рис.1а для более высокоподвижных образцов. На рис.2б приведены зависимости флукутирующих компонент МС 2ДЭГ при различных температурах. Анализ периодической компоненты $\Delta R_{xx}(B)$ для этой серии образцов показал, что ее амплитуда имеет максимальное значение при $T \sim 20 \text{ К}$.

Периодичность осцилляций, обнаруженных при $T > 4.2 \text{ К}$ по обратному магнитному полю, а также зависимость их амплитуды от температуры, имеющая максимум, указывают на то, что эти осцилля-

ции обусловлены МФР. Однако необычным для МФР в изучаемых селективно-легированных структурах является то, что он проявляется при температурах, существенно меньших 100 К [14]. Этот экспериментальный факт заставляет исключить взаимодействие 2ДЭГ с продольными оптическими фононами в слоях GaAs и AlAs. Нельзя объяснить такое поведение и сверткой фононного спектра в сверхрешетках, расположенных по бокам GaAs квантовой ямы, так как в этом случае трансформируется спектр лишь поперечных фононов, которые не могут проявляться во взаимодействии с 2ДЭГ.

На рис.3 представлены зависимости $\Delta R_{xx}/R_{xx}$ от величины $1/B$. Видно, что период обнаруженных осцилляций зависит от концентрации 2ДЭГ. Это обсто-

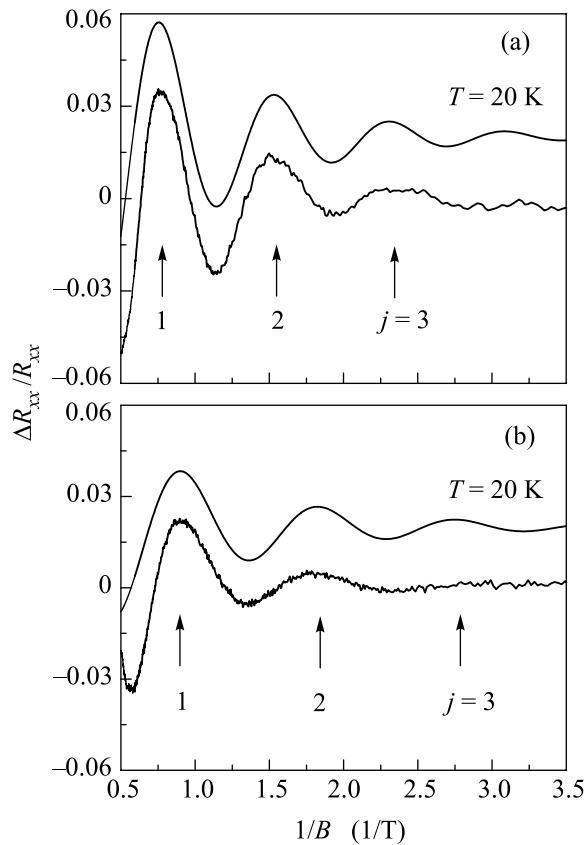


Рис.3. Зависимости $\Delta R_{xx}/R_{xx}$ от $1/B$ при $T = 20 \text{ К}$. Жирная кривая – экспериментальная, тонкая – расчет по формуле (2). Кривые, изображенные тонкой линией, для наглядности смещены вверх по оси y . Цифрами обозначены номера максимумов осцилляций. (а) $n = 1.4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, (б) $n = 1.0 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$

ятельство также указывает на принципиальное отличие обнаруженного МФР от наблюдающегося при более высоких температурах в аналогичной двумерной электронной системе [14]. Анализ зависимости час-

тоты осцилляций МС при температурах $10 \div 20$ К от концентрации 2ДЭГ показал, что она пропорциональна k_F . Такая закономерность позволяет считать, что, как и в работах [8–10], осцилляции, обнаруженные нами в МС 2ДЭГ в GaAs ямах с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами обусловлены переходами электрона с одного уровня Ландау на другой с изменением импульса на $\Delta k_x \sim 2k_F$. В этом случае МФР, проявляющийся в GaAs ямах с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами в области температур от 10 до 25 К может быть качественно объяснен резонансным поглощением и испусканием псевдо-интерфейсных акустических фононов [15] с волновым вектором $q \sim 2k_F$ [8–10].

Условия поглощения и испускания интерфейсных акустических волн определяются соотношением $2k_F u = j\omega_c$, где $u \approx \omega/q$ – скорость распространения псевдо-интерфейсных акустических волн. Зная период осцилляций, обусловленных МФР в GaAs ямах с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами, мы оценили величину u , которая оказалась ~ 5.9 км/с, что несколько отличается от скорости псевдо-интерфейсных акустических волн вдоль GaAs/AlGaAs гетерограницы [15]. Кроме того, в наших образцах, в отличие от [8, 15], проявляется одна, а не две интерфейсные моды, то есть в МС при $T = 10 \div 25$ К проявляются осцилляции лишь с одной частотой. Такое отличие мы объясняем различным послойным строением изучаемых нами GaAs квантовых ям с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами [11, 12] и высокоподвижных GaAs/AlGaAs гетероструктур [8].

Исходя из соотношения $k_B T_c = u\hbar(2k_F)$, мы оценили характерную температуру T_c , при которой должен проявляться МФР, обусловленный интерфейсными акустическими фононами. Для образцов с более высокой концентрацией она оказалась порядка 27 К, а для образцов с меньшей концентрацией ~ 22 К, что полностью согласуется с наблюдаемой в эксперименте зависимостью амплитуды осцилляций МС 2ДЭГ от температуры. Мы также сопоставили экспериментальные зависимости $\Delta R_{xx}/R_{xx}$ от величины $1/B$ с кривыми, рассчитанными по формуле

$$\Delta R_{xx}/R_{xx} = A \cos(4\pi k_F u/\omega_c) \exp(-\gamma 2k_F u/\omega_c), \quad (2)$$

где A – безразмерная константа. Формулу (2) мы получили из (1) путем замены ω_{LO} величиной $2k_F u$. Из рис.3 видно, что и для МФР, обусловленного взаимодействием 2ДЭГ с псевдо-интерфейсными акустическими фононами, амплитуда осцилляций МС спадает по закону (1). Единственным подгоночным параметром была величина A , которая оказалась для образцов с меньшей концентрацией 0.05, а для образцов с более

высокой концентрацией 0.1. Мы это связываем с тем, что у образцов с меньшей концентрацией 2ДЭГ была и меньшая подвижность, причем приблизительно в 2 раза. Параметр γ при $T = 20$ К для исследуемых образцов оказался равным единице.

Таким образом, мы изучили магнетотранспортные свойства высокоподвижного двумерного электронного газа в одиночных GaAs квантовых ямах с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами при больших факторах заполнения. В исследуемых селективно-легированных структурах в диапазоне температур от 10 до 25 К мы обнаружили осцилляции МС, периодичные по обратному магнитному полю, частота которых пропорциональна фермиевскому волновому вектору 2ДЭГ. Полученные экспериментальные результаты объясняются резонансным взаимодействием 2ДЭГ с псевдо-интерфейсными акустическими волнами, имеющими скорость $u \sim 5.9$ км/с и волновой вектор $q \sim 2k_F$.

Авторы выражают благодарность за полезные дискуссии А. Погосову и А. Милехину.

Работа была выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект # 04-02-16789 и INTAS, проект # 03-51-6453.

1. В. Л. Гуревич, Ю. Фирсов, ЖЭТФ **40**, 199 (1961).
2. S. M. Puri and T. H. Geballe, Bull. Am. Phys. Soc. **8**, 309 (1963).
3. Yu. A. Firsov, V. L. Gurevich, R. V. Parfeniev, and S. S. Shalyt, Phys. Rev. Lett. **12**, 660 (1964).
4. R. A. Stradling and R. Eood, J. Phys. **C1**, 1711 (1968).
5. D. C. Tsui, T. Englert, A. Y. Cho, and A. C. Gossard, Phys. Rev. Lett. **44**, 341 (1980).
6. N. Mori and T. Ando, Phys. Rev. **B40**, 6175 (1989).
7. V. V. Afonin, V. L. Gurevich, and R. Laiho, Phys. Rev. **B62**, 15 913 (2000).
8. M. A. Zudov, I. V. Ponamorev, A. L. Efros et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 3614 (2001).
9. M. A. Zudov, R. R. Du, J. A. Simmons, and J. L. Reno, Phys. Rev. **B64**, 201311(R) (2001).
10. C. L. Yang, J. Zhang, R. R. Du et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 076801 (2002).
11. K.-J. Friedland, R. Hey, H. Kostial et al., Phys. Rev. Lett. **77**, 4616 (1996).
12. А. А. Быков, А. К. Бакаров и др., Письма в ЖЭТФ **72**, 300 (2000).
13. А. А. Быков, А. К. Калагин, А. К. Бакаров, Письма в ЖЭТФ **81**, 498 (2005).
14. C. Faugeras, D. K. Maude, G. Martinez et al., Phys. Rev. **B69**, 073405 (2004).
15. I. V. Ponomarev and A. L. Efros, Phys. Rev. **B63**, 165305 (2001).