## Магнитные осцилляции микроволнового прохождения в квантовой яме с двумя заполненными подзонами

 $A. A. Быков^{1)}$ 

Институт физики полупроводников им. Ржанова СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

Новосибирский государственный технический университет, 630092 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 22 октября 2014 г.

После переработки 5 ноября 2014 г.

Исследовано прохождение микроволнового излучения на частоте 125 ГГц через двухподзонную электронную систему в GaAs квантовой яме при температуре T = 4.2 К в магнитных полях B < 1 Тл. В магнетополевой зависимости проходящей микроволновой мощности обнаружены осцилляции, периодичность которых определяется отношением энергии межподзонного расщепления к циклотронной энергии. Полученные экспериментальные данные качественно согласуются с теорией динамической проводимости квантовых ям с двумя заполненными подзонами размерного квантования: (Raichev, Phys. Rev. В **78**, 125304 (2008)).

DOI: 10.7868/S0370274X14240060

Прохождение электромагнитного излучения через двумерную (2D) электронную систему определяется ее динамической проводимостью  $\sigma^{ac}$  [1]. Этот факт лежит в основе экспериментального изучения  $\sigma^{ac}$  таких систем при помощи оптических измерений в субмиллиметровом диапазоне длин волн [2]. Проходящая через образец мощность излучения  $P_T$ определяется следующим равенством:  $P_T = P_0 - P_0$  $-P_R - P_A$ , где  $P_0$  – падающая мощность,  $P_R$  – отраженная мощность,  $P_A$  – поглощенная мощность. Если выполняется неравенство  $P_R \ll P_A$ , то коэффициенты прохождения (Р<sub>T</sub>/Р<sub>0</sub>) и поглощения  $(P_A/P_0)$  связаны простым соотношением:  $(P_T/P_0 \approx$  $\approx 1 - P_A/P_0$ . В этом случае изменение в  $P_T$  при вариации каких-либо экспериментальных параметров, например магнитного поля В или частоты излучения  $f = \omega/2\pi$ , будет обусловлено изменением в  $P_A$  и, соответственно, в диссипативной проводимости  $\sigma_{xx}^{ac}$ . В рамках классической теории  $\sigma^{ac}$  описывается формулой Друде–Лоренца. Из нее следует, что в зависимости  $\sigma_{xx}^{ac}(B)$  2D электронной системы должен проявляться пик, обусловленный циклотронным резонансом. Аналогичный пик должен возникать и в зависимости  $P_A(B)$ , в то время как в зависимости  $P_T(B)$ должен наблюдаться провал. Положение указанного пика (провала) будет определяться условием  $\omega = \omega_c$ , где  $\omega_c = eB/m^*$  – циклотронная частота,  $m^*$  – эффективная масса электрона.

С учетом квантования Ландау в зависимости  $\sigma_{xx}^{ac}(B)$  2D электронного газа и, соответственно, в  $P_A(B)$ , кроме пика, обусловленного циклотронным резонансом, возникают два типа осцилляций [1-3]. Эти осцилляции описываются функциями  $\cos(2\pi\omega/\omega_c)$  и  $\cos(2\pi\varepsilon_F/\hbar\omega_c)$ , где  $\varepsilon_F$  – энергия Ферми. Осцилляции одного типа ( $\omega/\omega_c$ -осцилляции) отвечают гармоникам циклотронного резонанса. Период осцилляций другого типа ( $\varepsilon_{\rm F}/\hbar\omega_c$ -осцилляции) соответствует периоду осцилляций Шубникова-де Гааза (ШДГ). Особенностью  $\varepsilon_{\rm F}/\hbar\omega_{\rm c}$ -осцилляций в  $\sigma^{ac}$  по сравнению с  $\varepsilon_{\rm F}/\hbar\omega_c$ -осцилляциями в статической проводимости  $\sigma^{dc}$  является то, что в полях  $B < \omega m^*/e$  они проходят синфазно, а в полях  $B > \omega m^*/e$  – противофазно. Следует отметить, что поглощение (пропускание, отражение) электромагнитного излучения в 2D-системах определяется не только описанными выше одночастичными эффектами, но еще и коллективными плазменными колебаниями [4-7]. При этом в зависимости от проводимости и латеральных размеров исследуемой 2D-системы магнетоплазменное поглощение может быть доминирующим по сравнению с вкладами в поглощение, обусловленными другими механизмами.

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию микроволнового прохождения в двухподзонной электронной системе, изготовленной

Письма в ЖЭТФ том 100 вып. 11–12 2014

891

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

на основе селективно легированной квантовой ямы GaAs. Схематическое изображение квантовой ямы с двумя заполненными подзонами размерного квантования представлено на рис. 1а. В магнитном поле в



Рис. 1. (а) – Схематический вид профиля ограничивающего потенциала квантовой ямы GaAs с двумя заполненными подзонами и две серии уровней Ландау, возникающие из первой и второй подзон в магнитном поле B ( $E_1, E_2$  – энергетические положения дна первой и второй подзон,  $\Delta_{12}$  – межподзонное энергетическое расщепление,  $E_{\rm F}$  – энергетическое положение уровня Ферми,  $\hbar\omega_c$  – энергетическое расстояние между уровнями Ландау). (b) – Схематический разрез селективно легированной GaAs квантовой ямы с боковыми сверхрешеточными барьерами AlAs/GaAs и упрощенная схема эксперимента (QW – квантовая яма, цифрами 1–4 обозначены омические контакты к образцу,  $R_T$  – угольный резистор, измеряющий микроволновую мощность)

такой системе образуются две серии уровней Ландау. В этом случае, в соответствии с недавно разработанной теорией в  $\sigma^{ac}$  двухподзонной системы должны возникать квантовые осцилляции, периодичность которых описывается функциями [8]  $\cos[2\pi(\Delta_{12} +$  $(+\hbar\omega)/\hbar\omega_c$ ] и cos $[2\pi(\Delta_{12}-\hbar\omega)/\hbar\omega_c]$ , где  $\Delta_{12}=E_2-1$  $-E_1$  – межподзонное энергетическое расщепление,  $E_1$  – энергетическое положение дна первой подзоны, Е2 – энергетическое положение дна второй подзоны. При  $\hbar\omega \ll \Delta_{12}$  магнитные осцилляции в поглощении, обусловленные осцилляциями в  $\sigma_{xx}^{ac}$ , должны выглядеть как осцилляции  $\propto \cos(2\pi\Delta_{12}/\hbar\omega_c)$ , модулированные компонентой  $\propto \cos(2\pi\omega/\hbar\omega_c)$  [8]. В настоящей работе сообщается об экспериментальном наблюдении такого поведения в прохождении микроволнового излучения через селективно легированную гетероструктуру GaAs/AlAs с двухподзонной электронной системой.

Исследованная гетероструктура представляла собой квантовую яму GaAs с боковыми сверхрешеточными барьерами AlAs/GaAs [9–15]. Ширина квантовой ямы составляла 26 нм. Структура выращивалась методом молекулярно-лучевой эпитаксии на (100) GaAs подложке. Схематический разрез квантовой ямы и упрощенная экспериментальная схема представлены на рис.1b. Исследования проводились при  $T = 4.2 \,\mathrm{K}$  в полях  $B < 1 \,\mathrm{T}$ л на квадратных образцах площадью  $\sim 7 \times 7$  мм<sup>2</sup> с четырьмя омическими контактами. Микроволновое излучение частотой 125 ГГц подавалось на образец по круглому волноводу. Проходящая через образец микроволновая мощность  $P_T$  регистрировалась при помощи угольного резистора. Сопротивление используемого угольного резистора  $R_T$  уменьшалось пропорционально падающей на него микроволновой мощности. Величины сопротивлений  $R_T$ ,  $R_{1243} = V_{43}/I_{12}$  и  $R_{1324} = V_{24}/I_{13}$ измерялись на переменном электрическом токе частотой  $\sim 1 \, \mathrm{k}\Gamma$ ц. Концентрация электронов  $n_H$  вычислялась из сопротивления  $R_{xy} = R_{1324}$  в поле B == 1 Тл. Она составила  $n_H \approx 8.2 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$ . Электронная подвижность рассчитывалась из величин  $R_{xx}$  =  $= R_{1243}$  и  $R_{yy} = R_{1423}$  в нулевом магнитном поле. Она составила  $\mu \approx 120 \text{ м}^2/\text{B} \cdot \text{с}$  при T = 4.2 K.

На рис. 2а представлена зависимость  $R_{xx}(B)$ . В двухподзонной системе в зависимости  $R_{xx}(B)$  долж-



Рис. 2. (а) – Зависимость  $R_{xx}(B)$ , измеренная при T = 4.2 К на квадратном образце методом Ван дер Пау. (b) – Зависимости сопротивления угольного резистора при T = 4.2 К от магнитного поля  $B: 1 - R_T^0, P_0 = 0;$  $2 - R_T^\omega, P_0 > 0, \omega/2\pi = 125 \Gamma \Gamma \mu$ 

Письма в ЖЭТФ том 100 вып. 11-12 2014

893

ны проявляться две серии осцилляций ШДГ, а также магнето-межподзонные (ММП) осцилляции, положение максимумов которых в магнитном поле определяется условием [16, 17]  $\Delta_{12}/\hbar\omega_c = k$ , где k – целое положительное число. Это условие соответствует ситуации резонансного межподзонного рассеяния, когда уровни Ландау различных подзон пересекаются. В исследуемой системе при T = 4.2 K ММП-осцилляции начинают проявляться в полях B > 0.1 Тл, а осцилляции ШДГ – в области полей B > 0.5 Тл [18, 19]. В диапазоне полей от 0.1 до 0.5 Тл наблюдается "интерференция" ММП-осцилляций и осцилляций, обусловленных резонансным рассеянием электронов на акустических фононах [19, 20]. В полях  $B > 0.5 \,\mathrm{Tr}$  ММП- и ШДГ-осцилляции сосуществуют. Период ММП-осцилляций соответствует энергетическому расщеплению  $\Delta_{12} \approx 15.5 \,\mathrm{msB}$  и разности концентраций в подзонах  $n_1 - n_2 \approx 4.4 \times$  $imes 10^{15}$  м $^{-2}$ . Из величин  $n_1 + n_2 = n_H$  и  $n_1 - n_2$  следует, что электронные концентрации в подзонах составляют  $n_1 \approx 6.3 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$  и  $n_2 \approx 1.9 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$ .

На рис. 2b представлены зависимости  $R^0_T(B)$  и  $R_T^{\omega}(B)$ . Видно, что "темновое" сопротивление используемого угольного резистора  $R^0_T(B)$  практически не зависит от *B*. Эта ситуация соответствует  $P_0 = 0$ . При подаче на образец микроволновой мощности  $P_0 > 0$  в зависимости  $R^{\omega}_T(B)$  возникает широкий пик, на фоне которого отчетливо проявляется осциллирующая компонента. В используемой экспериментальной схеме  $|R_T^{\omega} - R_T^0| \propto P_T$ . Зависимость  $P_T(B)$ приведена на рис. За. В ней, как и ожидалось, наблюдается широкий провал. Микроволновое пропускание в исследуемой системе имеет минимум при  $B \approx 0.4 \, \text{Tл.}$  Положение данного минимума не соответствует условию циклотронного резонанса. Этот экспериментальный результат может быть объяснен ролью плазменных колебаний в 2D-системах [4-7]. Он не является предметом настоящей работы. Далее остановимся на анализе осциллирующей компоненты проходящей мощности  $P_T^{\text{osc}}$ , представленной на рис. 3b. В ситуации, когда величиной отраженной мощности  $P_R$  пренебречь нельзя, величина  $P_T$  будет зависеть уже не только от  $P_A$ , но и от  $P_R$ . Это означает, что *P*<sub>T</sub> будет определяться не только величиной  $\sigma_{xx}^{ac}$ . Однако в любом случае зависимость  $P_T(B)$  будет содержать информацию о поведении  $\sigma^{ac}(B)$ . Отметим, что для количественного сопоставления экспериментальных данных с теорией, на что настоящее краткое сообщение не претендует, кроме зависимости  $P_T(B)$  необходима еще и зависимость  $P_R(B)$ .

Приведенная на рис. 4а зависимость  $R_{xx}(1/B)$  отражает поведение статической диссипативной прово-



Рис. 3. (а) – Зависимость проходящей через образец микроволновой мощности  $R_T$  от магнитного поля B. (b) – Зависимость осциллирующей компоненты проходящей через образец микроволновой мощности  $P_T^{\rm osc}$  от магнитного поля B ( $T = 4.2 \, {\rm K}, \, \omega/2\pi = 125 \, \Gamma \Gamma {\rm q}$ ). Стрелками указано положение циклотронного резонанса

димости  $\sigma_{xx}^{dc}$ , так как в исследуемых образцах условие  $\mu B > 1$  выполняется уже в полях B > 0.1 Тл. В этой зависимости доминируют ММП-осцилляции. Поведение осциллирующей компоненты  $\sigma^{ac}$  отражает зависимость  $P_T^{\text{osc}}(1/B)$ , представленная на рис. 4b. Наличие в зависимости характерных "узлов" указывает на модуляцию "быстрой" осциллирующей компоненты "медленной" осциллирующей составляющей. Анализ показал, что период "быстрых" осцилляций совпадает с периодом ММП-осцилляций в зависимости  $R_{xx}(1/B)$ , а период "медленных" осцилляций близок к периоду  $\omega/\omega_c$ -осцилляций. В этом случае экспериментальную зависимость  $P_T^{\text{osc}}(1/B)$  можно рассматривать как интерференцию осцилляций  $\cos[2\pi(\Delta_{12}+\hbar\omega)/\hbar\omega_c]$  и  $\cos[2\pi(\Delta_{12}-\hbar\omega)/\hbar\omega_c]$ . Такое поведение было предсказано теорией магнетопоглощения в двухподзонной электронной системе в условиях  $h\omega \ll \Delta_{12}$  [8].

В настоящей работе представлены первые экспериментальные результаты по исследованию про-



Рис. 4. (а) – Зависимость  $R_{xx}(1/B)$ , измеренная при T = 4.2 К на квадратном образце методом Ван дер Пау. (b) – Зависимость  $P_T^{\text{osc}}(1/B)$  (T = 4.2 К,  $\omega/2\pi = 125$  ГГц)

хождения микроволнового излучения через квантовую яму с двумя заполненными подзонами размерного квантования. Полученные результаты качественно согласуются с теорией микроволнового магнетопоглощения в двухподзонных электронных системах [8].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект #14-02-01158) и Министерства образования и науки Российской Федерации.

- 1. T. Ando, J. Phys. Soc. Jpn. 38, 989 (1975).
- G. Abstreiter, J. P. Kotthaus, J. F. Koch, and G. Dorda, Phys. Rev. B 14, 2480 (1976).
- O. M. Fedorych, M. Potemski, S.A. Studenikin, J.A. Gupta, Z.R. Wasilewski, and I.A. Dmitriev, Phys. Rev. B 81, 201302(R) (2010).
- 4. А.В. Чаплик, ЖЭТФ **62**, 746 (1972).
- 5. S. A. Mikhailov, Phys. Rev. B 70, 165311 (2004).
- S.A. Studenikin, A.S. Sachrajada, J.A. Gupta, Z.R. Wasilewski, O.M. Fedorych, M. Byszewski, D.K. Maude, M. Potemski, M. Hilke, K. W. West, and L. N. Pfeiffer, Phys. Rev. B 76, 165321 (2007).
- V. A. Volkov and A. A. Zabolotnykh, Phys. Rev. B 89, 121410(R) (2014).
- 8. O.E. Raichev, Phys. Rev. B 78, 125304 (2008).
- K. J. Friedland, R. Hey, H. Kostial, R. Klann, and K. Ploog, Phys. Rev. Lett. 77, 4616 (1996).
- А.В. Горан, А.К. Калагин, А.А. Быков, Письма в ЖЭТФ 94, 576 (2011).
- S. Dietrich, S. Byrnes, S. Vitkalov, A.V. Goran, and A.A. Bykov, Phys. Rev. B 86, 075471 (2012).
- Д. В. Дмитриев, И. С. Стрыгин, А. А. Быков, С. Дитрих, С. А. Виткалов, Письма в ЖЭТФ 95, 467 (2012).
- А.В. Горан, И.С. Стрыгин, А.А. Быков, Письма в ЖЭТФ 96, 894 (2012).
- А. А. Быков, А. В. Горан, В. Майер, С. А. Виткалов, Письма в ЖЭТФ 98, 811 (2013).
- А.А. Быков, И.С. Стрыгин, И.В. Марчишин, А.В. Горан, Письма в ЖЭТФ 99, 347 (2014).
- 16. В. М. Поляновский, ФТП **22**, 2230 (1988).
- D. R. Leadley, R. Fletcher, R. J. Nicholas, F. Tao, C. T. Foxon, and J. J. Harris, Phys. Rev. B 46, 12439 (1992).
- A. V. Goran, A. A. Bykov, A. I. Toropov, and S. A. Vitkalov, Phys. Rev. B 80, 193305 (2009).
- A. A. Bykov, A. V. Goran, and S. A. Vitkalov, Phys. Rev. B 81, 155322 (2010).
- 20. O. E. Raichev, Phys. Rev. B 81, 195301 (2010).