Письма в ЖЭТФ, том 100, вып. 12, с. 891 – 894 

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

*А. А. 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. B **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: $P_T = P_0 - P_R - P_A$, где $P_0$ – падающая мощность, $P_R$ – отраженная мощность, $P_A$ – поглощенная мощность. Если выполняется неравенство $P_R \ll P_A$, то коэффициенты прохождения $(P_T/P_0)$ 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 $B$ 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 ($\varepsilon_F/\hbar\omega_c$-осцилляции) соответствует периоду осцилляций Шубникова–де Гааза (ШДГ). Особенностью $\varepsilon_F/\hbar\omega_c$-осцилляций в $\sigma^{ac}$ по сравнению с $\varepsilon_F/\hbar\omega_c$-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

1)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. 1a. В магнитном поле в

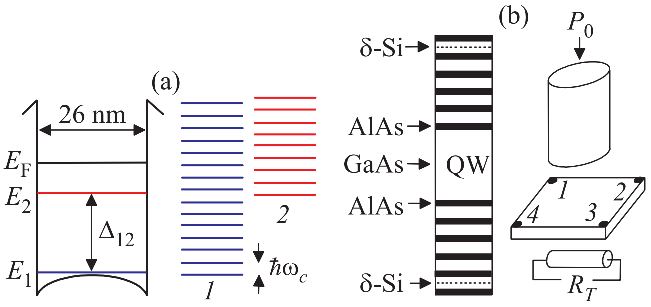


Рис. 1. (a) – Схематический вид профиля ограничивающего потенциала квантовой ямы GaAs с двумя заполненными подзонами и две серии уровней Ландау, возникающие из первой и второй подзон в магнитном поле $B$ ($E_1$, $E_2$ – энергетические положения дна первой и второй подзон, $\Delta_{12}$ – межподзонное энергетическое расщепление, $E_F$ – 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 $\Delta_{12} = E_2 - E_1$ – межподзонное энергетическое расщепление, $E_1$ – энергетическое положение дна первой подзоны, $E_2$ – 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 $T = 4.2$ K в полях $B < 1$ Тл на квадратных образцах площадью $\sim 7 \times 7$ мм$^2$ 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 $\sim 1$ кГц. Концентрация электронов $n_H$ вычислялась из сопротивления $R_{xy} = R_{1324}$ в поле $B = 1$ Тл. Она составила $n_H \approx 8.2 \cdot 10^{15}$ м$^{-2}$. Электронная подвижность рассчитывалась из величин $R_{xx} = R_{1243}$ и $R_{yy} = R_{1423}$ в нулевом магнитном поле. Она составила $\mu \approx 120$ м$^2$/В $\cdot$ с при $T = 4.2$ K.

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

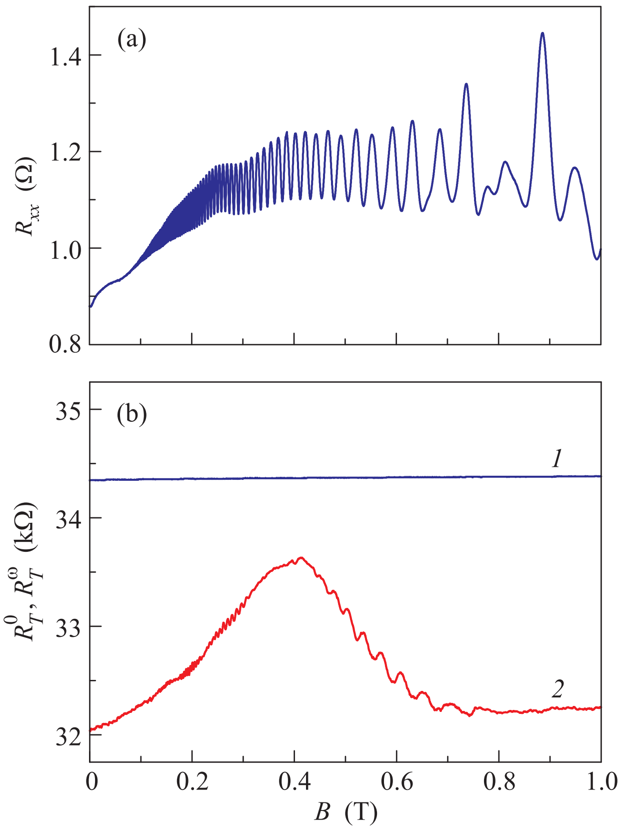


Рис. 2. (a) – Зависимость $R_{xx}(B)$, измеренная при $T = 4.2$ K на квадратном образце методом Ван дер Пау. (b) – Зависимости сопротивления угольного резистора при $T = 4.2$ K от магнитного поля $B$: *1* – $R_T^0$, $P_0 = 0$; *2* – $R_T^\omega$, $P_0 > 0$, $\omega/2\pi = 125$ ГГц

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 $T = 4.2$ К 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 $B > 0.5$ Тл ММП- и ШДГ-осцилляции сосуществуют. Период ММП-осцилляций соответствует энергетическому расщеплению $\Delta_{12} \approx 15.5$ мэВ и разности концентраций в подзонах $n_1 - n_2 \approx 4.4 \times \times 10^{15}$ м$^{-2}$. Из величин $n_1 + n_2 = n_H$ и $n_1 - n_2$ следует, что электронные концентрации в подзонах составляют $n_1 \approx 6.3 \cdot 10^{15}$ м$^{-2}$ и $n_2 \approx 1.9 \cdot 10^{15}$ м$^{-2}$.

На рис. 2b представлены зависимости $R_T^0(B)$ и $R_T^\omega(B)$. Видно, что "темновое" сопротивление используемого угольного резистора $R_T^0(B)$ практически не зависит от $B$. Эта ситуация соответствует $P_0 = 0$. При подаче на образец микроволновой мощности $P_0 > 0$ в зависимости $R_T^\omega(B)$ 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. 3a. В ней, как и ожидалось, наблюдается широкий провал. Микроволновое пропускание в исследуемой системе имеет минимум при $B \approx 0.4$ Тл. 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 $P_T^{\rm osc}$, 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 $P_T$ 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. 4a зависимость $R_{xx}(1/B)$ отражает поведение статической диссипативной прово-

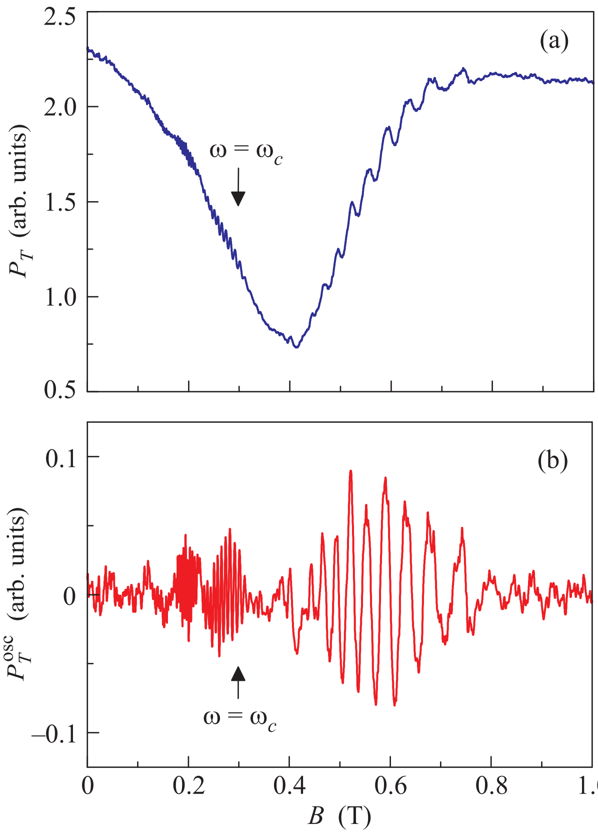


Рис. 3. (a) – Зависимость проходящей через образец микроволновой мощности $R_T$ от магнитного поля $B$. (b) – Зависимость осциллирующей компоненты проходящей через образец микроволновой мощности $P_T^{\rm osc}$ от магнитного поля $B$ ($T = 4.2$ К, $\omega/2\pi = 125$ ГГц). Стрелками указано положение 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 $P_T^{\rm osc}(1/B)$, 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 $P_T^{\rm osc}(1/B)$ 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-

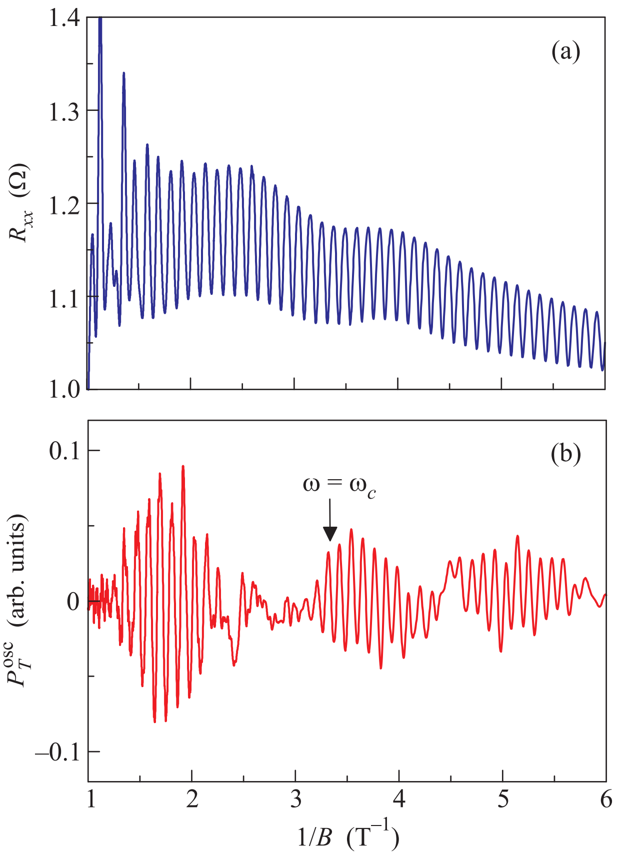


Рис. 4. (a) – Зависимость $R_{xx}(1/B)$, измеренная при $T = 4.2$ K на квадратном образце методом Ван дер Пау. (b) – Зависимость $P_T^{\rm osc}(1/B)$ ($T = 4.2$ K, $\omega/2\pi = 125$ ГГц)

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).
2. G. Abstreiter, J. P. Kotthaus, J. F. Koch, and G. Dorda, Phys. Rev. B **14**, 2480 (1976).
3. 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).
6. 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).
7. V. A. Volkov and A. A. Zabolotnykh, Phys. Rev. B **89**, 121410(R) (2014).
8. O. E. Raichev, Phys. Rev. B **78**, 125304 (2008).
9. K. J. Friedland, R. Hey, H. Kostial, R. Klann, and K. Ploog, Phys. Rev. Lett. **77**, 4616 (1996).
10. А. В. Горан, А. К. Калагин, А. А. Быков, Письма в ЖЭТФ **94**, 576 (2011).
11. S. Dietrich, S. Byrnes, S. Vitkalov, A. V. Goran, and A. A. Bykov, Phys. Rev. B **86**, 075471 (2012).
12. Д. В. Дмитриев, И. С. Стрыгин, А. А. Быков, С. Дитрих, С. А. Виткалов, Письма в ЖЭТФ **95**, 467 (2012).
13. А. В. Горан, И. С. Стрыгин, А. А. Быков, Письма в ЖЭТФ **96**, 894 (2012).
14. А. А. Быков, А. В. Горан, В. Майер, С. А. Виткалов, Письма в ЖЭТФ **98**, 811 (2013).
15. 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).
17. D. R. Leadley, R. Fletcher, R. J. Nicholas, F. Tao, C. T. Foxon, and J. J. Harris, Phys. Rev. B **46**, 12439 (1992).
18. A. V. Goran, A. A. Bykov, A. I. Toropov, and S. A. Vitkalov, Phys. Rev. B **80**, 193305 (2009).
19. 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).