

Исследование краевых магнитоплазменных возбуждений в двумерной электронной системе с сильным экранированием

С. И. Губарев⁺, В. М. Муравьев⁺, И. В. Андреев¹⁾⁺, В. Н. Белянин^{+*}, И. В. Кукушкин⁺

⁺Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

^{*}Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Россия

Поступила в редакцию 25 июня 2015 г.

После переработки 25 августа 2015 г.

Методом оптического детектирования исследована дисперсия плазменных и магнитоплазменных возбуждений в двумерных электронных системах с близко расположенным задним затвором. В образцах в форме дисков экспериментально наблюдались как циклотронное, так и краевое экранированные магнитоплазменные возбуждения. Установлено, что магнитное поведение обеих мод хорошо согласуется с существующей теорией, описывающей дисперсию экранированных магнитоплазменных возбуждений. Показано, что в сильном магнитном поле дисперсия экранированных магнитоплазменных возбуждений имеет квадратичный характер. Это позволяет поставить в соответствие магнитоплазменной волне квазичастицу с массой, обладающей целым рядом уникальных свойств.

DOI: 10.7868/S0370274X15190121

Плазменные и магнитоплазменные возбуждения в двумерных электронных системах (ДЭС) являются предметом интенсивных исследований уже почти полвека [1, 2]. Такой интерес, с одной стороны, связан с тем, что путем применения современных методик молекулярно-пучковой эпитаксии удается получить полупроводниковые гетероструктуры беспрецедентного качества. Время рассеяния двумерных электронов в таких структурах может достигать величины $\tau = 100$ пс [3]. При таком качестве структур резонансное возбуждение двумерных (2D) плазмонов в ДЭС происходит в важных с точки зрения приложений терагерцовом и микроволновом частотных диапазонах [4]. Кроме того, скорость двумерных плазменных волн в полупроводниковых структурах может перестраиваться в широких пределах путем изменения электронной плотности ДЭС или приложения внешнего перпендикулярного магнитного поля [6, 8]. Эта возможность делает 2D-плазмоны гибким и удобным объектом для различных физических исследований.

В последнее время большой интерес исследователей прикован к изучению плазменных эффектов в полупроводниковых структурах с передним или задним затвором. Такую архитектуру, например, имеют НЕМТ-транзисторы, нашедшие неожиданное применение в области детектирования терагерцового излучения [5–8]. Кроме того, в двумерной электронной

системе с передним затвором недавно был обнаружен особый тип слабо затухающих плазменных возбуждений – релятивистский плазмон [9, 10].

Дисперсия двумерных плазменных возбуждений в нулевом магнитном поле определяется формулой [1]

$$\omega_p^2(q) = \frac{n_s e^2}{2m^* \epsilon_0 \epsilon(q)} q. \quad (1)$$

Здесь q – волновой вектор плазменного возбуждения, n_s и $m^* = 0.067m_0$ – плотность и эффективная масса двумерных электронов (m_0 – масса свободного электрона), ϵ_0 и $\epsilon(q)$ – электрическая постоянная и эффективная диэлектрическая проницаемость среды соответственно. В отсутствие экранировки затвором $\epsilon(q)$ представляет собой полусумму диэлектрических проницаемостей вакуума и GaAs ($\epsilon = 12.8$): $\epsilon(q) = (\epsilon + 1)/2$. При наличии металлического затвора на расстоянии a под ДЭС эффективная диэлектрическая проницаемость задается выражением $\epsilon(q) = (1 + \epsilon \coth qa)/2$. Для большинства использованных в экспериментах полупроводниковых гетероструктур выполняется условие $qa \ll 1$. При такой сильной экранировке спектр 2D-плазмонов приобретает линейный характер [11]:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_s e^2 a}{m^* \epsilon_0 \epsilon}} q. \quad (2)$$

Во внешнем перпендикулярном магнитном поле спектр магнитоплазменных возбуждений расщепля-

¹⁾e-mail: andreev@issp.ac.ru

ется на две магнитоплазменные моды [12]. Частота одной из них в пределе сильного магнитного поля стремится к частоте циклотронного резонанса. Вторая магнитоплазменная мода носит краевой характер и в пределе больших магнитных полей распространяется вдоль края ДЭС со скоростью $v \propto \sigma_{xy}/\epsilon_0$, где σ_{xy} – недиагональная компонента тензора проводимости ДЭС [20]. Поведение циклотронного магнитоплазменного возбуждения в случае экранирования затвором было экспериментально изучено в работе [13]. Про краевую магнитоплазменную (КМП) моду [14–18] в экранированных двумерных системах известно гораздо меньше [19–21]. Экспериментально она наблюдалась лишь в пределе больших магнитных полей ($B > 1$ Тл) в опытах с временным разрешением [22, 23]. Что касается магнитодисперсии экранированного КМП-возбуждения, то до настоящего времени этот вопрос оставался экспериментально не изученным. Целью данной работы является детальное исследование магнитодисперсии краевых и “объемных” магнитоплазменных возбуждений в двумерных структурах с сильным экранированием.

Эксперименты проводились на полупроводниковых гетероструктурах AlGaAs/GaAs высокого качества, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии. На расстоянии 158 нм от поверхности структуры была выращена GaAs квантовая яма шириной 20 нм. Под квантовой ямой на расстоянии $a = 840$ нм располагался задний затвор, представляющий собой сильно легированный ($2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) слой n^+ -GaAs шириной 600 нм. Подвижность двумерных электронов в квантовой яме составляла $\mu = 10 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ при концентрации $n_s = 1.0 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ($T = 4.2 \text{ К}$). Из полупроводниковой структуры методом жидкостного травления изготавливался массив одинаковых дисков ДЭС (вставка к рис. 1). Было изготовлено два образца с дисками диаметров $d = 30$ и 100 мкм. Диски располагались в вершинах гексагонального массива. Расстояние между центрами дисков $2d$. Образец помещался в прямоугольную волноводную секцию. По волноводу к образцу подводилось микроволновое излучение с частотой в диапазоне 2–50 ГГц. Оно возбуждало в дисках плазменные волны. Регистрация плазменных и магнитоплазменных резонансов осуществлялась методом оптического детектирования микроволнового поглощения [24, 25]. В эксперименте измерялся дифференциальный спектр рекомбинационного излучения двумерных электронов в присутствии СВЧ-излучения и без него. Затем величина дифференциального сигнала изучалась как функция частоты микроволнового возбуждения и внешнего магнитного поля. Для фотоз-

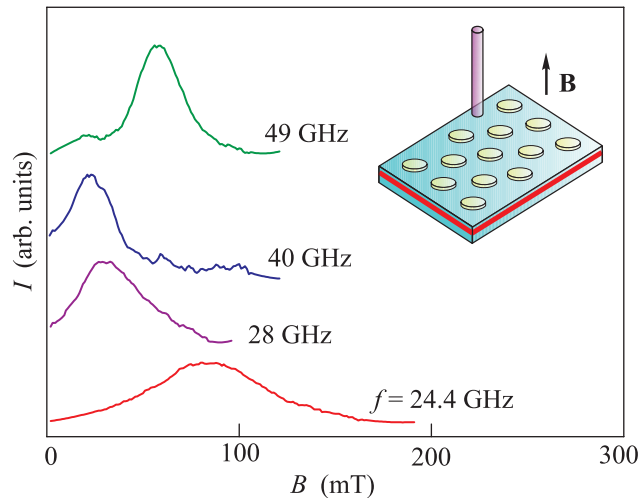


Рис. 1. Типичные магнитопольные зависимости резонансного поглощения, измеренные для массива дисков диаметром $d = 30$ мкм для различных частот микроволнового возбуждения. Для наглядности кривые сдвинуты по вертикальной оси. Расстояние от ДЭС до затвора, расположенного под квантовой ямой, $a = 840$ нм. Концентрация двумерных электронов в ДЭС $n_s = 1.0 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. На вставке приведено схематическое изображение исследуемого образца и показано его расположение относительно световода

буждения использовался стабилизированный полупроводниковый лазер с длиной волны 780 нм и мощностью 0.1 мВт. Свет от лазера подводился к образцу по оптическому кварцевому световоду, пропущенному внутрь волноводной секции (вставка к рис. 1). Тем же световодом осуществлялся сбор сигнала фотолюминесценции двумерных электронов, спектр которого затем регистрировался с помощью двойного спектрометра с CCD-камерой. Образец был погружен в гелиевый криостат со сверхпроводящим магнитом. Эксперименты проводились при температуре на образце $T = 4.2 \text{ К}$.

На рис. 1 показаны типичные кривые резонансного микроволнового поглощения для массива дисков, имеющих диаметр $d = 30$ мкм. На частотах менее $f = 35$ ГГц наблюдаемый магнитоплазменный резонанс с уменьшением частоты смещается в область больших магнитных полей. В то же время в области частот выше 35 ГГц резонанс демонстрирует обратное качественное поведение, смещаясь с увеличением частоты в область больших магнитных полей. Зависимость резонансного магнитного поля от частоты микроволнового излучения для данного образца изображена на рис. 2. Магнитодисперсия плазменного возбуждения состоит из двух ветвей. Верхняя ветвь обладает положительной магнитодиспер-

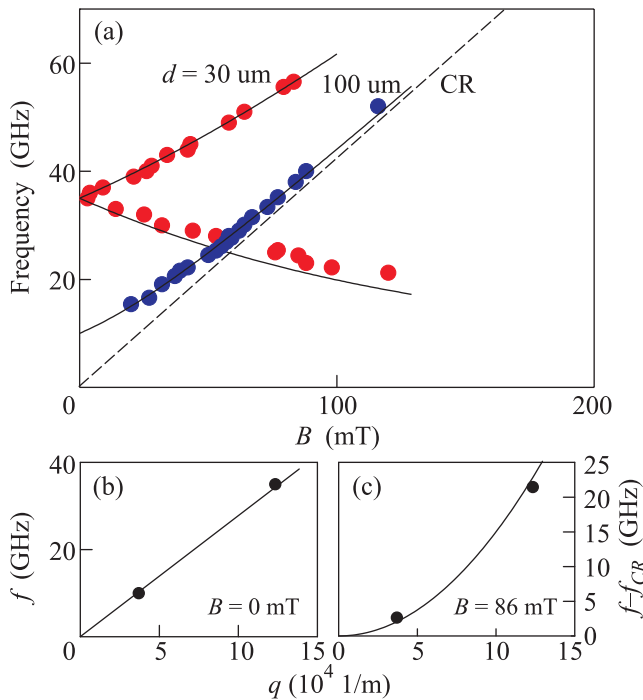


Рис. 2. (а) – Магнитодисперсия циклотронной и краевой магнитоплазменных мод в дисках ДЭС различного диаметра ($d = 30$ и 100 мкм) с сильным экранированием. (б) – Зависимость плазменной частоты от волнового вектора $q = 3.7/d$ в нулевом магнитном поле. (с) – Зависимость разности плазменной и циклотронной частот от волнового вектора q в магнитном поле $B = 86$ мТл. Сплошными линиями показаны теоретические кривые, полученные согласно (3). Штриховая линия соответствует циклотронному резонансу

сией и отвечает циклотронному магнитоплазменному возбуждению с частотой, асимптотически стремящейся к циклотронной (штриховая линия на рис. 2) в пределе больших магнитных полей. Нижняя же ветвь обладает отрицательной магнитодисперсией. Это указывает на краевую магнитоплазменную природу исследуемого резонанса, что соответствует первому экспериментальному наблюдению экранированной КМП-моды. Также на рис. 2 показана магнитодисперсия циклотронной магнитоплазменной моды для образца с диаметром дисков $d = 100$ мкм. Концентрация двумерных электронов в исследуемой структуре составляла $n_s = 1.0 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$. Экстраполируя магнитодисперсионную зависимость, удается определить частоту плазмона в нулевом магнитном поле: $f_p(d = 100 \text{ мкм}) = 10$ ГГц.

Существует несколько теорий, описывающих поведение магнитоплазменных возбуждений в экранированных двумерных системах [12, 19, 20]. В наших экспериментах магнитодисперсия верхней и нижней

экранированных плазменных мод наилучшим образом описывается следующим выражением (сплошные линии на рис. 2) [12, 26]:

$$\omega_{\pm} = \pm \frac{\omega_{CR}}{2} + \sqrt{\omega_p^2 + \left(\frac{\omega_{CR}}{2}\right)^2}, \quad (3)$$

где $\omega_{CR} = eB/m^*$ – циклотронная частота, ω_p – частота плазменных колебаний в диске в нулевом магнитном поле, которая определяется формулой (2). Результаты численного моделирования поведения плазменных волн для экранированного ДЭС в форме дисков предсказывают эффективный волновой вектор $q = 3.7/d$ [19]. Следует заметить, что эта величина отличается от волнового вектора плазмона в неэкранированном случае, $q = 2.4/d$ [19, 27].

На рис. 2b приведена измеренная зависимость плазменной частоты в нулевом магнитном поле от волнового вектора $q = 3.7/d$. Она носит линейный характер, что свойственно именно плазменным возбуждениям в сильно экранированных двумерных электронных системах. Сплошная линия на рисунке – теоретическое предсказание для дисперсии экранированного плазмона согласно формуле (2) [11].

Следует заметить, что согласно нашим экспериментам и выражению (3) частота циклотронной магнитоплазменной моды в пределе $\omega_{CR} \gg \omega_p$ описывается выражением $\omega_+ = \omega_{CR} + \omega_p^2/\omega_{CR}$. Подставляя сюда частоту экранированного плазмона ω_p из формулы (2), находим

$$\hbar\omega_+ = \hbar\omega_{CR} + \hbar \frac{n_s e a}{\varepsilon_0 \varepsilon B} q^2 = \hbar\omega_{CR} + \frac{\hbar^2 q^2}{2m_p}, \quad (4)$$

$$m_p = \frac{\hbar \varepsilon_0 \varepsilon}{2n_s e a} B.$$

Из выражения (4) следует, что зависимость энергии от волнового вектора для объемного экранированного магнитоплазмона имеет щель ω_{CR} и носит квадратичный характер. Следовательно, экранированному КМП можно поставить в соответствие квазичастицу с массой m_p . Масса такой квазичастицы может легко перестраиваться в широких пределах путем изменения внешнего магнитного поля. В качестве примера на рис. 2с приведена измеренная в наших экспериментах зависимость разностной частоты $f - f_{CR}$ от волнового вектора плазмона q в магнитном поле $B = 86$ мТл. На том же рисунке сплошной линией показана аппроксимация экспериментальных данных квадратичной функцией. Извлеченное из этой аппроксимации значение массы плазменной квазичастицы составляет $m_p = 1.2 \cdot 10^{-5} m_0$. Поскольку плазменные возбуждения подчиняются бозевской статистике, столь малая масса делает новую квазичастицу

привлекательным кандидатом для изучения различных эффектов бозе-эйнштейновской конденсации.

Таким образом, в работе исследована дисперсия магнитоплазменных и плазменных возбуждений в сильно экранированных двумерных электронных системах с близко расположенным задним затвором. В образцах с формой дисков наряду с циклотронной магнитоплазменной модой впервые наблюдалось краевое магнитоплазменное возбуждение. Установлено, что магнитополевое поведение обеих мод хорошо согласуется с теорией, предложенной для описания магнитоплазменных возбуждений в дипольном приближении [12]. Показано, что в сильном магнитном поле дисперсия экранированной циклотронной моды имеет квадратичный характер. Это позволяет поставить в соответствие магнитоплазменной волне квазичастицу с массой, обладающей целым рядом уникальных свойств.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ.

1. F. Stern, Phys. Rev. Lett. **18**, 546 (1967).
2. S. J. Allen, Jr., D. C. Tsui, and R. A. Logan, Phys. Rev. Lett. **38**, 980 (1977).
3. I. V. Andreev, V. M. Muravev, V. N. Belyanin, and I. V. Kukushkin, Appl. Phys. Lett. **105**, 202106 (2014).
4. X.-C. Zhang and J. Xu, *Introduction to THz Wave Photonics*, Springer, London (2010).
5. W. Knap, Y. Deng, S. Rumyantsev, and M. S. Shur, Appl. Phys. Lett. **81**, 4637 (2002).
6. E. A. Shaner, M. Lee, M. C. Wanke, A. D. Grine, J. L. Reno, and S. J. Allen, Appl. Phys. Lett. **87**, 193507 (2005).
7. W. Knap, J. Lusakowski, T. Parenty, S. Bollaert, A. Cappy, V. V. Popov, and M. S. Shur, Appl. Phys. Lett. **84**, 2331 (2004).
8. V. M. Muravev and I. V. Kukushkin, Appl. Phys. Lett. **100**, 082102 (2012).
9. П. А. Гусихин, В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ **100**, 732 (2014).
10. V. M. Muravev, P. A. Gusikhin, I. V. Andreev, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. Lett. **114**, 106805 (2015).
11. А. В. Чаплик, ЖЭТФ **62**, 746 (1972).
12. S. J. Allen, Jr., H. L. Stormer, and J. C. M. Hwang, Phys. Rev. B **28**, 4875(R) (1983).
13. V. M. Muravev, C. Jiang, I. V. Kukushkin, J. H. Smet, V. Umansky, and K. von Klitzing, Phys. Rev. B **75**, 193307 (2007).
14. В. А. Волков, Д. В. Галченков, Л. А. Галченков, И. М. Гродненский, О. Р. Матов, С. А. Михайлов, Письма в ЖЭТФ **44**, 510 (1986).
15. R. C. Ashoori, H. L. Stormer, L. N. Pfeiffer, K. W. Baldwin, and K. West, Phys. Rev. B **45**, 3894(R) (1992).
16. V. I. Talyanskii, A. V. Polisski, D. D. Arnone, M. Pepper, C. G. Smith, D. A. Ritchie, J. E. Frost, and G. A. C. Jones, Phys. Rev. B **46**, 12427 (1992).
17. N. B. Zhitenev, R. J. Haug, K. von Klitzing, and K. Eberl, Phys. Rev. B **49**, 7809(R) (1994).
18. G. Ernst, R. J. Haug, J. Kuhl, K. von Klitzing, and K. Eberl, Phys. Rev. Lett. **77**, 4245 (1996).
19. A. L. Fetter, Phys. Rev. B **33**, 5221 (1986).
20. В. А. Волков, С. А. Михайлов, ЖЭТФ **94**(8), 217 (1988).
21. С. С. Назин, В. Б. Шикин, ЖЭТФ **94**(2), 133 (1988).
22. N. B. Zhitenev, R. J. Haug, K. von Klitzing, and K. Eberl, Phys. Rev. Lett. **71**, 2292 (1993).
23. N. Kumada, H. Kamata, and T. Fujisawa, Phys. Rev. B **84**, 045314 (2011).
24. В. М. Ашкенадзе, Е. Линдер, Е. Коэн, и А. Рон, Phys. Stat. Sol. **164**, 231 (1997).
25. М. Ю. Акимов, И. В. Кукушкин, С. И. Губарев, С. В. Товстоног, Ю. Смет, К. фон Клитцинг, В. Вегшайдер, Письма в ЖЭТФ **72**, 662 (2000).
26. V. Shikin, S. Nazin, D. Heitmann, and T. Demel, Phys. Rev. B **43**, 11903 (1991).
27. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, S. A. Mikhailov, D. V. Kulakovskii, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, Phys. Rev. Lett. **90**, 156801 (2003).