Письма в ЖЭТФ, том 108, вып. 7, с. 478 – 482

Обнаружение “темной” осесимметричной плазменной моды в одиночном диске двумерных электронов

А. А. Загитова[1], *В. М. Муравьев, П. А. Гусихин, А. А. Фортунатов, И. В. Кукушкин*

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 10 августа 2018 г.

После переработки 27 августа 2018 г.

Экспериментально исследованы спектры микроволнового поглощения двумерной электронной системы на основе GaAs/AlGaAs гетероструктур в перпендикулярном магнитном поле. Разработана уникальная неинвазивная методика возбуждения “темных” осесимметричных плазменных колебаний в одиночных дисках двумерных электронов. Детально исследованы условия возбуждения и физические свойства новых “темных” плазменных мод. Установлено отличное согласие полученных экспериментальных результатов с теоретическими предсказаниями.

DOI: 10.1134/S0370274X18190049

Двумерные плазменные волны были впервые экспериментально обнаружены более 40 лет тому назад в системе двумерных электронов на поверхности жидкого гелия [1] и МОП (металл–оксид–полупроводник) транзисторах с решетчатым затвором [2]. В последние годы изучение плазменных колебаний в двумерных электронных системах (ДЭС) вызывает значительный исследовательский интерес в силу открытия целого ряда новых плазменных явлений [3, 4]. В нулевом магнитном поле спектр плазменных колебаний задается выражением [5]:

$$\omega_p^2(q) = \frac{n_s e^2}{2m^* \varepsilon_0 \varepsilon} q, \qquad (1)$$

где q – волновой вектор плазмона, n_s – электронная концентрация, m^* – эффективная масса двумерных электронов, ε_0 и $\varepsilon = (\varepsilon_{GaAs}+1)/2$ – диэлектрическая проницаемость вакуума и эффективная диэлектрическая проницаемость окружающей среды. Стоячие плазменные моды в диске ДЭС можно описать при помощи радиального n и азимутального m индексов ($n = 1, 2, \ldots; m = 0, 1, \ldots$) [6, 7]. Они характеризуют число узлов в переменном потенциале стоячей плазменной волны вдоль радиуса и периметра диска, соответственно. Фундаментальной плазменной модой считаются колебания электронной плотности с $n = 1$ и $m = 1$. В большинстве экспериментов по изучению свойств плазменных возбуждений в ДЭС наблюдаются только моды с $m \neq 0$ [8–11]. Это объясняется тем, что у этих мод дипольный момент не равен нулю, поэтому они эффективно возбуждаются падающей на образец плоской электромагнитной волной.

Плазменные моды с $m = 0$ имеют нулевой дипольный момент, поэтому называются “темными”, или осесимметричными плазмонами [6]. Этот тип плазменных возбуждений обладает целым рядом уникальных физических свойств, определяющих его особое место в семействе плазменных колебаний. Во-первых, “темные” плазменные возбуждения обладают особым законом магнитодисперсии, причем в перпендикулярном магнитном поле у них отсутствует краевая ветвь [6]. Во-вторых, осесимметричные плазмоны в силу нулевого дипольного момента не подвержены радиационному затуханию [12]. Поэтому “темные” плазменные моды обладают гораздо большей добротностью, нежели ординарные плазменные возбуждения с $m \neq 0$. Последнее обстоятельство делает их привлекательным объектом для систем классической и квантовой плазмонной электроники.

В силу нулевого дипольного момента “темные” плазменные колебания с $m = 0$ невозможно возбудить в однородном электромагнитном поле. До настоящего времени осесимметричные плазменные моды наблюдались лишь в системах с очень сложным диэлектрическим окружением [12–14]. Это обстоятельство затрудняло количественное исследование свойств “темных” плазменных возбуждений в ДЭС. В настоящей работе была разработана уникальная неинвазивная методика возбуждения “темных” плазменных возбуждений в одиночных дисках ДЭС. При помощи данного метода были детально исследованы условия возбуждения и физические свойства как ординарных плазаменных мод с $m \neq 0$, так

[1]e-mail: zagitova@issp.ac.ru

и новых "темных" осесимметричных возбуждений с $m = 0$.

Исследования проводились на высококачественных гетероструктурах GaAs/AlGaAs с шириной квантовой ямы 20 нм. В экспериментах использовались струтуры с концентрацией двумерных электронов в диапазоне от $n_s = 0.1 \times 10^{11}$ до 2.6×10^{11} см$^{-2}$. Образцы представляли собой мезы с диаметром $d = 0.5$ мм, изготовленные с помощью оптической литографии и жидкостного травления. Плазменные колебания возбуждались сверхвысокочастотным (СВЧ) излучением в диапазоне частот от 15 до 85 ГГц, которое подводилось к образцу через волновод с прямоугольным сечением. Магнитное поле было направлено перпендикулярно поверхности образца и разворачивалось в пределе $B = 0{-}1$ Тл. Для регистрации плазменных возбуждений в ДЭС использовалась оптическая методика детектирования микроволнового поглощения [15, 16]. Суть методики заключается в том, что при разогреве двумерной электронной системы ее спектр люминесценции испытывает сильное изменение. Поэтому интеграл разностного спектра люминесценции может служить мерилом разогрева ДЭС. Образец облучался через кварцевый оптоволоконный световод с диаметром 0.4 мм излучением от стабилизированного полупроводникового лазера с длиной волны $\lambda = 780$ нм. Сигнал фотолюминесценции ДЭС собирался через тот же световод и анализировался при помощи монохроматора с CCD камерой. Все измерения проводились в криостате со сверхпроводящим магнитом при температуре $T = 4.2$ K.

На рисунке 1a показаны характерные кривые поглощения микроволнового излучения, измеренные в зависимости от магнитного поля в диске ДЭС с диаметром $d = 0.5$ мм и электронной концентрацией $n_s = 2.6{\cdot}10^{11}$ см$^{-2}$. На рисунке 1a приведены три кривые, полученные для частот микроволнового излучения 64, 70 и 80 ГГц. На кривой поглощения, измеренной при $f = 64$ ГГц, наблюдается серия резонансов 1, 2 и 3 (рис.1a), из которых 1 соответствует, по-видимому, фундаментальному магнитоплазменному возбуждению, а 2 и 3 – его кратным гармоникам. Также виден отстоящий отдельно по магнитному полю резонанс AP, амплитуда которого сравнима с амплитудой фундаментального магнитоплазменного резонанса. Это указывает на то, что резонанс AP соответствует особому типу плазменных возбуждений в ДЭС.

Для того чтобы детально разобраться с природой наблюдаемых резонансов, были проведены эксперименты для серии частот СВЧ излучения и построена магнитодисперсия (рис. 1b). Фундаментальный маг-

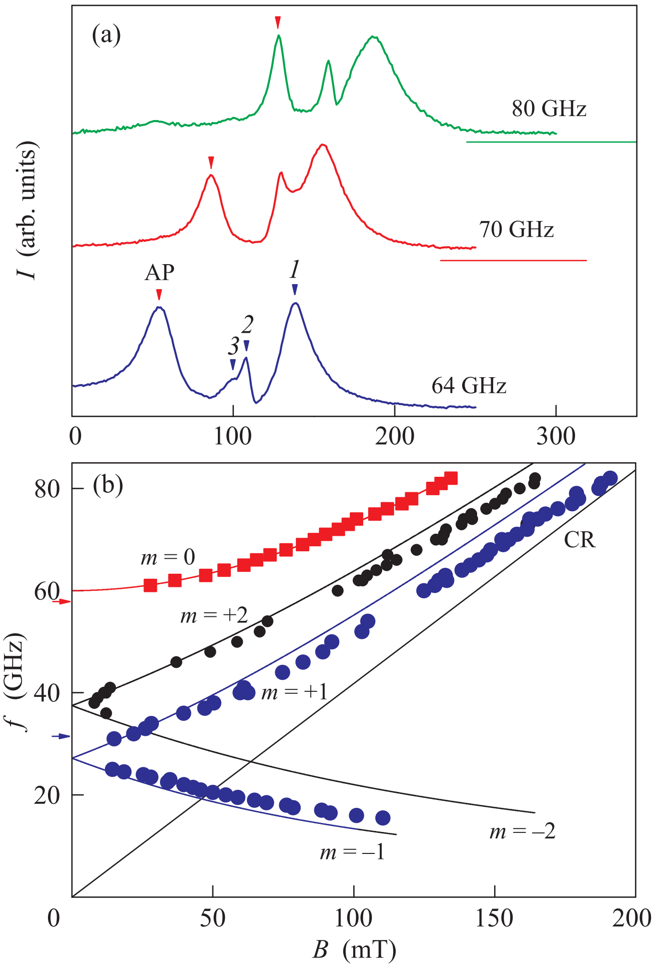

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Зависимость интенсивности микроволнового поглощения от магнитного поля для частот микроволнового облучения 64 , 70 и 80 ГГц в диске ДЭС с диаметром $d = 0.5$ мм и электронной концентрацией $n_s = 2.6 \times 10^{11}$ см$^{-2}$. (b) – Магнитодисперсии плазменных мод с $m = \pm1, \pm2$ (синие и черные точки) и "темной" моды с $m = 0$ (красные квадраты). Синяя и черные кривые соответствуют теоретическим магнитодисперсионным зависимостям согласно (2), прямая черная линия – циклотронному резонансу в GaAs

нитоплазменный резонанс (синие точки на рис. 1b), имеющий в нулевом магнитном поле частоту (27.0 ± 0.3) ГГц, в перпендикулярном магнитном поле расщепляется на две ветви, что хорошо известно из литературных данных [8]. Верхняя ветвь ($m = +1$) имеет положительную магнитодисперсию, и с увеличением величины магнитного поля ее частота асимптотически стремится к частоте циклотронного резонанса $\omega_c = eB/m^*$ ($m^* = 0.067\, m_0$ – эффективная масса электрона в GaAs). Эта ветвь соответствует возбуждению объемной магнитоплазменной моды [8]. Нижняя ветвь демонстрирует отрицательную магнитодисперсию и отвечает краевому магнитоплазменному возбуждению в ДЭС [8, 17]. Экспериментальные результаты хорошо описываются теоретической зависимостью магнитодисперсии (синие кривые на рис. 1b) [8]:

$$\omega = \frac{\omega_c}{2} \pm \sqrt{\omega_p^2 + \left(\frac{\omega_c}{2}\right)^2}, \tag{2}$$

где ω_p – плазменная частота в нулевом магнитном поле. Заметим, что производная $\partial\omega/\partial\omega_c\,|_{B=0\ T} = \pm 1/2$. Экспериментальное значение плазменной частоты фундаментальной моды в нулевом магнитном поле (27.0 ± 0.3) ГГц хорошо согласуется с теоретическим предсказанием $f_{1,1} = 31.5$ ГГц (синяя стрелка на рис. 1b), полученным в работе [6] при условии $h \gg R$. Следует отметить, что теоретические расчеты были выполнены в приближении несжимаемой ДЭС. Это приближение хорошо работает в наших экспериментах, поскольку $\omega_p \gg q v_F$, где $v_F = 2.2 \cdot 10^7$ см/с – скорость Ферми для ДЭС в исследуемых образцах. Небольшое смягчение частоты плазмона в эксперименте вызвано эффектами электромагнитного запаздывания [5, 11, 18]. Помимо фундаментальной плазменной моды на рис. 1b приведена магнитодисперсия кратной гармоники с $m = \pm 2$ (черные точки). В нулевом магнитном поле эта гармоника возбуждается на частоте 37.5 ГГц, и ее поведение в перпендикулярном магнитном поле также описывается формулой (2).

Магнитополевое поведение резонанса АР (красные квадраты на рис. 1b) обладает рядом уникальных особенностей. Во-первых, у данной моды не наблюдается краевая ветвь в магнитодисперсии, что указывает на то, что у этого плазменного возбуждения отсутствуют узлы электронной плотности вдоль периметра образца ($m = 0$). Во-вторых, ее магнитодисперсия не подчиняется формуле (2), а описывается зависимостью (красная кривая на рис. 1b)

$$\omega^2 = \omega_p^2 + \omega_c^2. \tag{3}$$

Видно, что в этом случае производная $\partial\omega/\partial\omega_c\ |_{B=0\ T}$ стремится к нулю, в отличие от результата для магнитоплазменных мод с $m \neq 0$. В-третьих, экспериментальное значение плазменной частоты в нулевом магнитном поле (60.0 ± 0.3) ГГц отлично согласуется с теоретическим предсказанием $f_{1,0} = 58.6$ ГГц (красная стрелка на рис. 1b) [6]. Таким образом, согласно экспериментальным данным, новая мода отвечает возбуждению "темных" осесимметричных магнитоплазменных колебаний с $m = 0$.

Следует заметить, что дипольный момент "темных" плазменных мод равен нулю. Вследствие этого возбуждение таких мод в дальнем поле не представляется возможным. Данное обстоятельство много лет препятствовало наблюдению "темных" осесимметричных плазменных возбуждений в ДЭС. Поэтому для обнаружения этих мод типично применяются ближнеполевые методики, которые требуют металлического окружения и создаваемого при этом неоднородного электромагнитного поля [14, 12]. Обнаружение в настоящих экспериментах осесимметричных плазменных возбуждений в одиночном диске ДЭС представляется удивительным наблюдением. Нами было сделано предположение о том, что в настоящих экспериментах данный тип плазменных колебаний возбуждается в силу того, что оптоволокно, подводящее излучение лазера к образцу, представляет собой микроантенну, которая разбивает однородную электромагнитную волну в волноводе на неоднородное поле. Для проверки этой гипотезы были проведены эксперименты при различных расстояниях h между поверхностью образца и концом световода (вставка к рис. 2). На рисунке 2 показаны спектры микроволнового поглощения ДЭС, измеренные при одинаковых условиях СВЧ облучения для $h = 0.4$ мм (синяя

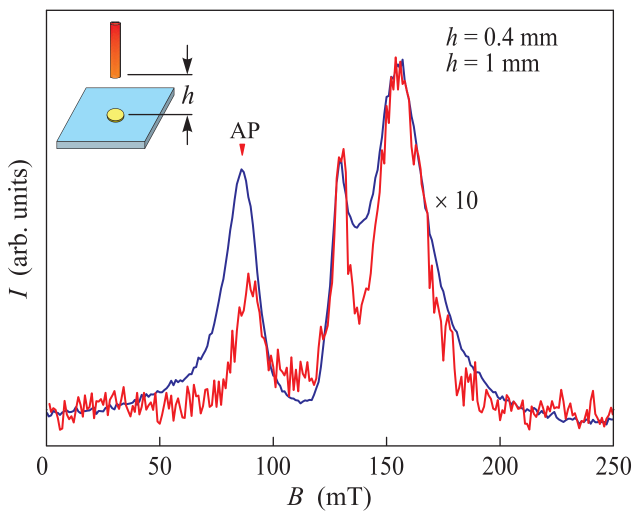

Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимости интенсивности микроволнового поглощения от магнитного поля при частоте микроволнового облучения 70 ГГц для образца с электронной концентрацией $n_s = 2.6 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$. Расстояние между образцом и концом световода составляет $h = 0.4$ мм (синяя кривая) и $h = 1$ мм (красная кривая). На вставке приведено изображение схемы эксперимента

кривая) и $h = 1$ мм (красная кривая). Для наглядности кривая поглощения, соответствующая расстоянию $h = 1$ мм, была увеличена в 10 раз. Видно, что при удалении лазерного оптоволокна от образца относительная амплитуда “темной” моды AP значительно падает. Это свидетельствует о том, что, действительно, оптическое волокно представляет собой эффективную неинвазивную микроантенну.

Для дальнейшего выяснения обстоятельств возбуждения “темных” плазменных мод в одиночном диске ДЭС, были проведены дополнительные исследования на серии гетероструктур GaAs/AlGaAs с концентрацией двумерных электронов в диапазоне от $n_s = 0.1 \times 10^{11}$ до $2.6 \times 10^{11}\,\text{см}^{-2}$. На рисунке 3 приводится сравнение спектров поглощения СВЧ излучения для образцов с электронной концентрацией $n_s = 2.6 \cdot 10^{11}\,\text{см}^{-2}$ при частоте микроволнового излучения 70 ГГц (зеленая кривая) и $0.1 \cdot 10^{11}\,\text{см}^{-2}$ при 20 ГГц (синяя кривая). Стрелками обозначены магнитополевые положения резонансов фундаментальной магнитоплазменной моды (1) и осесимметричной моды (AP). В спектре образца с концентрацией двумерных электронов $n_s = 0.1 \cdot 10^{11}\,\text{см}^{-2}$ наблюдается лишь фундаментальный магнитоплазменный резонанс. Положение моды AP для этого образца обозначено на рис. 3 стрелкой согласно теоретическим

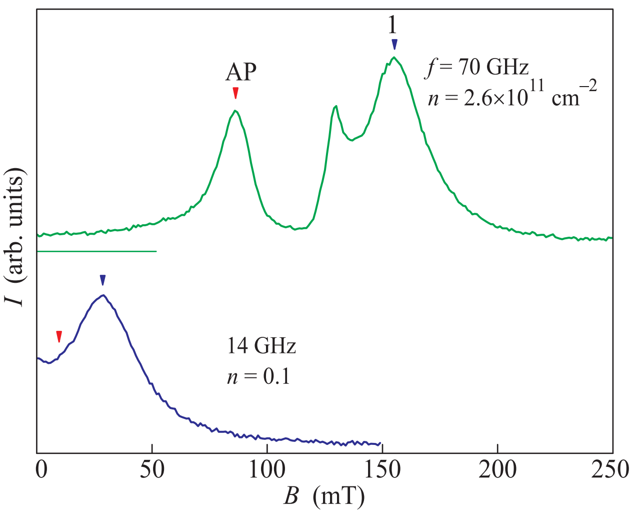

Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимости интенсивности микроволнового поглощения от магнитного поля для образцов с электронной концентрацией $n_s = 2.6 \cdot 10^{11}$ (зеленая кривая) и $0.1 \cdot 10^{11}\,\text{см}^{-2}$ (синяя кривая). Расстояние между поверхностью образца и концом световода составляло $h = 0.4$ мм

предсказаниям [6]. В спектре же образца с более высокой электронной концентрацией присутствует отчетливый пик, соответствующий возбуждению “темной” магнитоплазменной моды. Данные наблюдения, по-видимому, связаны с тем, что в экспериментах на более высоких частотах длина волны СВЧ излучения становится сравнимой с диаметром оптоволокна 0.4 мм, следовательно, возмущение электромагнитного поля, вносимое оптоволокном, становится более существенным.

В настоящей работе были экспериментально обнаружены “темные” осесимметричные плазменные моды в одиночном диске двумерных электронов. Для возбуждения “темных” плазменных колебаний была разработана уникальная неинвазивная методика. Электромагнитное излучение подводилось к образцу по волноводу со встроенным оптоволоконным световодом, который формировал вблизи своего конца локально неоднородное электромагнитное поле. Было установлено, что неоднородность поля от световода тем больше, чем выше частота СВЧ излучения и ближе конец оптоволокна к поверхности образца. В ходе работы были детально исследованы физические свойства обнаруженных новых “темных” плазменных мод. Установлено отличное согласие экспериментальных результатов с теоретическими предсказаниями [6].

Научный результат был получен в рамках проекта Российского Научного Фонда (проект # 14-12-00599), образцы и экспериментальная методика были разработаны при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований # 18-02-00753.

1. C. C. Grimes and G. Adams, Phys. Rev. Lett. **36**, 145 (1976).
2. S. J. Allen, Jr., D. C. Tsui, and R. A. Logan, Phys. Rev. Lett. **38**, 980 (1977).
3. D. Heitmann, Surf. Sci. **170**, 332 (1986).
4. J. Łusakowski, Semicond. Sci. and Technol. **32**, 013004 (2016).
5. F. Stern, Phys. Rev. Lett. **18**, 546 (1967).
6. A. L. Fetter, Phys. Rev. B **33**, 5221 (1986).
7. А. О. Говоров, А. В. Чаплик, Поверхность **12**, 5 (1987).
8. S. J. Allen, Jr., H. L. Störmer, and J. C. M. Hwang, Phys. Rev. B **28**, 4875 (1983).
9. C. Dahl, J. P. Kotthaus, H. Nickel, and W. Schlapp, Phys. Rev. B **46**, 15590 (1992).
10. E. Vasiliadou, G. Müller, D. Heitmann, D. Weiss, K. v. Klitzing, H. Nickel, W. Schlapp, and R. Lösch, Phys. Rev. B **48**, 17145 (1993).
11. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, S. A. Mikhailov, D. V. Kulakovskii, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, Phys. Rev. Lett. **90**, 156801 (2003).

12. V. M. Muravev, I. V. Andreev, V. N. Belyanin, S. I. Gubarev, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B **96**, 045421 (2017).
13. M. L. Ott-Rowland, V. Kotsubo, J. Theobald, and G. A. Williams, Phys. Rev. Lett. **49**, 1708 (1982).
14. D. C. Glattli, E. Y. Andrei, G. Deville, J. Poitrenaud, and F. I. B. Williams, Phys. Rev. Lett. **54**, 1710 (1985).
15. B. M. Ashkinadze, E. Linder, E. Cohen, and A. Ron, Phys. Stat. Sol. **164**, 231 (1997).
16. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, Nature **415**, 409 (2002).
17. В. А. Волков, С. А. Михайлов, ЖЭТФ **94**(8), 217 (1988).
18. S. A. Mikhailov, Phys. Rev. B **70**, 165311 (2004).