

Наблюдение плазмон–поляритонных мод в двумерных электронных системах

И. В. Кукушкин¹⁾+, Д. В. Кулаковский^{1)*}, С. А. Михайлов*, Ю. Смет²⁾*, К. фон Клитцинг²⁾*

⁺ Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

* Max-Planck-Institut für Festkörperforschung 70569 Stuttgart, Germany

Поступила в редакцию 24 марта 2003 г.

В спектре плазменных возбуждений двумерной электронной системы с высокой подвижностью электронов впервые обнаружено проявление эффектов запаздывания, которые были предсказаны теоретически более 35 лет тому назад. Показано, что в нулевом магнитном поле из-за гибридизации плазменной и световой мод наблюдается значительное уменьшение резонансной плазменной частоты. В перпендикулярном магнитном поле обнаружена необычная зависимость частоты гибридной циклотрон–плазменной моды от магнитного поля. Экспериментальные результаты находятся в хорошем количественном согласии с теорией.

PACS: 71.36.+c, 73.20.Mf

Собственные плазменные колебания в двумерных электронных системах были предсказаны Стерном в 1967 г. [1] и обнаружены экспериментально примерно через 10 лет в системе электронов на поверхности жидкого гелия [2] и кремниевых структурах металл–диэлектрик–полупроводник [3, 4]. Эти и многочисленные последующие эксперименты (см. обзоры [5, 6]) количественно подтвердили предсказанную дисперсию плазмонов [1, 7]:

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

где n_s и m^* – концентрация и эффективная масса двумерных электронов, $\epsilon(q)$ – диэлектрическая проницаемость окружающей среды. В разнообразных полупроводниковых структурах, таких как кремниевые структуры металл–диэлектрик–полупроводник, или гетеропереходах GaAs/AlGaAs плазменные возбуждения детектировались методом ИК спектроскопии. Волновой вектор плазмона (с типичной величиной 10^4 см^{-1}) в этих экспериментах задавался периодом металлической решетки, которая обеспечивала взаимодействие между плазменными возбуждениями и электромагнитным полем.

Спектр плазмонов, описываемый формулой (1), был получен в квази-электростатическом приближении. Влияние электродинамических эффектов на спектр плазменных колебаний было теоретически исследовано в работе Стерна, а также в последующих

публикациях [8–11]. Эффекты запаздывания становятся существенны при малых квазиимпульсах плазмонов, когда их фазовая скорость приближается к скорости света. Для типичных параметров гетероструктур GaAs/AlGaAs это происходит при $q = 10 \text{ см}^{-1}$ и частоте 10–30 ГГц. Наблюдение двумерных плазмонов на таких низких частотах было невозможно несколько лет тому назад, поскольку из-за плохого качества структур ширина линии плазменного резонанса составляла около 100 ГГц. В последние десять лет качество образцов значительно улучшилось – подвижность двумерных электронов выросла на несколько порядков, а ширина линии плазменного резонанса уменьшилась до 2–10 ГГц. Все это позволяет исследовать плазменный резонанс на низких частотах и при малых квазиимпульсах и открывает возможности для исследования эффектов запаздывания. Теория [9] предсказывает, что в системе двумерных электронов с большой подвижностью должны существовать слабо затухающие гибридные плазмон–поляритонные моды (связанные состояния плазмонов со светом). Однако вплоть до настоящего времени эти гибридные моды не наблюдались экспериментально. В этой работе мы сообщаем о наблюдении этих плазмон–поляритонных мод и об исследовании их дисперсии и свойств в перпендикулярном магнитном поле.

Мы исследовали несколько одиночных квантовых ям GaAs/AlGaAs как с большой, так и с малой концентрацией двумерных электронов (от $0.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ до $6.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$). Во всех структурах ширина ямы была 25 нм, а подвижность электронов варьировала

¹⁾ e-mail: kukush@issp.ac.ru

²⁾ J. H. Smet, K. von Klitzing.

лась от 0.3 до $5 \cdot 10^6$ см²/В·с. Ширины линий резонансного микроволнового поглощения во всех исследованных структурах не превышали 5 ГГц, а в лучших структурах она составляла 1 ГГц. Это позволяло нам измерять плазмонно-циклотронный резонанс при рекордно низких микроволновых частотах (10–50 ГГц). Для измерения размерного плазменного резонанса были изготовлены круглые диски с диаметрами 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 1, 2 и 3 мм [12, 13], и использовался метод оптического детектирования, основанный на высокой чувствительности спектров люминесценции к разогреву системы двумерных электронов [14, 15]. Спектры люминесценции записывались с помощью ССD-камеры и двойного спектрометра, которые обеспечивали спектральное разрешение 0.03 мэВ. Для фотовозбуждения использовался стабилизированный полупроводниковый лазер с длиной волны 750 нм и мощностью 0.1 мВт. Источником микроволнового излучения в диапазоне 10–50 ГГц служил генератор HP-83650B. Образцы располагались в максимуме микроволнового электрического поля в 16-миллиметровом волноводе, который был закрыт вблизи образца подвижной металлической заглушкой. Мощность выходного микроволнового излучения генератора менялась от 10 нВт до 0.2 мВт. Остальные детали эксперимента можно найти в работах [12, 13, 15]. Характерные спектры резонансного поглощения для образцов с различной электронной плотностью и разным диаметром мезы представлены на рис.1. В спектрах видны как краевой магнитоплазмон (наблюдающийся при низких частотах $\omega < \omega_p$), так и объемный магнитоплазмон (при $\omega > \omega_p$). Для измерения плотности двумерных электронов мы использовали чувствительный спектроскопический метод, который позволял измерять концентрацию с точностью, лучшей чем 10^{-3} , что обеспечивалось необычайно малой шириной пиков в спектре шумов люминесценции, появляющихся в режиме квантового эффекта Холла при целочисленных факторах заполнения [16].

На рис.2а,б показаны зависимости частоты резонансного поглощения от магнитного поля, измеренные для образцов с различной электронной плотностью и разным диаметром мезы. При измерении контура резонансного поглощения мы предпочитали разворачивать магнитное поле при фиксированной частоте, а не наоборот, поскольку при развертке частоты было невозможно обеспечить постоянство микроволновой мощности. На рис.2а представлены результаты, полученные для двух образцов с относительно малой концентрацией двумерных электронов ($0.46 \cdot 10^{11}$ см⁻²) и для малых диаметров дисков – 0.1 и

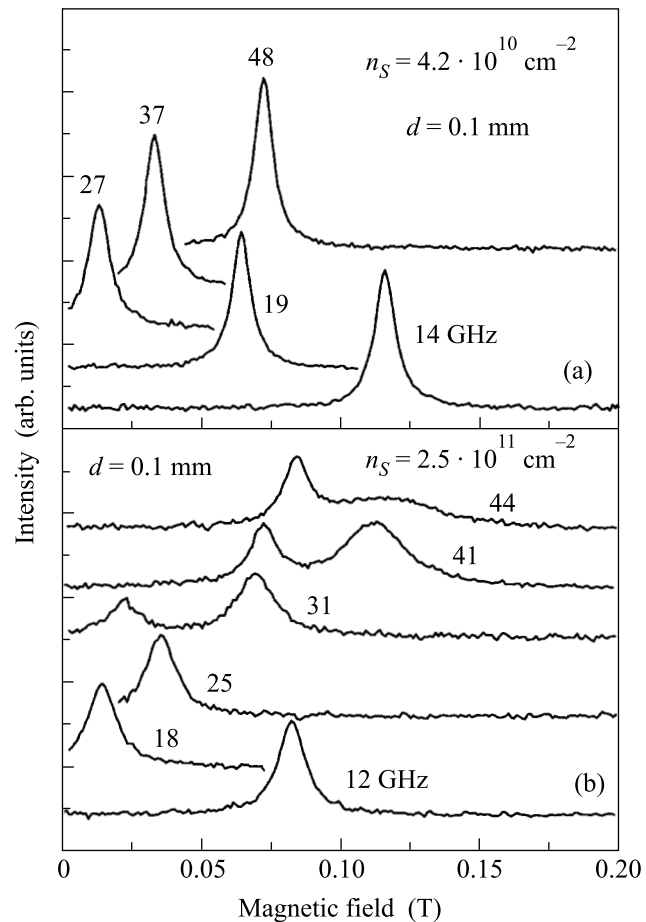


Рис.1. Спектры оптически детектированного размерного магнитоплазменного резонанса двумерного электронного газа, измеренные при различных частотах микроволнового возбуждения для мезоструктур диаметром $d = 0.1$ мм (а) и $d = 1$ мм (б) в квантовой яме GaAs/AlGaAs шириной 250 Å

0.2 мм. Измеренные спектры демонстрируют типичное [17–20] магнитоплазменное поглощение, состоящее из двух мод, которые были подробно описаны теоретически [17, 18, 21–24]. Частота верхней моды, отвечающей объемному магнитоплазмону, асимптотически стремится к циклотронной частоте в пределе бесконечного магнитного поля. Частота нижней моды, соответствующей краевому магнитоплазмону, стремится к нулю в пределе сильных магнитных полей. При $B = 0$ частоты обеих мод совпадают, и эта частота заметно отличается от частоты $\omega_0 = (2\pi n_s e^2 / m^* R \epsilon)^{1/2}$ (показана стрелкой на рисунке), которая получается из формулы (1), если в ней заменить q на $1/R$.

Ситуация заметно меняется, если исследовать размерный магнитоплазменный резонанс на образцах с большой концентрацией электронов и с большим

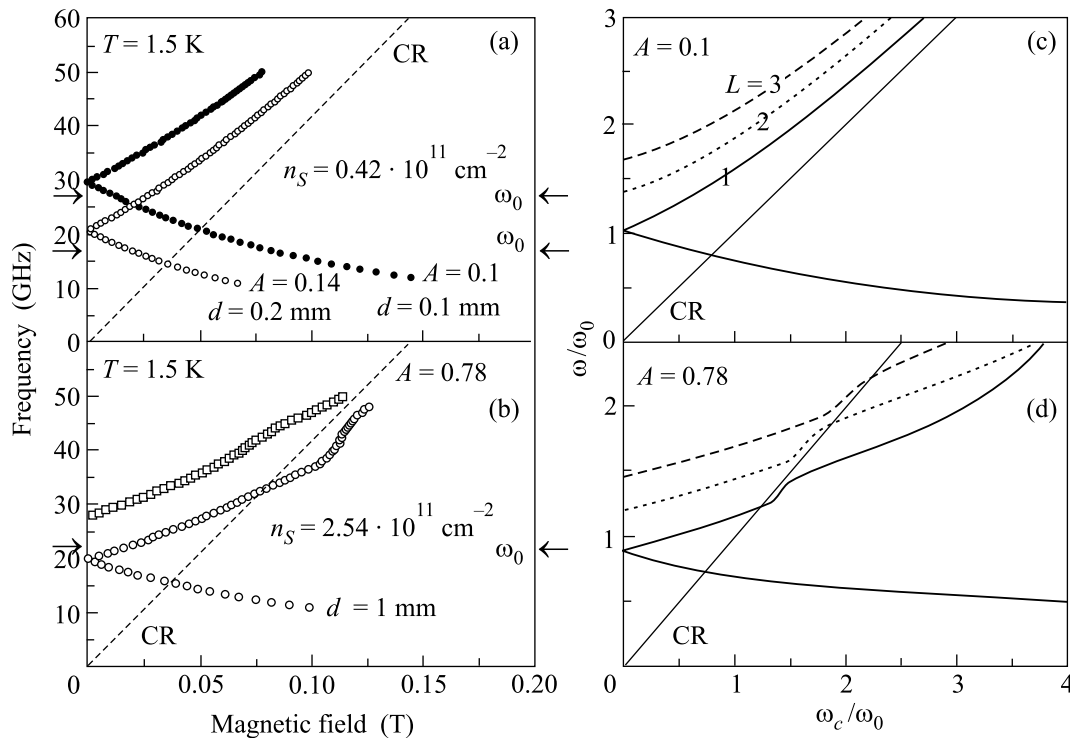


Рис. 2. Полевые зависимости магнитоплазменных резонансов. (а,б) – экспериментальные результаты, полученные для образцов с различной электронной плотностью и разным диаметром мезы. На (с,д) представлены теоретические расчеты нижней ($n = 1$) моды с $L = 1, 2$, и 3 для параметров A , полученных в эксперименте. Краевые магнитоплазменные моды для $L = 2$ и 3 на графиках не показаны

диаметром мезы. На рис.2б представлены результаты, измеренные для образца с $n_s = 2.54 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $d = 1 \text{ мм}$. Из этого рисунка видно, что при этих параметрах наблюдается сразу несколько новых особенностей: а) резонансная частота, измеренная при $B = 0$, заметно меньше, чем ω_0 , б) наклон $|d\omega_{\pm}/d\omega_c|$ при $B \rightarrow 0$ значительно меньше стандартного значения $1/2$, в) верхняя магнитоплазменная мода пересекает линию, отвечающую циклотронному резонансу, при некоторой конечной величине магнитного поля и демонстрирует странное зигзагообразное поведение, которое сопровождается появлением еще одной высокочастотной моды. После пересечения линии циклотронного резонанса ширина линии поглощения начинает заметно увеличиваться, что видно из рис.1. Дальнейшее увеличение электронной плотности и (или) диаметра мезы приводит к еще более сильному проявлению указанных особенностей [25].

Простой качественный анализ позволил нам предположить, что наблюдаемые явления связаны с эффектами запаздывания. Действительно, безразмерный параметр $A = \omega_0 \sqrt{\epsilon} R/c$, определенный как отношение плазменной частоты к частоте света с тем же самым волновым вектором $q = 1/R$, может слу-

жить показателем степени важности эффектов запаздывания. Этот параметр растет с увеличением n_s и R , так как $A \sim \sqrt{n_s} R$ и во всех предыдущих экспериментальных исследованиях никогда не превышал значений $0.1-0.15$. Для двух образцов, показанных на рис.2а, параметр A был равен 0.1 и 0.14 для диаметров $d = 0.1$ и $d = 0.2 \text{ мм}$ соответственно, так что в них нельзя было ожидать проявления конечной скорости света в спектрах. Для случая, показанного на рис.2б, напротив, параметр A был равен 0.78 , поэтому было разумно связать наблюдаемые явления с эффектами запаздывания. Чтобы подтвердить это предположение, мы выполнили вычисления резонансных магнитоплазменных мод в двумерном диске.

Электростатический потенциал $\varphi(\mathbf{r}, z)$ и векторный потенциал $\mathbf{A}(\mathbf{r}, z)$ во всем пространстве удовлетворяют уравнениям Максвелла:

$$\begin{aligned} \Delta \mathbf{A}(\mathbf{r}, z) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}(\mathbf{r}, z)}{\partial t^2} &= -\frac{4\pi}{c} \mathbf{j}(\mathbf{r}) \delta(z), \\ \Delta \varphi(\mathbf{r}, z) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi(\mathbf{r}, z)}{\partial t^2} &= -4\pi \rho(\mathbf{r}) \delta(z). \end{aligned} \quad (2)$$

Сделаем преобразование Фурье по переменным (\mathbf{r}, t) . Используя известные соотношения между током в

двумерном электронном газе, электронной плотностью и полным электрическим полем в плоскости $z = 0$:

$$\begin{aligned} j_\alpha(r, \theta) &= \sigma_{\alpha\beta}(r, \theta) E_\beta^{\text{tot}}(r, \theta), \\ \partial\rho/\partial t + \text{div} \mathbf{j} &= 0, \end{aligned} \quad (3)$$

получим из уравнений (2) для цилиндрически-симметричного случая, когда собственные моды системы характеризуются угловым моментом l и радиальным квантовым числом n (см. [18,22,26-28]), следующую систему уравнений

$$\begin{aligned} E_{r,i}^{\text{ind}}(r) &= \frac{2\pi i\omega}{c^2} \int_0^\infty \frac{q dq}{\chi_{q\omega}} J_{|l|}(qr) \int_0^\infty r' dr' J_{|l|}(qr') \times \\ &\times [\sigma_{rr}(r') E_{r,i}^{\text{tot}}(r') + \sigma_{r\theta}(r') E_{\theta,i}^{\text{tot}}(r')] - \\ &- \frac{2\pi}{i\omega} \frac{\partial}{\partial r} \int_0^\infty \frac{q dq}{\chi_{q\omega}} J_{|l|}(qr) \int_0^\infty r' dr' J_{|l|}(qr') \times \\ &\times \left\{ \frac{1}{r'} \frac{\partial}{\partial r'} (r' [\sigma_{rr}(r') E_{r,i}^{\text{tot}}(r') + \sigma_{r\theta}(r') E_{\theta,i}^{\text{tot}}(r')]) + \right. \\ &\left. + \frac{il}{r'} [\sigma_{\theta r}(r') E_{r,i}^{\text{tot}}(r') + \sigma_{\theta\theta}(r') E_{\theta,i}^{\text{tot}}(r')] \right\}, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} E_{\theta,i}^{\text{ind}}(r) &= \frac{2\pi i\omega}{c^2} \int_0^\infty \frac{q dq}{\chi_{q\omega}} J_{|l|}(qr) \int_0^\infty r' dr' J_{|l|}(qr') \times \\ &\times [\sigma_{\theta r}(r') E_{r,i}^{\text{tot}}(r') + \sigma_{\theta\theta}(r') E_{\theta,i}^{\text{tot}}(r')] - \\ &- \frac{2\pi}{i\omega} \frac{il}{r} \int_0^\infty \frac{q dq}{\chi_{q\omega}} J_{|l|}(qr) \int_0^\infty r' dr' J_{|l|}(qr') \times \\ &\times \left\{ \frac{1}{r'} \frac{\partial}{\partial r'} (r' [\sigma_{rr}(r') E_{r,i}^{\text{tot}}(r') + \sigma_{r\theta}(r') E_{\theta,i}^{\text{tot}}(r')]) + \right. \\ &\left. + \frac{il}{r'} [\sigma_{\theta r}(r') E_{r,i}^{\text{tot}}(r') + \sigma_{\theta\theta}(r') E_{\theta,i}^{\text{tot}}(r')] \right\}, \end{aligned}$$

с дополнительным условием для радиальной компоненты тока на краю диска:

$$j_r = \sigma_{rr}(R) E_{r,i}^{\text{tot}}(R) + \sigma_{r\theta}(R) E_{\theta,i}^{\text{tot}}(R) = 0. \quad (5)$$

Аналогично работе [22], мы решили систему уравнений (4) с дополнительным условием (5) методом разложения неизвестных компонент полного электрического поля $E_{r,i}^{\text{tot}}(r)$ и $E_{\theta,i}^{\text{tot}}(r)$ по ортонормированному базису и нашли магнитополевые зависимости энергий магнетоплазмонов в диске со ступенчатым профилем потенциала. На рис.2с,d представлена

нижайшая ($n = 1$) мода с $L \equiv |l| = 1, 2$, и 3 для параметров A , полученных в эксперименте. Хорошее согласие теории и эксперимента очевидно. Количественное сравнение измеренных и рассчитанных частот позволило нам установить, что вышележащая объемная магнетоплазменная мода, наблюдаемая при $A = 0.78$, – это мода с более высоким угловым моментом $L = 2$ и с нижайшим значением $n = 1$ (моды с $n > 1$ имеют большие частоты).

Далее мы сконцентрируемся на количественном анализе наших результатов в области малых магнитных полей $B \rightarrow 0$. На рис.3а представлена зависи-

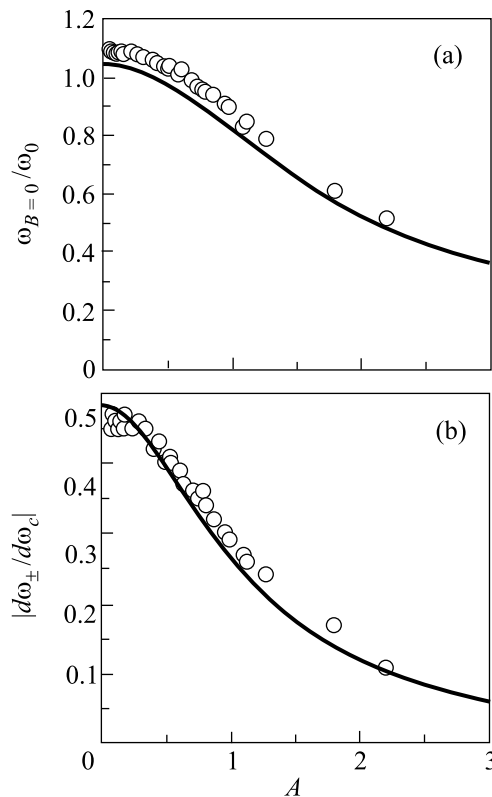


Рис. 3. (а) Нормированная резонансная частота $\omega_{B=0}/\omega_0$ при $B = 0$ и (б) ее наклон $|d\omega_{\pm}/d\omega_c|$ при $B \rightarrow 0$ как функции безразмерного параметра $A = \omega_0 \sqrt{\epsilon} R/c$, $\omega_0 = (2\pi n_s e^2 / m^* R \epsilon)^{1/2}$. Экспериментальные данные показаны кружками, сплошной линией – теория

мость отношения $\omega_{B=0}/\omega_0$ от параметра A , измеренная для семи образцов с различными концентрациями и радиусами. Это отношение стартует с 1.1 при малых значениях A и уменьшается до 0.5 при увеличении A до 2.20. Сплошной кривой на рисунке представлены результаты теоретических расчетов. При $A = 0$ наш результат совпадает с результатом, который был получен Феттером [22] в квазистатическом приближении. Наблюдается хорошее согласие теории

с экспериментом, а небольшое ($\sim 4\%$) расхождение может быть связано с неточностью в определении эффективной диэлектрической постоянной среды $\bar{\epsilon}$, которая в реальной системе может зависеть от размеров образца, присутствия волновода и т.д. На рис.3б показана зависимость наклона $|d\omega_{\pm}/d\omega_c|$ при $B \rightarrow 0$ от параметра A . Легко видеть, что наклон даже более чувствителен к усилению эффектов запаздывания. Увеличение безразмерного параметра с 0 до 2.2 приводит к уменьшению наклона в четыре раза. Теоретические результаты, показанные на этом рисунке сплошной кривой, находятся в очень хорошем согласии с экспериментом.

Наконец, мы проанализируем наши экспериментальные данные, чтобы качественно проверить дисперсию двумерного плазмона $\omega(q)$, предсказанную в пионерской работе Стерна [1]. Согласно этой работе, дисперсия с учетом эффектов запаздывания имеет вид

$$q^2 = \epsilon\omega^2/c^2 + \left(\frac{\omega^2}{2\pi n_s e^2 / m^* \bar{\epsilon}} \right)^2. \quad (6)$$

Зная соотношения между волновым вектором и диаметром диска ($q = 2.4/d$, см. [25]), мы можем теперь получить зависимость частоты резонанса как функцию обратного диаметра мезы. Такие зависимости показаны на рис.4а и 4б для двух различных электронных плотностей ($n_s = 6.6 \cdot 10^{11}$ и $n_s = 2.5 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$). Для сравнения мы также изобразили дисперсию света $\omega = 2\pi f = cq/\sqrt{\epsilon}$ и дисперсию двумерного плазмона, определенную формулой (1). Данный рисунок подтверждает справедливость выражения (6), так как при малых концентрациях дисперсия гибридной моды соответствует, главным образом, дисперсии чисто двумерного плазмона, а при больших плотностях в области малых волновых векторов – выходит на световую. Этот факт полностью согласуется с результатами, полученными в работах [1, 9], в которых было показано, что смешивание между плазменной и световой модами имеет место только при больших концентрациях электронов.

В работе изучены спектры поглощения двумерного магнетоплазмона при малых волновых векторах и в области низких частот, где должны проявляться эффекты запаздывания. Особенности, связанные с этими эффектами, были наблюдаемы экспериментально и объяснены теоретически. Отдельно стоит отметить, что в области конечных перпендикулярных магнитных полей была обнаружена аномальная гибридная магнетоплазменная мода с очень необычной полевой зависимостью. Экспериментальные результаты бы-

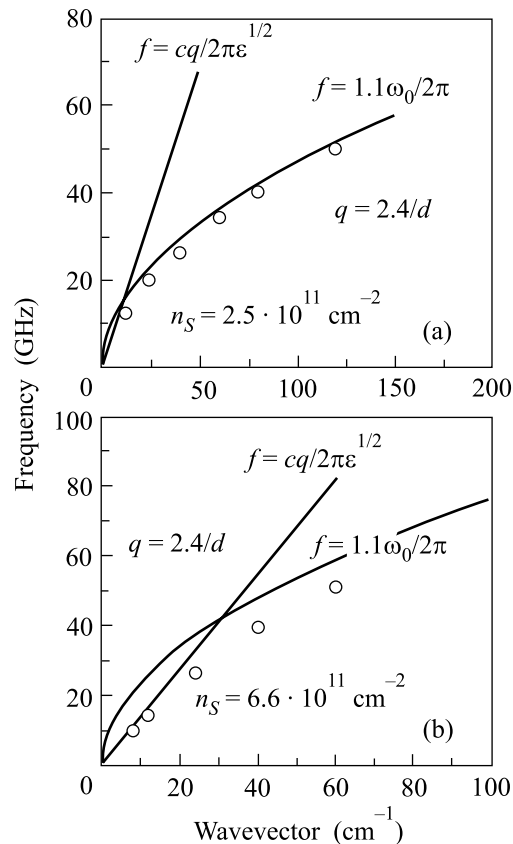


Рис.4. Кружками показана дисперсия двумерного плазмон-поляритона, полученная из экспериментальных данных для двух образцов с различными электронными плотностями: (а) $n_s = 2.5 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$; (б) $n_s = 6.6 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$. Дисперсия света изображена прямой линией, а дисперсия двумерного плазмона в квазистатическом приближении (формула (1))

ли сопоставлены с теоретическими предсказаниями для 2D плазмон-поляритонов в бесконечном двумерном электронном газе при $B = 0$, а также для образца в форме диска в нулевых и конечных магнитных полях. Эти вычисления хорошо описывают экспериментальные результаты.

Работа была поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований и INTAS.

1. F. Stern, Phys. Rev. Lett. **18**, 546 (1967).
2. C. C. Grimes and G. Adams, Phys. Rev. Lett. **36**, 145 (1976).
3. S. J. Allen, Jr., D. C. Tsui, and R. A. Logan, Phys. Rev. Lett. **38**, 980 (1977).
4. T. N. Theis, J. P. Kotthaus, and P. J. Stiles, Solid State Commun. **26**, 603 (1978).
5. T. N. Theis, Surf. Sci. **98**, 515 (1980).

6. D. Heitmann, Surf. Sci. **170**, 332 (1986).
7. A. V. Chaplik, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **62**, 746 (1972), [Sov. Phys.-JETP **35**, 395 (1972)].
8. K. W. Chiu and J. J. Quinn, Phys. Rev. **B9**, 4724 (1974).
9. V. I. Fal'ko and D. E. Khmel'nitskii, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **95**, 1988 (1989) [Sov. Phys. JETP **68**, 1150 (1989)].
10. A. O. Govorov and A. V. Chaplik, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **95**, 1976 (1989) [Sov. Phys. JETP **68**, 1143 (1989)].
11. S. A. Mikhailov, Pis'ma ZhETF **57**, 570 (1993) [JETP Lett. **57**, 586 (1993)].
12. S. I. Gubarev, I. V. Kukushkin, S. V. Tovstonog et al., JETP Lett. **72**, 324 (2000) [Pis'ma ZhETF **72**, 469 (2000)].
13. M. Y. Akimov, I. V. Kukushkin, S. I. Gubarev et al., JETP Lett. **72**, 460 (2000) [Pis'ma ZhETF **72**, 662 (2000)].
14. B. M. Ashkinadze and V. I. Yudson, Phys. Rev. Lett. **83**, 812 (1999).
15. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, Nature **415**, 409 (2002).
16. O. V. Volkov, I. V. Kukushkin, M. V. Lebedev et al., JETP Lett. **71**, 383 (2000) [Pis'ma ZhETF **71**, 558 (2000)].
17. S. J. Allen, Jr., H. L. Störmer, and J. C. M. Hwang, Phys. Rev. **B28**, 4875 (1983).
18. D. C. Glatli, E. Y. Andrei, G. Deville et al., Phys. Rev. Lett. **54**, 1710 (1985).
19. T. Demel, D. Heitmann, P. Grambow, and K. Ploog, Phys. Rev. Lett. **64**, 788 (1990).
20. W. Hansen, J. P. Kotthaus, and U. Merkt, in *Semiconductors and Semimetals*, Ed. M. Read, Academic Press, NY, 1992, Vol. 35, p. 279.
21. R. P. Leavitt and J. W. Little, Phys. Rev. **B34**, 2450 (1986).
22. A. L. Fetter, Phys. Rev. **B33**, 5221 (1986).
23. V. A. Volkov and S. A. Mikhailov, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **94**, 217 (1988) [Sov. Phys.-JETP **67**, 1639 (1988)].
24. S. A. Mikhailov, Phys. Rev. **B54**, 10335 (1996).
25. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, S. A. Mikhailov, and D. V. Kulakovskii, Phys. Rev. Lett., to be published.
26. S. S. Nazin and V. B. Shikin, Fizika nizkikh temperatur **15**, 227 (1989), [Sov. J. Low Temp. Phys. **15**, 127 (1989)].
27. V. Shikin, S. Nazin, D. Heitmann, and T. Demel, Phys. Rev. **B43**, 11903 (1991).
28. Z. L. Ye and E. Zaremba, Phys. Rev. **B50**, 17217 (1994).