

В каком магнитном поле рождается краевой магнитоплазмон?

В. М. Муравьев¹⁾, А. М. Зарезин, П. А. Гусихин, И. В. Кукушкин

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 28 июля 2023 г.

После переработки 9 августа 2023 г.

Принята к публикации 9 августа 2023 г.

Методом оптического детектирования резонансного микроволнового поглощения исследовано поведение магнитоплазменных мод в высококачественных двумерных электронных системах (ДЭС) на базе AlGaAs/GaAs гетероструктур с мезой в форме диска. Путем анализа магнитодисперсионной зависимости удастся установить значение магнитного поля, при котором вдоль края ДЭС образуется двумерный “скин-слой” и, как следствие, магнитоплазменная мода приобретает краевой характер. Исследовано поведение этого значения магнитного поля в зависимости от электронной плотности ДЭС. Разработана модель для описания полученных экспериментальных результатов.

DOI: 10.31857/S123456782318009X, EDN: wwqjvw

Плазменные возбуждения в двумерных электронных системах (ДЭС) являются предметом активного исследования на протяжении более 50 лет [1–10]. В отличие от трехмерного случая, спектр двумерных плазмонов имеет бесщелевой сильно дисперсионный характер [1]:

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

где q – волновой вектор плазмона, n_s – электронная концентрация, m^* – эффективная масса двумерных электронов, ε_0 и $\varepsilon = (\varepsilon_{\text{GaAs}} + 1)/2$ – диэлектрическая проницаемость вакуума и эффективная диэлектрическая проницаемость окружающей среды. Например, для ДЭС в форме диска с диаметром d волновой вектор для фундаментальной плазменной моды $q = 2.4/d$ [11]. В перпендикулярном магнитном поле плазменный резонанс расщепляется на две моды – циклотронную и краевую [5–8]. Частота циклотронной магнитоплазменной моды в пределе большого магнитного поля стремится к частоте циклотронного резонанса $\omega_c = eB/m^*$. Частота же краевой магнитоплазменной моды (КМП) в пределе большого магнитного поля стремится к нулю.

В первом эксперименте по обнаружению КМП [5] в массиве дисков двумерных электронов была предложена теоретическая модель, описывающая магнитодисперсию КМП в рамках дипольного приближения для модели “сплюснутого” эллипсоида

$$\omega_{\text{emp}} = -\frac{\omega_c}{2} + \sqrt{\omega_p^2 + \left(\frac{\omega_c}{2}\right)^2}. \quad (2)$$

Однако в более поздних экспериментах, проводившихся в больших магнитных полях в режиме целочисленного и дробного квантовых эффектов Холла было установлено, что магнитодисперсия КМП моды значительно отклоняется от зависимости (2) [12, 13]. В частности, было обнаружено, что с изменением магнитного поля частота КМП осциллирует, а его затухание ведет себя подобно холловской проводимости. Для объяснения этих эффектов была разработана подробная теория, которая учитывала накопление заряда вблизи края ДЭС [14]. Суть подхода состояла в том, что для устранения логарифмической расходимости переменного потенциала КМП, вблизи края ДЭС феноменологически вводится полоска с шириной l , где аккумулируется заряд волны. В таком случае можно аналитически рассчитать электродинамику системы и получить выражение для ширины слоя и магнитодисперсии КМП, распространяющейся вдоль прямолинейного края полубесконечной ДЭС:

$$l = \frac{i \sigma_{xx}}{2\varepsilon_0 \varepsilon \omega}. \quad (3)$$

$$\omega_{\text{emp}} = \frac{\sigma_{xy} q}{2\pi \varepsilon_0 \varepsilon} \ln \frac{5.4}{ql}, \quad ql \ll 1. \quad (4)$$

Здесь σ_{xx} и σ_{xy} – компоненты тензора проводимости ДЭС. Рассматриваемая краевая область локализации зарядов является двумерным аналогом скин-слоя [15]. Из формулы (3) следует, что в нулевом магнитном поле $l = 1/q$. Таким образом, для ДЭС в форме диска l сравнима с его диаметром. Последующие эксперименты действительно подтвердили существование краевой области локализации зарядов КМП [16–23]. Однако вопрос о том, в каком магнит-

¹⁾e-mail: muravev_vm@mail.ru

ном поле вдоль края ДЭС образуется “скин-слой” и нижняя магнитоплазменная мода приобретает краевой характер, остается до сих пор не изученным.

Эксперименты были выполнены на высококачественных GaAs/AlGaAs гетероструктурах с шириной квантовой ямы 20 нм. Концентрация двумерных электронов в различных образцах составляла от $n_s = 0.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ до $1.2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, подвижность — от $\mu = 0.5 \times 10^6 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ до $\mu = 1.0 \times 10^6 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ при температуре $T = 4.2 \text{ К}$. Образцы представляли собой диски ДЭС с диаметром мезы $d = 0.34 \text{ мм}$. Образец помещался внутрь коаксиальной СВЧ линии, которая погружалась в криостат со сверхпроводящим магнитом. Катушка магнита позволяла создавать магнитное поле до 7 Тл в направлении, перпендикулярном поверхности образца. СВЧ излучение в частотном диапазоне от 1 МГц до 40 ГГц и мощностью до 10 мВт подавалось на вход коаксиальной линии. Другой конец линии заканчивался согласованной нагрузкой для подавления стоячих волн на длине СВЧ тракта. Такая схема монтажа образца позволяла разворачивать СВЧ частоту при практически неизменной мощности микроволнового излучения, падающего на образец. Для регистрации плазменных возбуждений в ДЭС использовалась оптическая методика детектирования микроволнового поглощения [24, 25]. Выбранная методика для измерения плазменных резонансов основана на высокой чувствительности спектра люминесценции фотовозбужденных электронов и дырок к разогреву ДЭС. При совпадении частоты микроволнового излучения с частотой плазмона двумерная электронная система начинает резонансно разогреваться, что приводит к изменению спектра люминесценции. Для фотовозбуждения и сбора сигнала люминесценции в коаксиальную линию напротив образца помещалось оптоволокно с диаметром центральной жилы 0.4 мм. При этом использовалось излучение от стабилизированного лазера с длиной волны $\lambda = 780 \text{ нм}$ и мощностью 0.1 мВт. Интеграл модуля разности спектров люминесценции под микроволновым излучением и без него служил мерой интенсивности поглощения СВЧ излучения. Все эксперименты проводились при базовой температуре на образце $T = 4.2 \text{ К}$.

На рисунке 1 показаны типичные спектры микроволнового поглощения, измеренные при различных значениях магнитного поля $B = 0, 8, 40$ и 80 мТл . Эксперименты проводились на ДЭС в форме одиночного диска с диаметром $d = 0.34 \text{ мм}$ и электронной концентрацией $n_s = 1.2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. В нулевом магнитном поле в спектре поглощения наблюдается возбуждение фундаментальной плазменной моды.

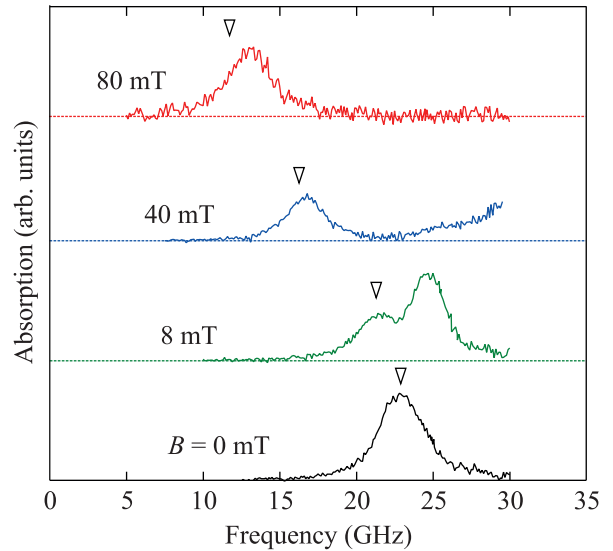


Рис. 1. (Цветной онлайн) Спектры микроволнового поглощения, измеренные при различных значениях магнитного поля. Кривые сдвинуты по вертикали для наглядности. Горизонтальными пунктирными линиями для каждой из кривых указан уровень сигнала без СВЧ облучения. Стрелками показаны положения КМП моды согласно дипольному приближению (2). Измерения проводились на диске с диаметром $d = 0.34 \text{ мм}$ и электронной концентрацией $n_s = 1.2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$

Из полуширины резонанса $\Delta f = 2 \text{ ГГц}$ можно однозначно определить время электронной релаксации $\tau \approx 80 \text{ пс}$. При приложении внешнего магнитного поля плазменный резонанс раздваивается на две магнитоплазменные моды. Их детальное магнитополевое поведение представлено на рис. 2а. Пунктирной линией на рис. 2а показана частота циклотронного резонанса $\omega_c = eB/m^*$, сплошной черной линией — результат простейшей дипольной модели (2), сплошной синей линией — результат теоретической модели Волкова и Михайлова (4). Видно, что, начиная с магнитного поля $B_0 = 26 \text{ мТл}$, частота нижней магнитоплазменной моды отклоняется от теоретического предсказания. Магнитное поле B_0 определялось следующим образом. Строилось относительное отклонение частоты магнитоплазмона от формулы (2) (рис. 2б). Отклонение $\Delta f/f$ практически равно нулю до магнитного поля B_0 . После же B_0 происходит качественное изменение в поведении магнитоплазменного возбуждения и $\Delta f/f$ начинает расти линейно по магнитному полю.

Чтобы разобраться в наблюдаемом физическом явлении, мы прибегли к аналитической модели из

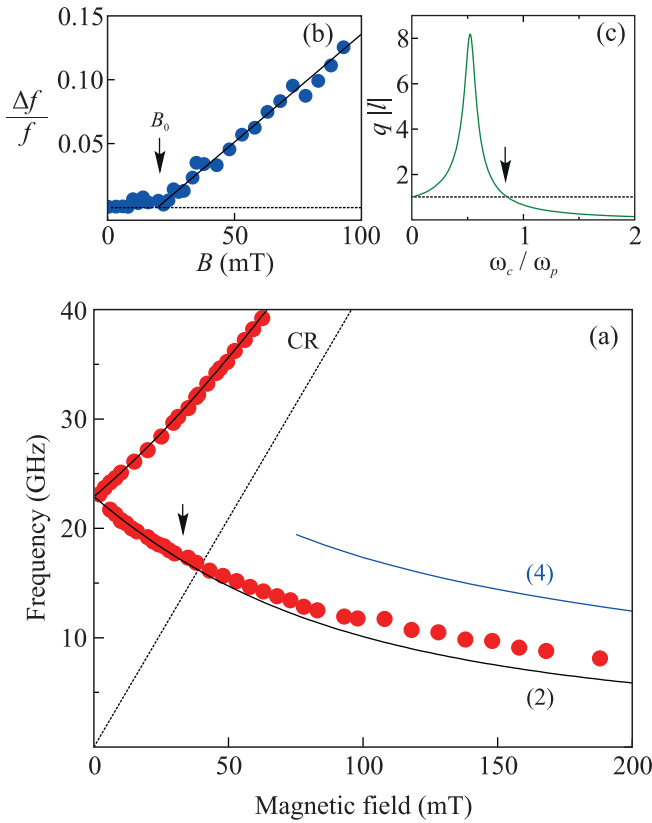


Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Магнитодисперсия фундаментального плазменного возбуждения для диска с диаметром $d = 0.34$ мм. Штриховой линией (CR) показано положение циклотронного резонанса $\omega_c = eB/m^*$. Сплошными черными кривыми показана теоретическая магнитодисперсия согласно модели “сплюснутого” эллипсоида (2). Сплошной синей линией показана магнитодисперсия согласно теоретической модели Волкова и Михайлова (4). Видно, что начиная с магнитного поля 26 мТл, наблюдается существенное расхождение между экспериментом и теоретической моделью (2). (b) – Относительное отклонение частоты магнитоплазмона $\Delta f/f$ от формулы (2) в зависимости от приложенного магнитного поля B . (c) – Зависимость $q|l|$ от магнитного поля. Стрелкой показано магнитное поле, при котором $q|l| = 1$

работы [14]. Воспользуемся для двумерной проводимости, σ_{xx} , формулой Друде:

$$\sigma_{xx} = \frac{n_s e^2 \tau}{m^*} \frac{1 - i\omega\tau}{(1 - i\omega\tau)^2 + \omega_c^2 \tau^2}. \quad (5)$$

Тогда из (3) можно прямым расчетом определить размер “скин-слоя” $|l|$ в зависимости от приложенного магнитного поля (рис. 2c). Видно, что в нулевом магнитном поле $q|l| = 1$, т.е. “скин-слой” сравним с размером диска. Далее, при приложении магнитного поля $|l|$ резко увеличивается, достигает максиму-

ма и далее уменьшается до нуля в пределе бесконечно больших магнитных полей. На зависимости есть магнитное поле, когда $q|l| = 1$ (стрелка на рис. 2c). Можно считать, что в образцах конечного размера, начиная с этого магнитного поля вдоль края ДЭС образуется “скин-слой” и магнитоплазменная мода приобретает краевой характер.

Тот же результат можно получить следующим аналитическим путем. Для ширины “скин-слоя” в плазменном пределе $\omega\tau \gg 1$ из (3) можно найти следующее выражение [14]:

$$ql = \frac{\omega_p^2}{\omega_{\text{emp}}^2 - \omega_c^2}. \quad (6)$$

Отсюда следует, что размер “скин-слоя” быстро уменьшается с увеличением магнитного поля. При некотором магнитном поле его размер становится сопоставим с диаметром диска $q|l| = 1$. Для того, чтобы найти значение этого магнитного поля, найдем из формулы (2) выражение для частоты КМП моды $\omega_{\text{emp}} \approx \omega_p - \omega_c/2$. Здесь ω_p – частота плазмона в нулевом магнитном поле. Подставив в (6), находим, что в магнитном поле $\omega_c = 2\omega_p/3$ выполняется условие $q|l| = 1$. Для исследуемого образца эта точка находится в магнитном поле $B = 37$ мТл, что согласуется с $B_0 = 26$ мТл (стрелка на рис. 2b), где частота нижней магнитоплазменной моды начинает отклоняться от теоретической модели “сплюснутого” эллипсоида.

Для того, чтобы дополнительно проверить модель, мы провели эксперименты на серии образцов с одиночными дисками фиксированного диаметра $d = 0.34$ мм, но разными электронными концентрациями $n_s = 0.45, 0.62$, и $1.2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Результирующая зависимость B_0 от электронной концентрации n_s представлена на рис. 3. Черной кривой на рис. 3 показана теоретическая зависимость $\omega_c = 2\omega_p/3$. Видно, что теоретическая модель на качественном уровне хорошо согласуется с экспериментальными точками. Однако количественное согласие недостаточно хорошее. Следует отметить, что формула (3), на которую мы опирались, была получена в предположении, что ДЭС представляет собой бесконечную полуплоскость. В наших же экспериментах ДЭС имеет конечный размер в форме диска. Более полная теория, учитывающая это обстоятельство, помогла бы лучше понять и описать экспериментальные данные.

В работе проведено экспериментальное исследование спектров поглощения для дисков двумерных электронов, изготовленных из высококачественных AlGaAs/GaAs гетероструктур. Установлено значение магнитного поля, при котором вдоль края ДЭС образуется двумерный “скин-слой” и, как следствие, маг-

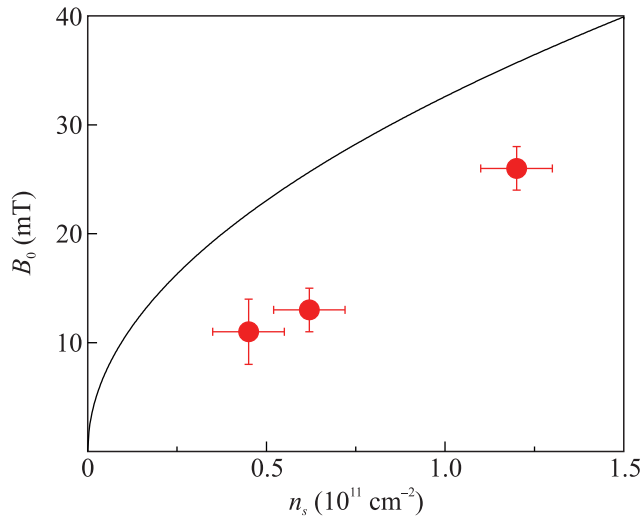


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость B_0 от электронной плотности n_s . Сплошной линией показана корневая зависимость согласно качественной теоретической модели (6)

нитеоплазменная мода приобретает краевой характер. Сравнение полученных экспериментальных данных с теоретической моделью [14] показало хорошее качественное согласие.

Работа была выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант #21-12-00287.

Авторы благодарны В. А. Волкову, А. А. Заболотных и И. В. Загородневу за конструктивную критику и обсуждение статьи.

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, 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. **24**, 273 (1977).
5. S. J. Allen, H. L. Störmer, and J. C. M. Hwang, Phys. Rev. B **28**, 4875 (1983).

6. D. B. Mast and A. J. Dahm, Physica B **126**, 457 (1984).
7. D. B. Mast, A. J. Dahm, and A. L. Fetter, Phys. Rev. Lett. **54**, 1706 (1985).
8. D. C. Glatli, E. Y. Andrei, G. Deville, J. Poitrenaud, and F. I. B. Williams, Phys. Rev. Lett. **54**, 1710 (1985).
9. D. A. Bandurin, D. Svintsov, I. Gayduchenko et al. (Collaboration), Nat. Commun. **9**, 5392 (2018).
10. D. Mylnikov and D. Svintsov, Phys. Rev. Appl. **17**, 064055 (2022).
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. С. А. Говорков, М. И. Резников, А. П. Сеничкин, В. И. Тальянский, Письма в ЖЭТФ **44**, 380 (1986).
13. В. А. Волков, Д. В. Галченков, Л. А. Галченков, И. М. Гродненский, О. Р. Матов, С. А. Михайлов, Письма в ЖЭТФ **44**, 510 (1986).
14. В. А. Волков, С. А. Михайлов, ЖЭТФ **94**, 217 (1988).
15. С. И. Дорожкин, А. А. Шашкин, Н. Б. Житенев, В. Т. Долгополов, Письма в ЖЭТФ **44**, 189 (1986).
16. I. M. Grodnensky, D. Heitmann, K. von Klitzing, and A. Yu. Kamaev, Phys. Rev. B **44**, 1946(R) (1991).
17. 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).
18. N. B. Zhitenev, R. J. Haug, K. von Klitzing, and K. Eberl, Phys. Rev. Lett. **71**, 2292 (1993).
19. N. B. Zhitenev, R. J. Haug, K. von Klitzing, and K. Eberl, Phys. Rev. B **49**, 7809 (1994).
20. C. Dahl, S. Manus, J. P. Kotthaus, H. Nickel, and W. Schlapp, Appl. Phys. Lett. **66**, 2271 (1995).
21. M. I. Goksu and A. J. Dahm, J. Low Temp. Phys. **134**, 553 (2004).
22. М. Н. Ханнанов, А. А. Фортунатов, И. В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ **93**, 736 (2011).
23. Д. В. Сметнев, В. М. Муравьев, И. В. Андреев, И. В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ **94**, 141 (2011).
24. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, K. von Klitzing, W. Wegscheider, Nature (London) **415**, 409 (2002).
25. V. M. Muravev, I. V. Andreev, S. I. Gubarev, V. N. Belyanin, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B **93**, 041110(R) (2016).