Письма в ЖЭТФ, том 114, вып. 10, с. 669 – 673

Обнаружение перенормировки циклотронной частоты в экранированной двумерной электронной системе с сильным запаздыванием

Н. Д. Семенов[1)], *В. М. Муравьев, И. В. Андреев, И. В. Кукушкин*

Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипьяна РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 7 сентября 2021 г.
После переработки 8 октября 2021 г.
Принята к публикации 9 октября 2021 г.

В работе исследуется резонансное микроволновое поглощение двумерных электронных систем (ДЭС) на базе GaAs/AlGaAs гетероструктур с задним металлическим затвором. Реализован режим, когда скорость экранированной плазменной волны в ДЭС, вычисленная в квазистатическом приближении, превосходит скорость света в подложке. Обнаружено, что в этом случае релятивистские эффекты запаздывания приводят к сильному изменению дисперсии двумерного экранированного плазмона, а также его магнитополевого поведения. Обнаружено, что эффекты запаздывания приводят к сильной ренормализации циклотронной и плазменной частоты. Установлено хорошее согласие полученных экспериментальных данных с существующей теорией.

DOI: 10.31857/S1234567821220080

Если единичный электрон с эффективной массой m^*, помещенный в магнитное поле B, облучить электромагнитной волной, то на частоте

$$\omega_c = eB/m^* \tag{1}$$

будет наблюдаться резонансное поглощение энергии волны. Данное физическое явление получило название циклотронного резонанса (ЦР). Циклотронный резонанс нашел широкое распространение в исследованиях физических свойств твердых тел. В частности, ЦР является прямым и удобным способом определения эффективной электронной массы в полупроводниках [1–3].

Одной из актуальных задач современной физики конденсированного состояния является спектроскопия ЦР в двумерных электронных системах (ДЭС) [4–13]. В ограниченных ДЭС циклотронный резонанс испытывает сдвиг по частоте за счет плазменного деполяризационного эффекта [14]. Это явление можно рассматривать как гибридизацию циклотронного и плазменного колебаний. Одним из важнейших преимуществ двумерных систем является то, что их электронную плотность можно изменять в широких пределах при помощи затвора. В экранированных затвором ДЭС плазменные возбуждения приобретают линейный (акустический) закон дисперсии [14–23]:

$$\omega_{\mathrm{AP}} = \sqrt{\frac{n_s e^2 h}{\varepsilon\varepsilon_0 m^*}}q = V_p q, \tag{2}$$

где n_s – концентрация двумерных электронов, h – расстояние от ДЭС до металлического затвора, ε_0 – электрическая постоянная, $\varepsilon = 12.8$ – диэлектрическая проницаемость GaAs подложки, а q – волновое число. Выражение (2) получено в квазистатическом приближении, когда $V_p \ll c/\sqrt{\varepsilon}$. Недавно было теоретически предсказано, что если V_p сравнима или превосходит скорость света в диэлектрической подложке $V_p \gtrsim c/\sqrt{\varepsilon}$, то должна наблюдаться перенормировка плазменной и циклотронной частот [24–26]

$$\omega_p = \frac{\omega_{\mathrm{AP}}}{\sqrt{1+\dfrac{V_p^2\varepsilon}{c^2}}}. \tag{3}$$

$$\omega_c' = \frac{eB/m^*}{1+\dfrac{V_p^2\varepsilon}{c^2}} = \frac{\omega_c}{1+\dfrac{V_p^2\varepsilon}{c^2}}. \tag{4}$$

В настоящей работе экспериментально обнаружена данная перенормировка циклотронной частоты. Измерена зависимость ренормализации циклотронной частоты от величины скорости плазменной волны V_p.

Эксперименты проводились на образцах высококачественных одиночных квантовых ям

1)e-mail: nikolai.semenov@issp.ac.ru

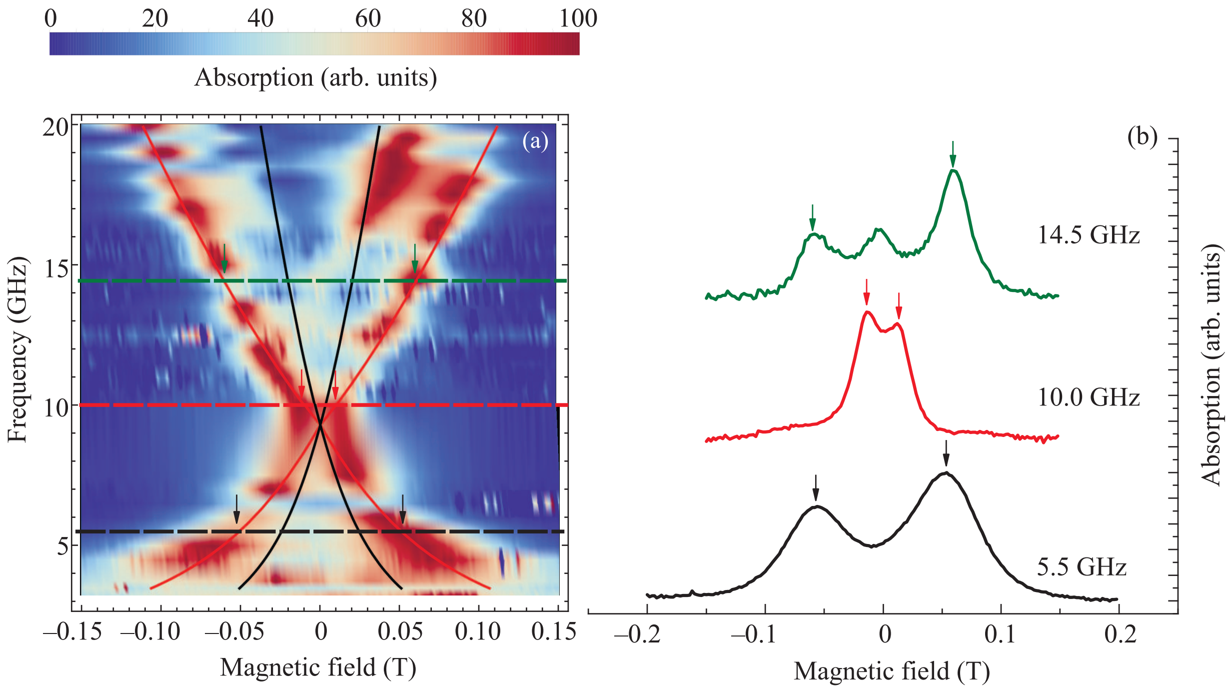

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Тепловая карта интенсивности микроволнового поглощения в ДЭС в зависимости от частоты СВЧ и магнитного поля. Насыщенные бордовые цвета иллюстрируют максимум резонансного поглощения микроволнового излучения, в то время как темные оттенки синего – его отсутствие. Сплошные черные кривые соответствуют краевой и циклотронной магнитоплазменным модам ω_- и ω_+ с циклотронной частотой eB/m^* ($m^* = 0.067m_0$). Сплошной красной кривой показана аппроксимация экспериментальных данных зависимостью (5) с перенормированной циклотронной частотой ω_c'. Горизонтальными пунктирными линиями черного, красного и зеленого цветов показаны сечения тепловой карты на частотах 5.5, 10.0 и 14.5 ГГц соответственно. Они же вынесены на рисунок (b). Сечения демонстрируют зависимость микроволнового поглощения ДЭС от магнитного поля. Цветными стрелками (в том числе и на тепловой карте) отмечены максимумы поглощения на соответствующих частотах. Данные получены на образце с диаметром мезы $d = 4$ мм, толщиной подложки $h = 475$ мкм, и электронной концентрацией $n_s = 7.5 \times 10^{11}$ см$^{-2}$

GaAs/Al$_x$Ga$_{1-x}$As ($x = 0.3$) с шириной 20 нм. Электронная плотность n_s составляла 7.5×10^{11} см$^{-2}$, а подвижность $\mu = 0.4 \times 10^6$ см$^{-2}$/(В$\cdot$с) при температуре $T = 4.2$ К. С помощью оптической литографии и жидкостного химического травления из квантовых ям были изготовлены мезы в форме дисков с диаметрами $d = (3{-}7)$ мм. Стачиванием GaAs подложки достигались разные толщины чипов $h = (140{-}640)$ мкм, после чего на обратную по отношению к квантовой яме сторону напылялся металлический затвор. Всего было изготовлено 11 различных образцов. Плазменные колебания возбуждались в ДЭС микроволновым излучением с частотой (1–40) ГГц. Для этого образец помещался внутрь прямоугольного волновода, где облучался электромагнитным излучением в частотном диапазоне 10–40 ГГц. Альтернативным методом возбуждения двумерной плазмы служило электрическое поле проволочной антенны, которая приваривалась ультразвуковой сваркой на чип непосредственно вблизи мезы. Для детектирования резонансного поглощения микроволнового излучения использовалась оптическая методика [27, 28], основанная на высокой чувствительности спектра рекомбинантной фотолюминесценции ДЭС к разогреву. Эксперименты проводились в заливном гелиевом криостате при температуре $T = 4.2$ К. Магнитное поле (0–0.4) Тл создавалось сверхпроводящим магнитом и было направлено перпендикулярно поверхности образца.

На рисунке 1a представлена карта интенсивности резонансного микроволнового поглощения в зависимости от частоты СВЧ возбуждения и магнитного поля. Измерения проводились на образце с толщиной подложки $h = 475$ мкм и диаметром мезы $d = 4$ мм. Показательные кривые поглощения для трех отдельно взятых частот представлены на рис. 1b. Они демонстрируют выраженные резонансы, положение которых в исследуемом диапазоне магнитных полей хорошо описывается дипольным приближением (красная сплошная кривая на рис. 1a) [29, 30]:

$$\omega_{\pm} = \pm\frac{\omega_c'}{2} + \sqrt{\frac{\omega_c'}{2}^2 + \omega_p^2}, \tag{5}$$

где ω_p – плазменная частота в нулевом магнитном поле, а ω_c' – эффективная циклотронная частота. Низкочастотная ветвь магнитодисперсии (ω_-) соответствует краевому магнитоплазмону – возбуждению электронной плотности, распространяющемуся вдоль края ДЭС [31, 32]. Высокочастотная ветвь магнитодисперсии отвечает возбуждению циклотронной магнитоплазменной моды (ω_+) – коллективному циклотронному движению электронов по всей площади ДЭС [33, 34].

Особенностью полученных экспериментальных данных является сильное отличие плазменной частоты $f_p = (9.3 \pm 0.1)$ ГГц в нулевом магнитном поле от вычисленной в квазистатическом приближении $f_{\mathrm{AP}} = \omega_{\mathrm{AP}}/2\pi = 19.6$ ГГц. При вычислениях для экранированного плазмона в диске использовался волновой вектор $q = 3.7/d$ [32]. Как было показано в работе [35], релятивистские эффекты запаздывания [36] приводят к модификации линейной дисперсии экранированного плазмона в нулевом магнитном поле. Синие круги на рис. 2 соответствуют измеренным плазменным частотам для образцов с толщиной h = 640 мкм и диаметрами d = 3, 4, 5, 6 и 7 мм. Дисперсионная зависимость

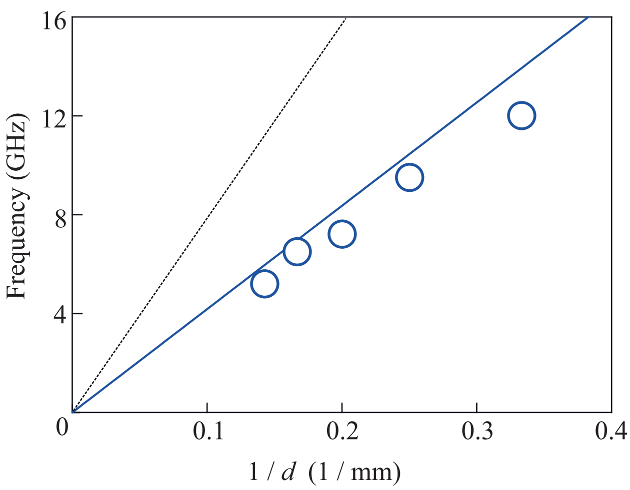

Рис. 2. (Цветной онлайн) Дисперсия экранированного двумерного плазмона в нулевом магнитном поле. Положение точек, соответствующих экспериментальным данным, хорошо описывается теоретической зависимостью (3) (сплошная прямая). Для сравнения на рисунке приведена пунктирная прямая, отвечающая дисперсии плазменного возбуждения в квазистатическом приближении (2). Данные получены на образцах с толщиной подложки $h = 640$ мкм, и электронной концентрацией $n_s = 7.5 \times 10^{11}$ см$^{-2}$

экранированного плазмона, полученная в квазистатическом приближении для экранированной ДЭС (2), показана пунктирной линией. Видно, что экспериментальные точки лежат существенно ниже. Они хорошо описываются выражением, учитывающим гибридизацию плазмона со световой волной в подложке (3) (сплошная синяя прямая) [26, 25].

Важным наблюдением является то, что гибридизация плазменной волны со светом приводит к сильному изменению магнитополевого поведения мод. Действительно, на рис. 1a черной сплошной кривой показана магнитодисперсия для экранированного плазмона, вычисленная по формуле (5) в квазистатическом приближении для неперенормированной циклотронной частоты $\omega_c = eB/m^*$, где $m^* = 0.067m_0$. Красная кривая соответствует подгонке формулы (5) к экспериментальным данным с циклотронным наклоном $\omega_c'/B = e/m_c$ и плазменной частотой ω_p в качестве свободных параметров. Видно, что при $\omega_c' = (0.35 \pm 0.01)\omega_c$ подгоночные кривые хорошо согласуются с экспериментальными точками как для циклотронной $\omega_+(B)$, так и для краевой $\omega_-(B)$ магнитоплазменных мод. Такое поведение может быть описано в рамках теоретической модели [24, 25], которая учитывает влияние релятивистских эффектов запаздывания. В этой модели происходит перенормировка циклотронной частоты согласно формуле (4). Для проверки этого утверждения был проведен сравнительный анализ наклонов магнитодисперсии экранированного плазмона для всех образцов. Каждая магнитодисперсия была аппроксимирована выражением (5) с циклотронным наклоном ω_c'/B в качестве свободного параметра. Это позволило получить эффективный наклон циклотронного резонанса ω_c'/B и сравнить его с $\omega_c/B = e/m^*$. Заметим, что для акустических плазменных возбуждений ренормализация циклотронной частоты контролируется двумя параметрами: электронной концентрацией n_s и расстоянием от двумерной электронной системы до экранирующего затвора h, а именно:

$$\frac{\omega_c}{\omega_c'} = 1 + \frac{n_s e^2 h}{\varepsilon_0 m^* c^2}. \tag{6}$$

На рисунке 3 представлена зависимость измеренного экспериментально отношения ω_c/ω_c' как функция толщины полупроводниковой подложки. Экспериментальные точки были получены для образцов с толщиной h = 640, 475, 380, 340, 280, 215 и 140 мкм при фиксированном диаметре дисков $d = 4$ мм. Полученные экспериментальные данные отлично согласуются с теоретическим предсказанием (6) (красная линия на рис. 3). Таким образом, изменяя толщину

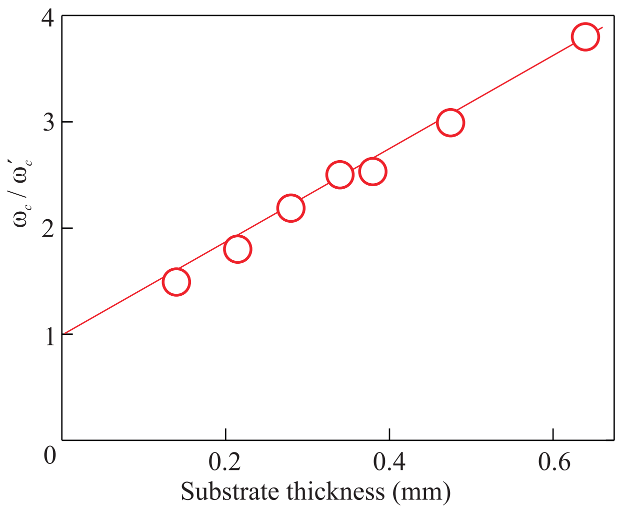

Рис. 3. (Цветной онлайн) Экспериментально полученная зависимость отношения ω_c/ω_c' от толщины подложки образца. Прямой линией показан график теоретической зависимости (4). Данные получены на образцах с диаметром мезы $d = 4$ мм и электронной концентрацией $n_s = 7.5 \times 10^{11}$ см$^{-2}$

подложки, оказывается возможным управлять силой взаимодействия колебаний электронной плазмы со светом.

В результате, в работе исследовано магнитополевое поведение плазменных возбуждений в дисках ДЭС в условиях одновременно сильного экранирования и сильного запаздывания. Показано, что эффекты запаздывания приводят к перенормировке как плазменной, так и циклотронной частоты. Расстояние от затвора до плоскости двумерных электронов (как и их концентрация) выступает инструментом управления мерой взаимодействия света с магнитоплазмонами в ДЭС.

Работа выполнена в рамках государственного задания Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института физики твердого тела им. Ю. А. Осипьяна Российской академии наук. Авторы признательны А. А. Заболотных и В. А. Волкову за плодотворное обсуждение результатов работы.

1. G. Dresselhaus, A. F. Kip, and C. Kittel, Phys. Rev. **92**, 827 (1953).
2. B. Lax, H. J. Zeiger, R. N. Dexter, and E. S. Rosenblum, Phys. Rev. **93**, 1418 (1954).
3. G. Dresselhaus, A. F. Kip, and C. Kittel, Phys. Rev. **98**, 368 (1955).
4. T. Ando, J. Phys. Soc. Jpn. **38**, 989 (1975).
5. E. Kress-Rogers, R. J. Nicholas, J. C. Portal, and A. Chevy, Solid State Commun. **44**, 379 (1982).
6. J. C. Maan, Th. Englert, D. C. Tsui, and A. C. Gossard, Appl. Phys. Lett. **40**, 609 (1982).
7. C. Kallin and B. I. Halperin, Phys. Rev. B **31**, 3635 (1985).
8. Z. D. Kvon, S. N. Danilov, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretsky, and S. D. Ganichev, Physica E **40**, 1885 (2008).
9. D. Hagenmüller, S. De Liberato, and C. Ciuti, Phys. Rev. B **81**, 235303 (2010).
10. Q. Zhang, T. Arikawa, E. Kato, J. L. Reno, W. Pan, J. D. Watson, M. J. Manfra, M. A. Zudov, M. Tokman, M. Erukhimova, A. Belyanin, and J. Kono, Phys. Rev. Lett. **113**, 047601 (2014).
11. I. V. Andreev, V. M. Muravev, V. N. Belyanin, and I. V. Kukushkin, Appl. Phys. Lett. **105**, 202106 (2014).
12. T. Maag, A. Bayer, S. Baierl, M. Hohenleutner, T. Korn, C. Schüller, D. Schuh, D. Bougeard, C. Lange, R. Huber, M. Mootz, J. E. Sipe, S. W. Koch, and M. Kira, Nat. Phys. **12**, 119 (2016).
13. V. M. Muravev, I. V. Andreev, S. I. Gubarev, V. N. Belyanin, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B **93**, 041110 (2016).
14. А. В. Чаплик, ЖЭТФ **62**, 746 (1972).
15. U. Mackens, D. Heitmann, L. Prager, J. P. Kotthaus, and W. Beinvogl, Phys. Rev. Lett. **53**, 1485 (1984).
16. P. J. Burke, I. B. Spielman, J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Appl. Phys. Lett. **76**, 745 (2000).
17. V. M. Muravev, C. Jiang, I. V. Kukushkin, J. H. Smet, V. Umansky, and K. von Klitzing, Phys. Rev. B **75**, 193307 (2007).
18. W. F. Andress, H. Yoon, K. Y. M. Yeung, L. Qin, K. West, L. Pfeiffer, and D. Ham, Nano Lett. **12**, 2272 (2012).
19. J. Chen, M. Badioli, P. Alonso-Gonzalez, S. Thongrattanasiri, F. Huth, J. Osmond, M. Spasenovic, A. Centeno, A. Pesquera, P. Godignon, A. Zurutuza Elorza, N. Camara, F. Abajo, R. Hillenbrand, and F. H. L. Koppens, Nature (London) **487**, 77 (2012).
20. Z. Fei, A. S. Rodin, G. O. Andreev, W. Bao, A. S. McLeod, M. Wagner, L. M. Zhang, Z. Zhao, M. Thiemens, G. Dominguez, M. M. Fogler, A. H. Castro Neto, C. N. Lau, F. Keilmann, and D. N. Basov, Nature (London) **487**, 82 (2012).
21. G. C. Dyer, G. R. Aizin, S. J. Allen, A. D. Grine, D. Bethke, J. L. Reno, and E. A. Shaner, Nat. Photonics **7**, 925 (2013).
22. D. A. Iranzo, S. Nanot, E. J. C. Dias, I. Epstein, C. Peng, D. K. Efetov, M. B. Lundeberg, R. Parret, J. Osmond, J.-Y. Hong, J. Kong, D. R. Englund, N. M. R. Peres, and F. H. L. Koppens, Science **360**, 291 (2018).
23. D. A. Bandurin, D. Svintsov, I. Gayduchenko et al. (Collaboration), Nat. Commun. **9**, 5392 (2018).

24. Yu. A. Kosevich, A. M. Kosevich, and J. C. Granada, Phys. Lett. A **127**, 52 (1988).
25. А. В. Чаплик, Письма в ЖЭТФ **101**, 602 (2015).
26. A. A. Zabolotnykh and V. A. Volkov, Phys. Rev. B **103**, 125301 (2021).
27. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, Nature (London) **415**, 409 (2002).
28. V. M. Muravev, I. V. Andreev, S. I. Gubarev, V. N. Belyanin, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B **93**, 041110(R) (2016).
29. S. J. Allen, H. L. Störmer, and J. C. M. Hwang, Phys. Rev. B **28**, 4875 (1983).
30. С. С. Назин, В. Б. Шикин, ФНТ **15**, 227 (1989).
31. В. А. Волков, С. А. Михайлов, ЖЭТФ **94**, 217 (1988).
32. A. L. Fetter, Phys. Rev. B **33**, 5221 (1986).
33. D. B. Mast, A. J. Dahm, and A. L. Fetter, Phys. Rev. Lett. **54**, 1706 (1985).
34. T. N. Theis, J. P. Kotthaus, and P. J. Stiles, Solid State Commun. **24**, 273 (1977).
35. I. V. Andreev, V. M. Muravev, N. D. Semenov, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B. **103**, 115420 (2021).
36. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, S. A. Mikhailov, D. V. Kulakovskii, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, Phys. Rev. Lett. **90**, 156801 (2003).