Письма в ЖЭТФ, том 111, вып. 5, с. 316 – 320

Измерение спектра двумерных “прокси” плазмонов методом стоячих волн

А. М. Зарезин[+*1)], *П. А. Гусихин*[+], *В. М. Муравьев*[+], *И. В. Кукушкин*[+]

[+]*Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия*

[*]*Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), 141701 Долгопрудный, Россия*

Поступила в редакцию 31 января 2020 г.
После переработки 4 февраля 2020 г.
Принята к публикации 6 февраля 2020 г.

Методом оптического детектирования резонансного микроволнового поглощения исследованы плазменные возбуждения в двумерной электронной системе, частично экранированной металлическим затвором в форме полоски. Подобраны оптимальные геометрические параметры структуры для наблюдения стоячих волн “прокси” плазмона (*proximity plasmon*) вдоль длины полоски. Обнаружено четыре стоячие моды “прокси” плазменной волны. Путем сопоставления каждой из мод соответствующего волнового вектора, был измерен спектр “прокси” плазменных возбуждений, который с хорошей точностью совпал с теорией.

DOI: 10.31857/S0370274X20050082

Плазменные и магнитоплазменные возбуждения в двумерных электронных системах (ДЭС) активно исследуются на протяжении последних 50 лет [1–7]. Такой повышенный интерес к данной теме связан с тем, что, по сравнению с трехмерным случаем, плазмоны в ДЭС обладают целым рядом уникальных свойств. К таким свойствам относится, например, бесщелевой корневой закон дисперсии. При этом, в отличие от трехмерных плазменных возбуждений, скорость двумерных плазмонов может регулироваться в широких пределах путем изменения концентрации двумерных электронов или приложения внешнего магнитного поля. Также, поскольку ДЭС находится близко к поверхности полупроводниковой подложки, на спектр двумерных плазмонов оказывает большое влияние диэлектрическое окружение системы [8–14].

Наиболее заметно взаимодействие двумерных электронов модифицируется путем создания хорошо проводящего затвора над плоскостью ДЭС. Типичной геометрией, в которой исследовались экранированные плазмоны, была двумерная электронная система конечного размера, экранированная бесконечным в латеральном направлении металлическим затвором. Было установлено, что в таких условиях спектр двумерного плазмона преобразуется к линейному виду [8]. Недавно было обнаружено, что в геометрии, когда ДЭС лишь частично экранирована металлическим затвором, появляется семейство плазменных мод, существенно отличающихся по своим свойствам от экранированного плазмона [15–20]. Эти плазменные волны, индуцированные близким металлическим затвором, были названы “прокси” плазмонами (*proximity plasmons*).

В случае, когда проводящий затвор имеет форму полоски с шириной W (вставка к рис. 1), закон дисперсии “прокси” плазмона имеет следующий вид [19]:

$$\omega_{\mathrm{pr}}(q) = \sqrt{\frac{2n_s e^2 h}{m^* \varepsilon\varepsilon_0}\frac{q}{W}} \quad (qW \ll 1), \tag{1}$$

где n_s – концентрация двумерных электронов, m^* – эффективная электронная масса, h – расстояние от ДЭС до металлического затвора, q – волновой вектор плазмона, направленный вдоль затвора, ε – диэлектрическая проницаемость полупроводникового кристалла.

В работе [17] были экспериментально обнаружены “прокси” плазменные моды в образцах с затвором в форме полоски, а также исследована зависимость их частоты от геометрических размеров затвора и концентрации двумерных электронов. Однако, для того, чтобы описать свои данные формулой (1), авторы использовали диэлектрическую проницаемость ε в качестве подгоночного параметра, получив значение 7.8, которое сильно отличается от ожидаемого значения $\varepsilon_{\mathrm{GaAs}} = 12.8$. Это указывает на то, что в тех экспериментах, где наблюдалась лишь одна “прокси” мода, авторам не удалось однозначно определить

[1)]e-mail: zarezin.am@phystech.edu

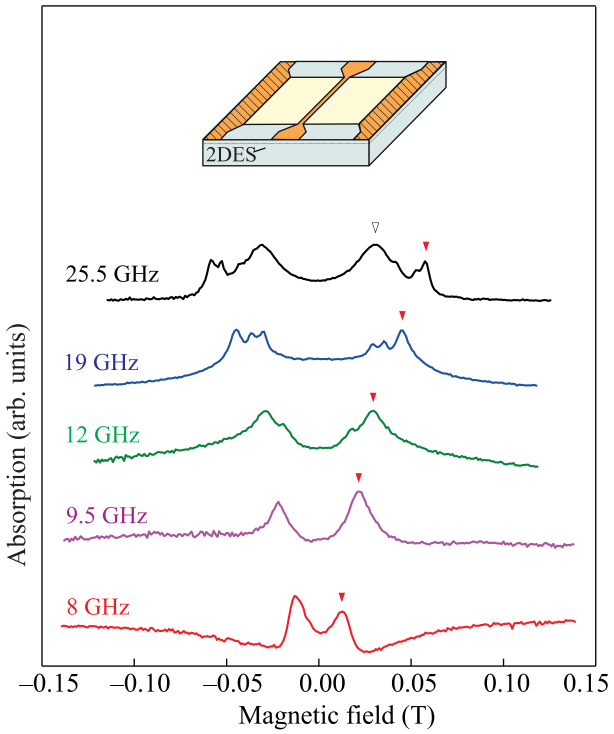

Рис. 1. (Цветной онлайн) Резонансные спектры интенсивности микроволнового поглощения в зависимости от величины приложенного перпендикулярно плоскости образца магнитного поля. Для удобства спектры сдвинуты по вертикали. Красная стрелка указывает на резонасный пик, соответствующий возбуждению фундаментальной моды “прокси” плазмона, а синяя – на пик, соответствующий возбуждению фундаментальной моды обычного двумерного плазмона. Измерения проводились на образце с металлическим затвором длиной $L = 500$ мкм и шириной $W = 20$ мкм. Концентрация электронов в ДЭС составляла $n_s = 2.4 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$

волновой вектор плазмона. В настоящей работе представлены экспериментальные результаты по наблюдению “прокси” плазмона в образце с аналогичной конфигурацией ДЭС и металлического затвора. Путем подбора геометрических параметров затвора нам удалось создать плазмонный резонатор, где за счет многократного отражения “прокси” плазменной волны от границ резонатора возбуждается до 4 стоячих волн вдоль полоски затвора. Это позволило однозначно идентифицировать номера гармоник и сопоставить им соответствующие волновые векторы. Оказалось, что полученный таким образом спектр “прокси” плазмонов в нулевом магнитном поле находится в отличном согласии с теорией (1) без использования каких-либо подгоночных параметров.

Эксперименты были выполнены на высококачественных GaAs/AlGaAs гетероструктурах с широкой квантовой ямы 30 нм. Концентрация двумерных электронов в квантовой яме составляла $n_s = 2.4 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$, подвижность – $\mu = 4 \cdot 10^6$ см^2/(В $\cdot$ с) при температуре $T = 4.2$ К. Расстояние от ДЭС до поверхности полупроводниковой подложки составляло $h = 440$ нм. Образец представлял собой ДЭС прямоугольной формы (вставка к рис. 1). В центре мезы был термически напылен Cr (5 нм) – Au (300 нм) металлический затвор с шириной $W = 20$ мкм и длиной $L = 0.5$ мм. На расстоянии $a = 200$ мкм от затвора по бокам ДЭС были расположены металлические заземленные контакты. Центральный металлический затвор на границах ДЭС расширялся и на расстоянии 100 мкм переходил в контакты, имевшие размеры 100×100 мкм^2. Плазменные колебания в данной системе возбуждались сверхвысокочастотным (СВЧ) излучением в диапазоне частот от 1 до 30 ГГц, которое подводилось непосредственно к центральному затвору по согласованному коаксиальному кабелю. Для регистрации плазменных возбуждений в ДЭС использовалась оптическая методика, основанная на детектировании нагрева системы при резонансном поглощении микроволнового излучения [21, 22]. Она основывается на высокой чувствительности спектра люминесценции двумерных электронов к резонансному нагреву ДЭС. Излучение от стабилизированного полупроводникового лазера с длиной волны $\lambda = 780$ нм подводилось непосредственно к образцу с помощью оптоволоконного кварцевого световода с диаметром 0.4 мм. Данный световод служил также для сбора сигнала люминесценции, который поступал на вход спектрометра со встроенной CCD (*charge-coupled device*) камерой. Эксперименты проводились в криостате со сверхпроводящим магнитом ($B = 0$–1 Тл) при температуре на образце $T = 4.2$ К.

На рисунке 1 показаны зависимости поглощения микроволнового излучения на частотах $f = 8$, 9.5, 12, 19, 25.5 ГГц, измеренные в зависимости от величины магнитного поля, приложенного перпендикулярно плоскости ДЭС. Микроволновое излучение подавалось на центральный металлический затвор (вставка к рис. 1). На графиках, показанных на рис. 1, видны симметричные по магнитному полю резонансные пики поглощения. С увеличением частоты количество наблюдаемых пиков увеличивается, и они сдвигаются в сторону больших значений магнитного поля. Таким образом, резонансы соответствуют возбуждению различных магнитоплазменных мод в ДЭС. Красной стрелкой на графиках отмечен резонанс, соответствующий нижайшей по частоте моде. Далее будет показано, что этот резонанс отвечает возбуждению вдоль затвора стоячей "прокси" плазменной волны с волновым вектором $q_L = \pi/L$. Следующие резонансы соответствуют возбуждению более высоких порядков стоячих плазменных волн с $q_L(N) = N\pi/L$ ($N = 2, 3, 4$).

Полая черная стрелка на верхней кривой ($f_p = 25.5$ ГГц) указывает на частоту, отвечающую двумерному плазмону в ДЭС (полые точки на рис. 2). Данное возбуждение связано с колебаниями электронной плотности в ДЭС поперек центрального затвора с волновым вектором $q_{\mathrm{tr}} = \pi/(2a + W)$, где $2a+W = 420$ мкм – расстояние между боковыми контактами. Плазменная волна в данном случае возбуждается с нестандартными граничными условиями, определяемыми нулем переменного потенциала на контактах. В таком случае ее частота в нулевом магнитном поле значительно "смягчается" относительно плазмона с граничными условиями в виде нуля по переменному току на границе ДЭС: $f_{\mathrm{th}} = 36.5$ ГГц. Коэффициент "смягчения" частоты $\alpha = 1.4$ хорошо согласуется с экспериментальными данными для осесимметричного плазмона, возбуждаемого в диске двумерных электронов с периметрическим контактом [23].

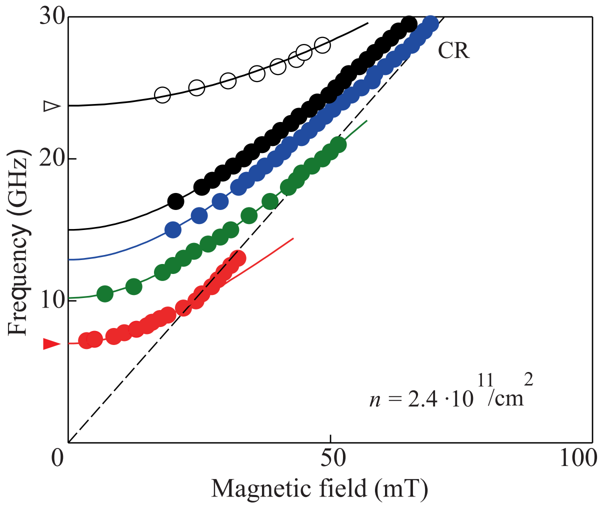

Рис. 2. (Цветной онлайн) Экспериментально полученная магнитодисперсия гармоник стоячих "прокси" плазменных резонансов с $N = 1, 2, 3, 4$ (сплошные кружки) и фундаментальной моды обычного двумерного плазмона (пустые кружки). Штриховая линия соответствует циклотронному резонансу (CR, *cyclotron resonance*). Сплошные кривые являются результатом подгонки экспериментальных графиков зависимостью (2) с уменьшенным вследствие эффектов запаздывания значением ω_c. Красная стрелка указывает на теоретическое значение частоты фундаментальной моды "прокси" плазмона для данного образца

Стоит отметить, что наблюдение в настоящих экспериментах целой серии стоячих "прокси" плазменных волн скорее всего связано с формой центрального затвора. В настоящей работе (вставка к рис. 1) центральный затвор испытывает резкое расширение на границе ДЭС, что, по-видимому, однозначно задает граничные условия плазмонного резонатора для "прокси" волн. Таким образом устраняется один из основных каналов диссипации "прокси" плазмонов с большими волновыми векторами, связанный с "утеканием" колебаний электронной плотности в затворе за пределы области над ДЭС.

Для характеризации наблюдаемых резонансных пиков поглощения на рис. 2 построена зависимость их частот от величины приложенного магнитного поля. Полученные экспериментальные магнитодисперсионные зависимости должны описываться квадратичным законом [8, 19]:

$$\omega^2 = \omega_0^2 + \omega_c^2, \tag{2}$$

где ω_0 – частота плазменной моды в нулевом магнитном поле, циклотронная частота $\omega_c = eB/m^*$, где B – перпендикулярно направленное к плоскости ДЭС магнитное поле. Однако формула (2) работает только при пренебрежении запаздыванием. В настоящем же эксперименте магнитодисперсионные зависимости имеют немного отличающийся от теоретической зависимости (2) наклон и пересекают прямую циклотронного резонанса (CR на рис. 2). Это является одним из проявлений эффектов гибридизации плазменных возбуждений со светом [24, 25]. Ранее было показано, что для "прокси" плазмонов эффекты запаздывания играют заметную роль [17].

Экстраполяция экспериментальных зависимостей на рис. 2 к нулевому магнитному полю дает следующие значения частот первых 4 стоячих плазменных резонансов вдоль полоски затвора: $f_1 = (7.0 \pm 0.2)$ ГГц, $f_2 = (10.2 \pm 0.2)$ ГГц, $f_3 = (12.9 \pm 0.2)$ ГГц, $f_4 = (15.0 \pm 0.2)$ ГГц. Полученные значения позволяют надежно идентифицировать каждую моду, а также построить дисперсионную зависимость "прокси" плазменного возбуждения, пользуясь тем, что серия стоячих волн соответствует серии значений волнового вектора:

$$q_L(N) = \frac{\pi}{L} N, \tag{3}$$

где $N = 1, 2, \ldots$ – номер моды, L – длина металлического затвора.

Соответствующая зависимость частоты в нулевом магнитном поле от номера стоячей волны первых четырех наблюдаемых резонансов показана на рис. 3. Красные точки соответствуют вышеприведенным экспериментально полученным значениям. Красная сплошная кривая соответствует подгонке экспериментальных точек корневой зависимостью. Для наглядности на вставке показана линеаризованная зависимость квадрата частоты от номера моды. При этом следует отметить, что данные точки лежат очень близко к теоретической дисперсионной зависимости “прокси” плазмона (1), построенной без каких-либо подгоночных параметров пунктирной линией на рис. 3. При этом, согласно теории [19], для диэлектрической проницаемости было использовано значение $\varepsilon = \varepsilon_{\mathrm{GaAs}} = 12.8$. Все экспериментальные значения слегка сдвинуты вниз по частоте относительно теоретических, что, скорее всего, является проявлением эффектов запаздывания. Практически полное совпадение теории [19] с представленными экспериментальными данными дает основание однозначно пронумеровать данные моды, а также однозначно определить волновой вектор, соответствующий возбуждению фундаментальной моды “прокси” плазмона. Таким образом, показанные на рис. 2 сплошными кружками магнитодисперсионные зависимости относятся именно к стоячим волнам “прокси” плазмона.

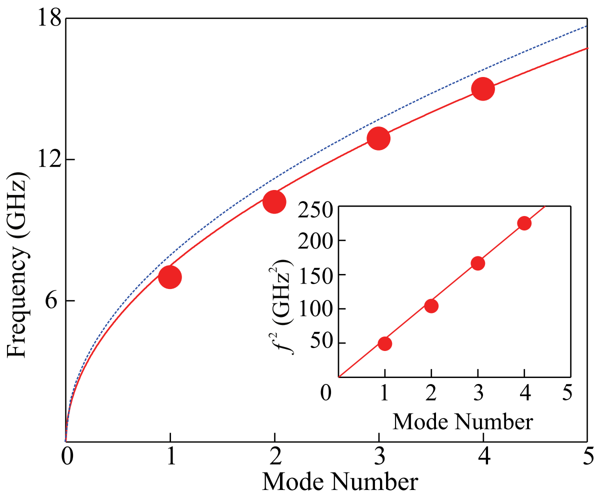

Рис. 3. (Цветной онлайн) Красными точками показана зависимость частоты в нулевом магнитном поле от номера гармоники для стоячих резонансов “прокси” плазмона. Сплошная линия – результат подгонки экспериментальных точек корневой зависимостью. Пунктирная линия соответствует теоретической зависимости (1), рассчитанной для параметров данного образца без подгоночных коэффициентов. Для наглядности на вставке показана линеаризованная зависимость квадрата частоты от номера гармоники

В работе методом оптического детектирования экспериментально исследованы плазменные возбуждения в ДЭС с центральным металлическим затвором в форме полоски. Впервые удалось пронаблюдать на одном образце четыре стоячие волны “прокси” плазмона. Путем сопоставления каждой из мод соответствующего волнового вектора, был измерен спектр “прокси” плазменных возбуждений. Было установлено отличное согласие экспериментальных данных с существующей теорией.

Работа была выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант # 18-72-10072.

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. S. J. Allen, H. L. Störmer, and J. C. M. Hwang, Phys. Rev. B **28**, 4875 (1983).
5. D. C. Glattli, E. Y. Andrei, G. Deville, J. Poitrenaud, and F. I. B. Williams, Phys. Rev. Lett. **54**, 1710 (1985).
6. A. L. Fetter, Phys. Rev. B **33**, 5221 (1986).
7. А. В. Чаплик, ЖЭТФ **91**, 201 (2010).
8. А. В. Чаплик, ЖЭТФ **62**, 746 (1972).
9. P. J. Burke, I. B. Spielman, J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Appl. Phys. Lett. **76**, 745 (2000).
10. V. M. Muravev, C. Jiang, I. V. Kukushkin, J. H. Smet, V. Umansky, and K. von Klitzing, Phys. Rev. B **75**, 193307 (2007).
11. D. A. Iranzo, S. Nanot, E. J. C. Dias, I. Epstein, Ch. 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).
12. С. И. Губарев, А. А. Дремин, В. Е. Козлов, В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ **90**, 588 (2009).
13. С. И. Губарев, В. М. Муравьев, И. В. Андреев, В. Н. Белянин, И. В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ **102**, 517 (2015).
14. В. В. Попов, О. В. Полищук, С. А. Никитов, Письма в ЖЭТФ **95**, 91 (2012).
15. П. А. Гусихин, В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ **100**, 732 (2014).
16. V. M. Muravev, P. A. Gusikhin, I. V. Andreev, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. Lett. **114**, 106805 (2015).
17. V. M. Muravev, P. A. Gusikhin, A. M. Zarezin, I. V. Andreev, S. I. Gubarev, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B **99**, 241406(R) (2019).

18. V. M. Muravev, A. M. Zarezin, P. A. Gusikhin, A. V. Shupletsov, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B **100**, 205405 (2019).
19. A. A. Zabolotnykh and V. A. Volkov, Phys. Rev. B **99**, 165304 (2019).
20. A. A. Zabolotnykh and V. A. Volkov, Semiconductors **53**(14), 1870 (2019).
21. B. M. Ashkinadze, E. Linder, and V. Umansky, Phys. Rev. B **62**, 10310 (2000).
22. V. M. Muravev, I. V. Andreev, S. I. Gubarev, V. N. Belyanin, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B **93**, 041110(R) (2016).
23. V. M. Muravev, I. V. Andreev, V. N. Belyanin, S. I. Gubarev, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B **96**, 045421 (2017).
24. И. В. Кукушкин, Д. В. Кулаковский, С. А. Михайлов, Ю. Смет, К. фон Клитцинг, Письма в ЖЭТФ **77**, 594 (2003).
25. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, S. A. Mikhailov, D. V. Kulakovskii, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, Phys. Rev. Lett. **90**, 156801 (2003).