

## Плазменные волны в двумерной электронной системе при боковом экранировании металлическим затвором

С. И. Губарев<sup>1)</sup>, А. А. Дремин, В. Е. Козлов, В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Московская область, Россия

Поступила в редакцию 17 августа 2009 г.

После переработки 31 августа 2009 г.

Исследованы дисперсия магнитоплазменных и плазменных возбуждений в двумерных электронных системах, край которых задается с помощью металлического затвора и приложенного к нему напряжения. Обнаружено значительное уменьшение частоты плазменных волн по сравнению с плазменной частотой, измеренной в вытравленных мезах, имеющих ту же геометрию, размер и электронную плотность. Исследована зависимость наблюдаемого “смягчения” частоты от размера структуры и показано, что латерально экранированное плазменное возбуждение не обладает корневым законом дисперсии.

PACS: 71.35.Es, 78.66.Fd

Исследования магнитоплазменных волн в низкоразмерных электронных системах привлекают значительный интерес. В двумерных системах были обнаружены и исследованы краевые магнитоплазменные колебания, распространяющиеся вдоль края структуры [1, 2]. Наблюдались одномерные плазмоны с законом дисперсии, заметно отличным от корневого [3, 4], были обнаружены проявления эффектов запаздывания в дисперсии плазменных возбуждений [5]. В двумерных электронных системах под действием микроволнового возбуждения наблюдались осцилляции фотопроводимости и состояния с нулевым сопротивлением [6–8]. Были обнаружены и исследованы новые периодические по  $V$  осцилляции фотосопротивления и фотонапряжения существующие вплоть до температуры  $T = 200$  К [9–11]. Практическое применение плазменных волн в электронных приборах обусловлено, с одной стороны, значительно более высокими скоростями плазменных возбуждений по сравнению с дрейфовой скоростью электронов, а с другой стороны, возможностью управлять законом дисперсии плазмонов с помощью изменения геометрии или диэлектрического (металлического) окружения такой структуры [12]. Как правило, электронные приборы, основанные на распространении и возбуждении плазменных колебаний, помимо самого двумерного слоя, обязательно включают в себя контролирующие элементы в виде контактов или управляющих металлических электродов. Влияние металлических затворов, расположенных сверху (или снизу) над электронным каналом, на дисперсию плазменных волн было подробно изучено как

теоретически, так и экспериментально [12]. Вместе с тем, влияние боковых металлических затворов на дисперсию плазменных возбуждений до настоящего времени экспериментально не исследовалось. В этой связи особую важность представляет изучение законов дисперсии плазменных колебаний, распространяющихся в структурах, латерально (с боку) ограниченных металлическим контактом или затвором.

Теоретическое рассмотрение плазменных колебаний в полоске двумерных электронов при латеральном экранировании металлическими контактами проведено в работах [13–16]. В работах [13, 14] рассмотрено влияние экранирующего действия контактов на дисперсию и затухание плазменных волн в структуре, без учета эффектов запаздывания. Было установлено, что индуцированные заряды в контактах существенно экранируют плазменные колебания, что приводит к заметному уменьшению частоты плазменных колебаний. В зависимости от соотношения проводимостей контактов и двумерной электронной системы “смягчение” частоты плазменных колебаний может составлять от 10 до 35%. При этом показано, что затухание плазменных волн в полоске может заметно вырасти за счет конечной проводимости латеральных контактов. К аналогичному выводу приходят авторы [15, 16] на основании теоретического рассмотрения распространения плазменных волн с учетом эффектов запаздывания, правда, получившие несколько больший коэффициент “смягчения” плазменной частоты в результате экранирования металлическим контактом.

В настоящей работе исследованы плазменные возбуждения в системе двумерных электронов в структурах на основе гетероперехода GaAs/AlGaAs, по-

<sup>1)</sup> e-mail: gubarev@issp.ac.ru

крытых металлическим затвором с круглым отверстием различного диаметра. Измерены зависимости плазменной частоты от диаметра отверстия в затворе, а также от напряжения на затворе, позволяющего изменять профиль электронной плотности под затвором. Обнаружено, что резонансная частота размерных плазменных колебаний в электронной системе, латерально ограниченной металлом, существенно уменьшается из-за эффектов периметрического экранирования электронами затвора.

Исследования проводились на структурах, представляющих собой одиночную селективно легированную GaAs/AlGaAs квантовую яму шириной 50 нм, расположенную на расстоянии 310 нм от поверхности кристалла. Подвижность носителей заряда в исследованных структурах составляла  $\mu = 4 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  при  $T = 4.2 \text{ К}$  при концентрации двумерных электронов  $n = 1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Методом оптической литографии на этой структуре были изготовлены образцы в виде прямоугольников, покрытых металлическим затвором с отверстием различного диаметра для различных структур (рис.1а). Образцы имели контакты

го или положительного напряжения на затвор можно было как уменьшать, так и увеличивать концентрацию электронов под затвором. В нашем случае на затвор подавалось отрицательное напряжение относительно двумерного канала амплитудой  $U = -0.4 \text{ В}$ , при котором область под затвором заведомо обеднялась до  $n_{2D} \simeq 0$  так, что окончательный профиль двумерной плотности электронного газа представлял собой диск с диаметром, равным диаметру отверстия в затворе. Поскольку латеральные размеры этого диска (доли мм) многократно превышали расстояние от слоя двумерных электронов до металлического затвора ( $\sim 0.3 \text{ мкм}$ ), то размер получавшегося в итоге двумерного электронного диска практически совпадал с размером отверстия в проводящем затворе. Для сравнения мы исследовали также магнитолазменные резонансы в мезоструктурах, вытравленных в виде дисков тех же размеров, что и отверстия в затворах в первом случае (рис.1б). Концентрация электронов как внутри области, ограниченной затвором, так и в образцах в виде дисков контролировалась путем изучения рекомбинационного излучения двумерной электронной системы в квантующем магнитном поле, когда в спектрах магнитолюминесценции надежно разрешаются уровни Ландау, что позволяет определить фактор заполнения и, соответственно, концентрацию двумерных электронов. На рис.1 представлены характерные спектры излучения, измеренные на этих структурах, которые иллюстрируют практическое совпадение плотности двумерных электронов для обоих изученных случаев,  $n_{s1} \approx n_{s2}$ .

Магнитолазменные резонансы исследовались методом оптического детектирования микроволновых резонансов. Свет от полупроводникового лазера с длиной волны 780 нм заводился в световод, конец которого закреплялся нормально к поверхности образца. Люминесценция от образца собиралась тем же световодом и затем анализировалась с помощью двойного спектрометра, на выходе которого был установлен CCD детектор. Эксперименты проводились при температуре жидкого гелия  $T = 4.2 \text{ К}$  в магнитных полях до 2 Тл. Плазменные колебания в двумерной электронной системе возбуждались с помощью штыревой антенны, закрепленной непосредственно рядом с образцом, на которую через коаксиальную кабель подавалось модулированное по мощности микроволновое излучение в диапазоне частот от 5 до 40 ГГц. Резонансное поглощение микроволнового излучения детектировалось по изменению спектра рекомбинационного излучения двумерного газа [5]. Модуль этого изменения интегрировался по всему спектру рекомбинационного излучения. При фик-

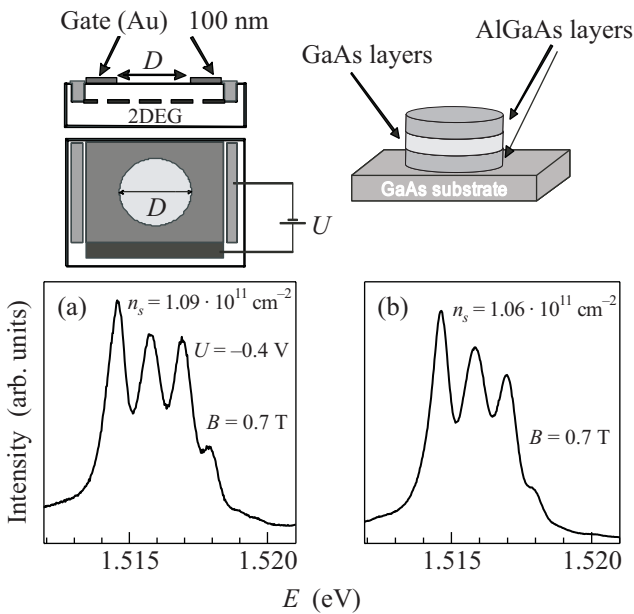


Рис.1. Структуры, использованные в эксперименте. (а) – Структура, покрытая металлическим затвором с отверстием диаметра  $d$ , (б) – меза в форме диска того же диаметра  $d$ , вытравленная методом оптической литографии. Внизу показаны спектры рекомбинационного излучения двумерного электронного газа в магнитном поле  $B = 0.7 \text{ Тл}$ , измеренные для двух геометрий эксперимента с  $d = 1 \text{ мм}$

как к металлическому затвору, так и к двумерному электронному каналу. Путем подачи отрицательно-

сированной частоте микроволнового возбуждения и развороте магнитного поля находилось положение по магнитному полю, соответствующее резонансному поглощению.

На рис.2 показана магнитолевая зависимость наблюдаемых резонансов, измеренная для образца,

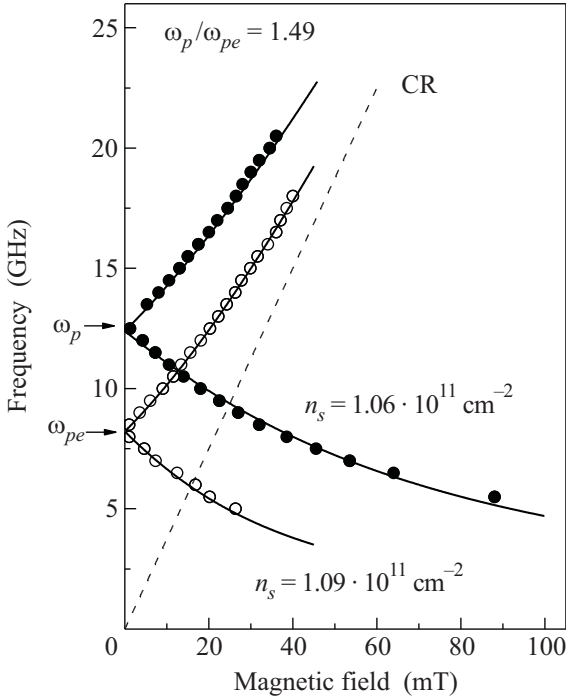


Рис.2. Зависимости резонансной частоты магнитоплазменного резонанса от магнитного поля, измеренные для структуры, покрытой затвором с отверстием  $d = 1$  мм (o) и для мезы, диаметром  $d = 1$  мм, вытравленной методом оптической литографии (•). Стрелками показаны резонансные частоты плазменных возбуждений в поле  $B = 0$  Тл. Сплошными линиями показаны результаты расчетов, выполненные по формуле (1). Штриховой линией показана зависимость циклотронной частоты  $\omega_{CR} = eB/m^*c$  от магнитного поля

покрытого затвором с отверстием диаметром  $d = 1$  мм, в котором электроны под затвором были “выдавлены” с помощью подачи на затвор отрицательного относительно двумерного канала напряжения  $U = -0.4$  В. Для сравнения на этом же рисунке представлена магнитолевая зависимость, полученная для диска диаметром  $d = 1$  мм с близкой концентрацией двумерных носителей в диске. Для обеих структур наблюдаются две ветви магнитоплазменных резонансов. Верхняя ветвь, отвечающая так называемым “объемным” магнитоплазменным резонансам, обладает положительной магнитодисперсией, ее частота растет с ростом магнитного поля и

в пределе больших магнитных полей асимптотически приближается к частоте циклотронного резонанса. Нижняя ветвь имеет характерную отрицательную магнитодисперсию и отвечает крайевым магнитоплазменным колебаниям с характерной зависимостью в области больших магнитных полей  $\omega_- \sim 1/B$ . Экспериментально наблюдаемые зависимости удовлетворительно описываются стандартным выражением, используемым для описания верхней,  $\omega_+$ , и нижней,  $\omega_-$ , ветвей магнитоплазменных резонансов в двумерных дисках [1]:

$$\omega_{\pm} = \pm \frac{\omega_{CR}}{2} + \sqrt{\omega_p^2 + \left(\frac{\omega_{CR}}{2}\right)^2}, \quad (1)$$

где  $\omega_{CR} = eB/cm^*$  – циклотронная частота,  $\omega_p$  – частота плазменных колебаний в диске в нулевом магнитном поле, которая в отсутствие эффектов запаздывания имеет вид [1, 5]

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

где  $\bar{\epsilon}$  – среднее значение диэлектрических постоянных вакуума и GaAs,  $m^*$  – эффективная масса электронов,  $q = 2.4/d$  – волновой вектор основной моды краевого магнитоплазмона, полученный эмпирическим путем в работе [5].

Наиболее существенным отличием образцов с металлическим затвором по сравнению с дисками является то, что при одинаковом диаметре и практически совпадающих плотностях двумерных электронов плазменная частота в геометрии с затвором оказывается заметно меньше, чем в дисках. Коэффициент “смягчения” для отверстий с  $d = 1$  мм оказался равным  $\omega_p/\omega_{pe} = 1.49 \pm 0.07$ , где  $\omega_p$  – плазменная частота, измеренная в протравленном диске,  $\omega_{pe}$  – плазменная частота экранированного магнитоплазмона в структуре с металлическим затвором.

Аналогичное уменьшение частоты плазменных возбуждений при латеральном экранировании наблюдается также для структур с меньшим размером отверстия в металлическом затворе, с той разницей, что коэффициент “смягчения” растет по мере уменьшения диаметра отверстия. Нами были проведены исследования для структур с металлическим затвором и с диаметром отверстий  $d = 0.6$ ,  $d = 0.4$  и  $d = 0.2$  мм. Магнитолевые зависимости резонансных частот для двух первых структур представлены на рис.3.

Там же стрелками указаны положения плазменных частот, измеренных для мезоструктур, изготовленных в виде дисков аналогичного диаметра и вытравленных из шайбы методом оптической литогра-

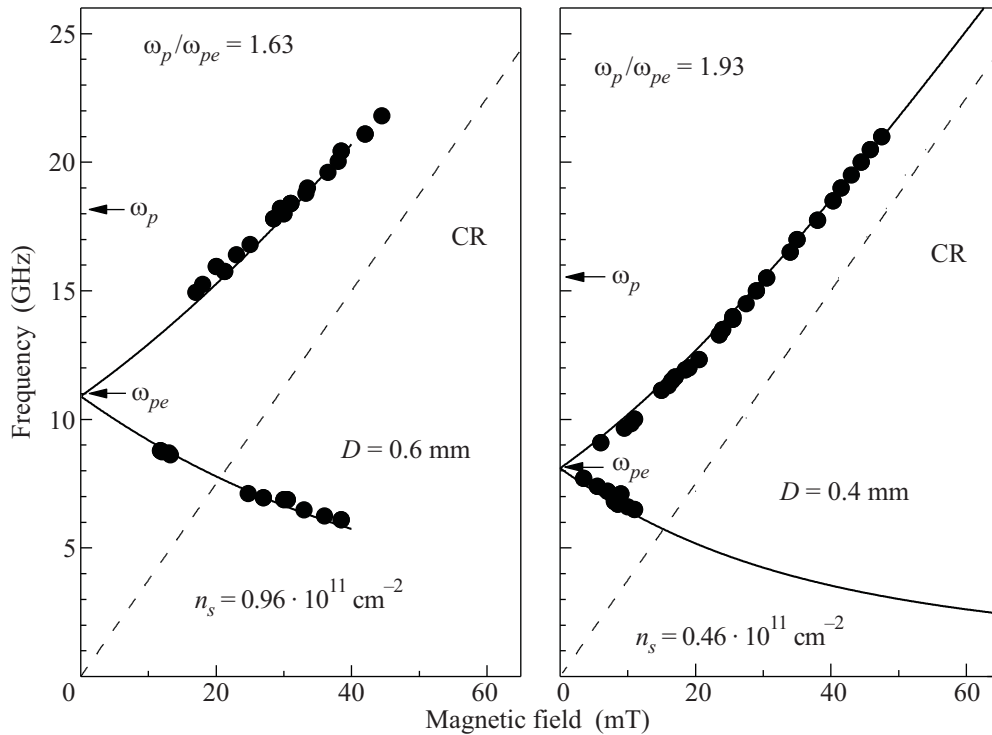


Рис.3. Зависимости частоты магнитоплазменных резонансов от магнитного поля, измеренные для структур с металлическим затвором с отверстием  $d = 0.6$  мм,  $n_s = 0.96 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  (а) и  $d = 0.4$  мм,  $n_s = 0.46 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  (б). Стрелками указаны положения плазменных резонансов в нулевом магнитном поле для экранированного,  $\omega_{pe}$ , и неэкранированного,  $\omega_p$ , случаев. Пунктиром показана зависимость циклотронной частоты  $\omega_{CR} = eB/m^*c$  от магнитного поля

фии. Поведение верхних и нижних ветвей магнито-плазменных резонансов в структурах с затвором и меньшим диаметром отверстия также хорошо описывается выражением (1). Коэффициент “смягчения” для диаметров  $d = 0.6$  мм и  $0.4$  мм оказался равным  $1.68 \pm 0.07$  и  $1.93 \pm 0.08$ , соответственно.

Волновой вектор плазменного возбуждения в двумерном диске в нулевом магнитном поле  $q_p$  соотносится с диаметром диска  $d$  в соответствии с выражением  $q_p = 2.4/d$  [5], то есть меньшим диаметрам диска соответствуют большие векторы  $q_p$ . Зависимость плазменной частоты в этом случае оказывается пропорциональна корню из  $q_p$  и, соответственно, обратно пропорциональна корню из  $d$ . Зависимость коэффициента “смягчения” от волнового вектора двумерного плазмона  $q_p$  изображена на рис.4. На этом же рисунке штриховой и штрих-пунктирной линиями показаны результаты расчетов, выполненных в работах [13, 15], в которых определялось “смягчение” плазменной моды в двумерных системах с проводящими контактами. Видно, что несмотря на то, что величина наблюдаемого масштаба “смягчения” качественно согласуется с результатами теоретических работ, на эксперименте наблюдается заметное увеличение коэффициента “смягчения” по мере роста волново-

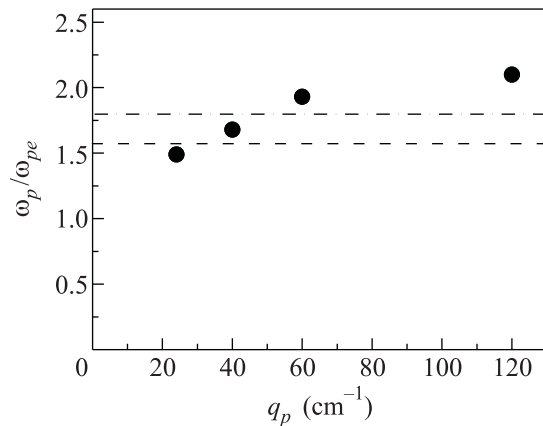


Рис.4. Зависимость коэффициента “смягчения” плазменной частоты  $\omega_p/\omega_{pe}$  в случае латерального экранирования металлическим затвором от волнового вектора плазмона  $q_p$ . Штриховой и штрих-пунктирной линиями обозначены результаты расчетов, выполненных в работах [13, 15] соответственно

го вектора плазмона  $q_p$ . Таким образом, частота латерально экранированных плазмонов оказывается не пропорциональна  $d^{-1/2}$ , что свидетельствует об отличии закона дисперсии латерально экранированных плазменных волн от корневого закона.

Качественно наблюдаемое смягчение частоты плазменных колебаний в структурах, ограниченных металлом, представляется вполне объяснимым. Действительно, плазменные колебания представляют собой колебания плотности заряда в двумерной структуре. Наличие металлического затвора приводит к появлению в металле индуцированных зарядов противоположного знака, которые эффективно уменьшают кулоновское взаимодействие в двумерной плазме, что и проявляется в эксперименте как смягчение резонансных частот размерных плазменных колебаний. Однако различие между наблюдаемыми на эксперименте зависимостями величины смягчения и теоретических предсказаний требует более детальных теоретических исследований особенностей латерального металлического экранирования с учетом геометрии двумерной электронной структуры и зависимости эффективности экранирования от волнового вектора плазменных колебаний  $q_p$ .

Одно из возможных объяснений подобного расхождения может быть связано с различием граничных условий в месте перехода двумерной электронной системы в контактную область, предполагаемого в теории и реализованного в эксперименте. В теоретических работах граничное условие накладывалось только на переменный потенциал плазменной волны на границе между двумерной электронной системой и металлическими контактами (потенциал равен нулю для контактов с высокой проводимостью), в то время как на гидродинамическую часть уравнений, описывающих распространение плазменной волны, наличие контакта не накладывало дополнительных граничных условий (токи беспрепятственно протекают из двумерного слоя в контакт и обратно). В геометрии же, реализованной в эксперименте, металлический затвор был изолирован от слоя двумерных электронов, что не позволяло протекать току из двумерного слоя в затвор и накладывало существенные дополнительные граничные условия на распространение плазменных волн в приконтактной области.

Таким образом, в настоящей работе методом оптического детектирования магнитных резонансов исследованы магнитоплазменные резонансы в двумерных электронных структурах, ограниченных в плоскости металлическим затвором. Показано, что наличие металлического затвора существенно смягчает частоту магнитоплазменных резонансов. Качест-

венно величина смягчения оказывается близкой к оценкам, полученным в теоретических работах, однако на эксперименте наблюдается увеличение фактора смягчения при уменьшении диаметра отверстия и, соответственно, росте волнового вектора плазмона. Наблюдаемое увеличение фактора смягчения свидетельствует об отличии закона дисперсии латерально экранированного плазмона от корневого, типичного для неэкранированных плазменных колебаний в двумерном слое электронов.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований.

1. S. J. Allen, H. L. Stormer, and J. C. M. Hwang, *Phys. Rev. B* **28**, 4875 (1983).
2. В. А. Волков, С. А. Михайлов, in *Landau Level Spectroscopy*, Modern Problems in Condensed Matter Sciences, vol. 27.2, Eds. G. Landauer and E. I. Rashba, chapter 15, p. 855, North-Holland, Amsterdam, 1991.
3. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, V. A. Kovalskii et al., *Phys. Rev. B* **72**, 161317 (2005).
4. В. А. Ковальский, И. В. Кукушкин, М. Н. Ханнанов и др., *Письма в ЖЭТФ* **84**, 656 (2006).
5. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, S. A. Mikhailov et al., *Phys. Rev. Lett.* **90**, 156801 (2003).
6. M. A. Zudov, R. R. Du, J. A. Simmons et al., *Phys. Rev. B* **64**, 201311 (2001).
7. R. G. Mani, J. H. Smet, K. von Klitzing et al., *Nature* **420**, 646 (2002).
8. M. A. Zudov, R. R. Du, L. N. Pfeiffer et al., *Phys. Rev. Lett.* **90**, 046807 (2003).
9. I. V. Kukushkin, M. Y. Akimov, J. H. Smet et al., *Phys. Rev. Lett.* **92**, 236803 (2004).
10. I. V. Kukushkin, S. A. Mikhailov, J. H. Smet, and K. von Klitzing, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 044101 (2005).
11. В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин, А. Л. Парохонский и др., *Письма в ЖЭТФ* **83**, 290 (2006).
12. V. M. Muravev, C. Jiang, I. V. Kukushkin et al., *Phys. Rev. B* **75**, 193307 (2007).
13. V. Ryzhii, A. Satou, I. Khmyrova et al., *J. of Appl. Phys.* **96**, 7625 (2004).
14. A. Satou, V. Ryzhii, and A. Chaplik, *J. of Appl. Phys.* **98**, 034502 (2005).
15. S. A. Mikhailov and N. A. Savostianova, *Phys. Rev. B* **74**, 045325 (2006).
16. A. Satou and S. A. Mikhailov, *Phys. Rev. B* **75**, 045328 (2007).