УДК 538.9

НОВОЕ СЕМЕЙСТВО ПЛАЗМЕННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В ЧАСТИЧНО ЭКРАНИРОВАННОЙ ДВУМЕРНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЕ

© 2021 г. А. М. Зарезин^{1, 2,} *, П. А. Гусихин¹, В. М. Муравьев¹, С. И. Губарев¹, И. В. Кукушкин¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки "Институт физики твердого тела Российской академии наук", Черноголовка, Россия ²Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования "Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)", Долгопрудный, Россия

> **E-mail: zarezin.am@phystech.edu* Поступила в редакцию 28.08.2020 г. После доработки 25.09.2020 г. Принята к публикации 28.10.2020 г.

Исследовано микроволновое поглощение в частично экранированных двумерных электронных системах в GaAs/AlGaAs гетероструктурах. Обнаружено новое семейство плазменных возбуждений – "проксимити" плазмоны, связанные с наличием близкого затвора, частично экранирующего двумерную электронную систему. Измерены дисперсионные зависимости "проксимити" плазменных возбуждений для случаев затвора в форме полоски и в форме диска. Установлено, что экспериментальные данные отлично согласуются с разработанной теорией. Обнаружена особая "заряженная" мода – релятивистский плазмон, свойства которого зависят от внешней электрической цепи.

DOI: 10.31857/S0367676521020307

ВВЕДЕНИЕ

Плазменные возбуждения в системах пониженной размерности обладают рядом уникальных свойств, являясь объектом теоретических и экспериментальных исследований на протяжении более чем 50 лет [1–7]. В отличие от трехмерных, двумерные (2D) плазменные возбуждения обладают бесщелевым законом дисперсии. Частоты низкоразмерных плазмонов можно менять в широком диапазоне, изменяя электронную концентрацию или прикладывая внешнее магнитное поле. Кроме того, частоты соответствующих плазменных возбуждений для типичных полупроводниковых структур лежат в ТГц и суб-ТГц диапазонах, представляя тем самым особый интерес для инженерных и технических приложений [8–13].

Диэлектрическое окружение двумерной электронной системы (ДЭС) оказывает существенное влияние на спектр 2D плазмонов. Так как в полупроводниковых структурах ДЭС находится близко к поверхности, диэлектрическое окружение может быть легко модифицировано. В частности, нанесение металлического затвора на поверхность полупроводниковой структуры приводит к изменению спектра 2D плазмонов с корневого на линейный [7, 14, 15].

Плазменные возбуждения в ДЭС были тщательно изучены теоретически и исследованы экспериментально как в случае неэкранированных ДЭС, так и для ДЭС, полностью экранированных металлическим затвором. Однако, несмотря на свою распространенность в реально исследуемых структурах, остался без внимания случай ДЭС, частично экранированной металлическим затвором. Совсем недавно в системах с данной конфигурацией был экспериментально обнаружен и исследован целый ряд различных плазменных возбуждений [16-19], до этого не наблюдавшихся. Для описания плазмонов в частично экранированных ДЭС была построена теория [19-21], отлично согласующаяся с экспериментом. Плазменные моды, связанные с близко расположенным металлическим затвором конечного размера, были названы "проксимити" плазмонами (proximity plasmons). Были исследованы ДЭС с затворами в форме полоски с большим отношением длины к ширине и в форме диска. Оказалось, что "проксимити" плазменные моды в частично экранированной ДЭС существенным образом отличаются от плазменных мод как в случае неэкранированной, так и в случае полностью экранированной ДЭС.



Рис. 1. Спектры микроволнового поглощения (*a*) для указанных частот в зависимости от величины приложенного магнитного поля. Спектры сдвинуты по вертикали для удобства. На вставке показан схематический вид образца. Магнитодисперсионная зависимость (*б*) для первых четырех гармоник "проксимити" плазмона. Кружки – экспериментальные точки, кривые – подгонка формулой (1). Пунктирная линия – частота циклотронного резонанса (ЦР). На вставке показана зависимость квадрата резонансной частоты в нулевом магнитном поле от номера гармоники. Прямая линия – линейная подгонка, пунктирная линия – теория (2).

Стоит особо отметить, что в случае, когда металлический затвор и ДЭС электрически соединены, например, с помощью проводящей проволоки, наблюдается дополнительная низкочастотная плазменная мода [22, 23] — релятивистский плазмон. Установлено, что у данной моды гибридизация со светом проявляется сильнее, чем у обычных плазменных возбуждений. От остальных "проксимити" мод релятивистский плазмон отличается тем, что является "заряженной" плазменной модой [19]. То есть ДЭС теряет квазинейтральность в процессе таких колебаний за счет соединения с затвором.

Эксперименты проводились на GaAs/AlGaAs гетероструктурах с квантовой ямой шириной 30 нм. Концентрация двумерных электронов в квантовой яме для различных образцов состав $n_{\rm s} = (2.4 - 2.5) \cdot 10^{11}$ см⁻², подвижность ляла $\mu = (4-5) \cdot 10^6$ см² · В⁻¹ · с⁻¹. Расстояние от ДЭС до поверхности полупроводниковой подложки составляло h = 370 и 440 нм для различных образцов. Сверхвысокочастотное (СВЧ) излучение подводилось к образцу по согласованному коаксиальному кабелю. Измерения проводились в криостате со сверхпроводящим магнитом (B = 0-2 Тл) при температуре T = 4.2 К. Плазменные возбуждения детектировались с помощью оптической методики, основанной на высокой чувствительности спектра люминесценции двумерных электронов к резонансному нагреву ДЭС.

"ПРОКСИМИТИ" ПЛАЗМОНЫ В ДЭС С ЗАТВОРОМ В ФОРМЕ ПОЛОСКИ

Схематический вид исследуемого образца показан на вставке к рис. 1а. ДЭС имеет прямоугольную форму, в центре мезы термически напылен металлический затвор с шириной W == 20 мкм и длиной *L* = 0.5 мм. По бокам ДЭС на расстоянии a = 200 мкм от затвора расположены металлические заземленные контакты. Для данного образца концентрация двумерных электронов составляла $n_s = 2.4 \cdot 10^{11}$ см⁻², подвижность $\mu = 4 \cdot 10^6 \ \text{см}^2 \, \cdot \, B^{-1} \, \cdot \, \text{c}^{-1},$ расстояние от ДЭС до поверхности полупроводниковой подложки *h* = = 440 нм. Центральный металлический затвор на границах ДЭС расширяется и на расстоянии 100 мкм переходит в контакты, имеющие размеры 100 × 100 мкм². СВЧ излучение подводилось непосредственно к центральному затвору по согласованному коаксиальному кабелю.

На рис. 1*а* показаны кривые интенсивности микроволнового поглощения для указанных частот в зависимости от магнитного поля, приложенного перпендикулярно поверхности образца. Наблюдается серия резонансных пиков, смещающихся в большие магнитные поля при увеличении частоты. По результатам аналогичных подробных измерений в частотном диапазоне от 1 до 30 ГГц на рис. 1*б*, показывающем зависимость резонансной частоты от магнитного поля, положения пиков отмечены закрашенными кружками. Наблюдаются четыре плазменные моды, демонстрирующие положительную магнитодисперсию. Показанные экспериментальные точки описываются формулой (сплошные кривые на рис. 16):

$$\omega^2 = \omega_p^2 + \omega_c^2, \tag{1}$$

где ω_p — плазменная частота в нулевом магнитном поле, $\omega_c = \frac{eB}{m^*}$ — частота циклотронного резонанса (ЦР), *e* — заряд электрона, *m*^{*} — эффективная масса в GaAs. Следует, однако, учесть, что экспериментальные точки имеют немного отличный от теории наклон и пересекают прямую циклотронного резонанса (ЦР), что, предположительно, является проявлением эффектов запаздывания.

Согласно теоретическим выкладкам [20], частота "проксимити" плазменной моды с волновым вектором, направленным вдоль полоски затвора, в нулевом магнитном поле описывается формулой:

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

где *q* – волновой вектор "проксимити" плазменного возбуждения, направленный вдоль полоски затвора, ε_0 – диэлектрическая постоянная, $\varepsilon = 12.8 - диэлектрическая проницаемость GaAs,$ n_s – концентрация двумерных электронов, h – расстояние от ДЭС до поверхности полупроводниковой структуры (до затвора). Стоит отметить, что, несмотря на кажущуюся аналогию, "проксимити" плазмон возбуждается в геометрии бесконечной в идеальном случае ДЭС, частично экранированной металлическим затвором. Экранированный плазмон возбуждается, в некотором смысле, в противоположной конфигурации ограниченной ДЭС, полностью экранированной затвором, бесконечным в латеральном направлении. Закон дисперсии (2) имеет корневой характер, отличаясь от линейной дисперсионной зависимости экранированного плазмона. В то же время, следует отметить, что формула (2) содержит особенности, характерные как для экранированного, так и для неэкранированного плазмонов, а именно, пропорциональности квадратному корню из расстояния от затвора до ДЭС и квадратному корню из волнового вектора, соответственно.

Чтобы удостовериться в том, что данные моды являются кратными гармониками "проксимити" плазмона, на вставке к рис. 16 показана зависимость квадрата резонансной частоты, полученной экстраполяцией формулы (1) к нулевому магнитному полю, от номера гармоники. В соответствии с формулой (2), данная зависимость имеет линейный характер, что подтверждает наблюдение первых четырех гармоник "проксимити" плазмона. Пунктирная прямая показывает теоретическую зависимость (2) без подгоночных параметров. Видно, что теория хорошо соответствует экспериментальным точкам. Незначительное уменьшение частоты, по всей видимости, связано с проявлением эффектов запаздывания. Таким образом, на одном образце удалось пронаблюдать сразу четыре гармоники "проксимити" плазмона, что позволило однозначно идентифицировать их номера и установить дисперсионный закон данного плазменного возбуждений.

"ПРОКСИМИТИ" ПЛАЗМОНЫ В ДЭС С ЗАТВОРОМ В ФОРМЕ ДИСКА

Для дальнейшего исследования "проксимити" плазменных возбуждений был исследован образец, представляющий собой ДЭС в форме диска диаметром D = 0.5 мм, по периметру которой находился металлический контакт. Центральный затвор также имел форму диска и был соединен проволокой с периметрическим контактом. Концентрация двумерных электронов составляла $n_s = 2.5 \cdot 10^{11}$ см⁻², подвижность $\mu = 5 \cdot 10^6$ см² · B⁻¹ · c⁻¹, расстояние от

движность $\mu = 5 \cdot 10^{\circ}$ см² · В⁻¹ · с⁻¹, расстояние от ДЭС до поверхности полупроводниковой подложки h = 370 нм для образцов, рассмотренных в данном разделе. Были исследованы структуры с различными размерами затвора d = 20, 40, 50, 100 мкм. Схематическое изображение образца показано на верхней вставке к рис. 26.

На рис. 2а показаны кривые интенсивности микроволнового поглощения для указанных частот в зависимости от магнитного поля. Наблюдаются три пика, по результатам более подробных измерений на рис. 26 показана зависимость резонансной частоты соответствующих пиков от магнитного поля. Резонансная частота возбуждения, положение которого обозначено закрашенными кружками на кривой микроволнового поглощения (рис. 2а) и полыми кружками на магнитодисперсионном графике (рис. 26), близка к частоте ЦР. Физическое происхождение данной моды не до конца понятно и, предположительно, связано с СВЧ откликом приконтактных областей ДЭС. В настоящей работе мы не будем останавливаться на этом вопросе. Наиболее высокочастотный пик обозначен полыми стрелками на рис. 2а и треугольниками на рис. 26. Для наиболее высокочастотного пика экспериментальные точки хорошо соответствуют зависимости (1). Соответствуюшая теоретическая кривая показана сплошной линией. Также наблюдается низкочастотное возбуждение, обозначенное закрашенными стрелками на рис. 2а и сплошными кружками на рис. 2б. Его резонансная частота в нулевом магнитном поле существенно ниже, чем у остальных возбуждений, ожидаемых в такой геометрии. Стоит отметить, что резонансная частота данной плазмен-



Рис. 2. Спектры микроволнового поглощения (*a*) в зависимости от величины приложенного магнитного поля. Магнитодисперсионная зависимость (δ) для трех наблюдаемых мод, измеренная на образце с затвором в форме диска диаметром 100 мкм, схематически показанном на верхней вставке. Верхняя мода, соответствующая "проксимити" плазменному возбуждению с коэффициентом $\Omega_{1,0} = 2.4$, обозначена закрашенными стрелками (*a*) и закрашенными треугольниками (δ). Мода, резонансная частота которой близка к частоте ЦР, обозначена закрашенными кружками (*a*) и полыми кружками (δ). Наиболее низкочастотная мода – релятивистский плазмон, обозначена полыми стрелками (*a*) и закрашенными стрелками (*b*). На ижней вставке к рисунку (δ) показаны зависимости микроволнового поглощения от приложенного магнитного поля для образцов с центральным металлическим затвором и без него.

ной моды не стремится к частоте ЦР в больших магнитных полях, а асимптотически выходит на некоторое постоянное значение f_{l} .

На нижней вставке к рис. 26 показаны кривые микроволнового поглощения для образцов с центральным затвором и без него (размер и форма ДЭС одинаковые в обоих случаях) на частоте 25 ГГц. Видно, что при отсутствии центрального затвора наблюдается только мода, частота которой близка к частоте ЦР (полые кружки на рис. 26). Остальные две моды связаны с наличием центрального затвора и при его отсутствии не наблюдаются. Как будет показано далее, данные две моды (сплошные кружки и треугольники на рис. 26) относятся к семейству "проксимити" плазмонов. Экспериментальные зависимости резонансных частот данных мод в нулевом магнитном поле от обратного диаметра 1/d центрального затвора показаны на рис. 3 сплошными и полыми кружками для наиболее низкочастотной и высокочастотной наблюдаемых плазменных возбуждений, соответственно. Экспериментальные точки для высокочастотного возбуждения хорошо ложатся на линейную зависимость, в то время, как низкочастотная мода, предположительно, имеет более сложный дисперсионный закон.

В силу особенностей осесимметричной системы, в случае затвора в форме диска не наблюдается столь существенного изменения спектра при переходе от полностью экранированной к частично экранированной металлическим затвором ДЭС. Дисперсионная зависимость "проксимити" плазмона в данном случае отличается только чис-



Рис. 3. Экспериментальная зависимость резонансной частоты "проксимити" (1,0) моды, показанной полыми кружками, и (0,0) моды, показанной сплошными кружками, в нулевом магнитном поле от обратного диаметра центрального затвора. Сплошные линии – теоретические зависимости (3)–(5).

ленным коэффициентом от аналогичной зависимости для экранированного плазмона [7], также имея линейный вид [21]:

$$\omega_{pr} = \Omega_{m,n} \cdot \sqrt{\frac{ne^2 h}{m^* \varepsilon \varepsilon_0} \cdot \frac{2}{d}}.$$
 (3)

Коэффициент $\Omega_{m,n}$ в данной формуле определяется из следующего уравнения:

$$\partial_{\Omega} J_{|m|}(\Omega) + |m| J_{|m|}(\Omega) / \Omega = 0, \qquad (4)$$

где $J_{|m|}$ – *m*-я функция Бесселя первого рода, а $\Omega_{m,n} - (n+1)$ -й корень данного уравнения. Наиболее низкочастотной моде, описываемой уравнением (4), соответствует коэффициент $\Omega_{1.0} = 2.4$. Как будет показано далее, в семействе "проксимити" плазмонов присутствует более низкая по частоте мода, отвечающая индексам (0,0), коэффициент $\Omega_{0,0}$ для которой задается похожим на (4) уравнением. Азимутальный и радиальный индексы т и n определяют число узлов осцилляций зарядовой плотности вдоль периметра затвора и в радиальном направлении, соответственно. Для сравнения, дисперсия аналогичной моды экранированного плазмона в диске описывается такой же формулой (3) с коэффициентом $\Omega_{1.0}^{screened} = 1.8$. Экспериментальные точки (полые кружки на рис. 3) отлично ложат-

ся на теоретическую линейную дисперсионную зависимость (3), показанную сплошной линией, соответствуя (1,0) "проксимити" плазменной моде.

Рассмотрим оставшуюся наиболее низкочастотную моду. Как уже было отмечено ранее, она обладает необычным магнитополевым поведением и наблюдается на неожиданно низких частотах. Асимптотический выход резонансной частоты рассматриваемой моды на постоянное значение $f_l = 61$ ГГц (за пределами частотного диапазона на рис. 26) в больших магнитных полях свидетельствует о наличии сильной гибридизации с фотонной модой внешнего резонатора [24, 25]. В работе [19] было показано, что соответствующий резонанс имеет аномально узкую ширину по частоте. Упомянутые особенности наблюдаемой низкочастотной моды позволяют отнести ее к релятивистским плазменным возбуждениям [22, 23]. Также уникальной особенностью релятивистского плазмона является возможность его наблюдения при условии $\omega_p \tau < l$, где τ – время релаксации двумерных электронов, ω_p – резонансная частота плазменного возбуждений.

Стоит обратить внимание на то, что при постоянных геометрических параметрах системы на наиболее низкочастотную моду оказывает влияние проволока, соединяющая центральный металлический затвор с периметрическим контактом. В зависимости от длины и наличия данной проволоки, наиболее низкочастотная из наблюдаемых плазменных мод – релятивистский плазмон, существенным образом модифицируется. В частности, данная мода не наблюдается, если отсутствует электрическое соединение центрального затвора и периметрического контакта ДЭС. Кроме того, и частота в нулевом магнитном поле, и асимптотическая частота релятивистского плазменного возбуждения f_l в большом магнитном поле в рассматриваемой геометрии уменьшаются при увеличении длины соединительной проволоки [19], демонстрируя тем самым сильную зависимость свойств рассматриваемой моды от внешней электрической цепи. Соединение металлического затвора и ДЭС посредством проволоки позволяет рассматривать ДЭС и затвор как обкладки конденсатора, попеременно заряжающиеся зарядами разного знака. При плазменных колебаниях данного типа ДЭС уже не является квазинейтральной. Таким образом, релятивистский плазмон является "заряженной" плазменной модой, что существенно отличает его от остальных типов плазменных возбуждений.

Будучи связанной с наличием центрального затвора, данная низкочастотная релятивистская мода также относится к семейству "проксимити" плазмонов. Она описывается азимутальным и радиальным индексами (0,0). Частота релятивистского плазмона в нулевом магнитном поле определяется выражением [19]:

$$J_0(\Omega) - \Omega \cdot J_1(\Omega) \cdot \ln(D/d) = 0, \qquad (5)$$

полученным в приближении накоротко замкнутых центрального затвора и периметрического контакта ДЭС. Решением данного уравнения является коэффициент $\Omega_{0,0}$, определяющий посредством формулы (3) частоту релятивистского плазмона — (0,0) "проксимити" плазменной моды. Стоит отметить, что в уравнение (5) входит геометрический фактор — отношение диаметров центрального затвора и ДЭС, в отличие от уравнения (4). Приближенно дисперсионная зависимость релятивистского плазмона выражается следующей аналитической формулой [19]:

$$\omega_{rel} = \sqrt{\frac{2}{1/4 + \ln\left(D/d\right)}} \cdot \sqrt{\frac{ne^2h}{m^*\varepsilon\varepsilon_0}} \cdot \frac{2}{d} \quad (D/d > 2). \quad (6)$$

В отличие от "проксимити" мод с ненулевыми индексами, закон дисперсии релятивистского (0,0) плазмона имеет более сложный нелинейный вид. Соответствующая теоретическая кривая, являющаяся результатом численного решения уравнения (5), показана сплошной линией, подписанной индексами (0,0) на рис. 3. Экспериментальные точки наиболее низкочастотного релятивистского плазменного возбуждения достаточно хорошо описываются соответствующей нелинейной дисперсионной зависимостью.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе представлено исследование "проксимити" плазменных мод. Рассмотрены системы, близкие к полупроводниковым НЕМТ-структурам (англ. НЕМТ – транзистор с высокой подвижностью электронов). представляющим собой ДЭС с затвором и контактами. На примере структур с затворами в форме полоски и диска показано, что в таких системах наблюдается новое семейство плазменных возбуждений, отличающееся по свойствам от плазмонов как в неэкранированных, так и в полностью экранированных ДЭС. Помимо этого, при электрическом соединении затвора и ДЭС наблюдается дополнительная низкочастотная мода – релятивистский плазмон. Данная мода также относится к семейству "проксимити" плазмонов и представляет собой "заряженную" моду. Стоит отметить, что на свойства релятивистского плазменного возбуждения оказывает сильное влияние внешняя электрическая цепь. Таким образом, проведенные исследования новых типов плазменных возбуждений потенциально могут стать основой для элементной базы ТГц электроники.

Авторы выражают благодарность Волкову В.А. и Заболотных А.А. Работа выполнена в рамках темы государственного задания ИФТТ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Stern F. // Phys. Rev. Lett. 1967. V. 18. No 14. Art. No 546.
- Grimes C.C., Adams G. // Phys. Rev. Lett. 1976. V. 36. No 3. Art. No 145.
- Allen S.J. Jr., Tsui D.C., Logan R.A. // Phys. Rev. Lett. 1977. V. 38. No 17. Art. No 980.
- 4. *Theis T.N., Kotthaus J.P., Stiles P.J.* // Sol. St. Commun. 1977. V. 24. No 4. P. 273.
- Glattli D.C., Andrei E.Y., Deville G. et al. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. No 15. Art. No 1710.
- Ando T., Fowler A.B., Stern F. // Rev. Mod. Phys. 1982. V. 54. No 2. Art. No 437.
- Fetter A.L. // Phys. Rev. B. 1985. V. 32. No 12. Art. No 7676.

- 8. *Zhang X.-C., Xu J.* Introduction to THz wave photonics. N.Y.: Springer, 2010.
- Муравьев В.М., Кукушкин И.В., Смет Ю., фон Клитцинг К. // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 90. № 3. С. 216; Muravev V.M., Kukushkin I.V., Smet J., von Klitzing K. // JETP Lett. 2009. V. 90. No 3. Р. 197.
- Muravev V.M., Kukushkin I.V. // Appl. Phys. Lett. 2012.
 V. 100. No 8. Art. No 082102.
- Муравьев В.М., Соловьев В.В., Фортунатов А.А. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2016. Т. 103. № 12. С. 890; Muravev V.M., Solov'ev V.V., Fortunatov А.А. et al. // JETP Lett. 2016. V. 103. No 12. P. 891.
- 12. Muravev V.M., Fortunatov A.A., Dremin A.A., Kukushkin I.V. // JETP Lett. 2016. V. 103. No 6. P. 380.
- 13. Shchepetilnikov A.V., Zarezin A.M., Muravev V.M. et al. // Opt. Engin. 2020. V. 59. No 6. Art. No 061617.
- Чаплик А.В. // ЖЭТФ. 1972. Т. 62. № 2. С. 746; *Chaplik A.V.* // Sov. Phys. JETP. 1972. V. 35. No 2. Р. 395.
- Muravev V.M., Jiang C., Kukushkin I.V. et al. // Phys. Rev. B. 2007. V. 75. No 19. Art. No 193307.
- 16. *Muravev V.M., Gusikhin P.A., Zarezin A.M. et al. //* Phys. Rev. B. 2019. V. 99. No 24. Art. No 241406.
- 17. Muravev V.M., Zarezin A.M., Gusikhin P.A. et al. // Phys. Rev. B. 2019. V. 100. No 20. Art. No 205405.
- Зарезин А.М., Гусихин П.А., Муравьев В.М., Кукушкин И.В. // Письма в ЖЭТФ. 2020. Т. 111. № 5. С. 316; Zarezin А.М., Gusikhin P.A., Muravev V.M., Kukushkin I.V. // JETP Lett. 2020. V. 111. No 5. P. 282.
- Muravev V.M., Gusikhin P.A., Zarezin A.M. et al. // Phys. Rev. B. 2020. V. 102. No 8. Art. No 081301.
- Zabolotnykh A.A., Volkov V.A. // Phys. Rev. B. 2019.
 V. 99. No 16. Art. No 165304.
- Zabolotnykh A.A., Volkov V.A. // Semiconductors. 2019. V. 53. No 14. P. 1870.
- 22. Гусихин П.А., Муравьев В.М., Кукушкин И.В. // Письма в ЖЭТФ. 2014. Т. 100. № 10. С. 732; Gusikhin P.A., Muravev V.M., Kukushkin I.V. // JETP Lett. 2014. V. 100. No 10. Р. 648.
- 23. Muravev V.M., Gusikhin P.A., Andreev I.V., Kukushkin I.V. // Phys. Rev. Lett. 2015. V. 114. No 10. Art. No 106805.
- 24. *Mikhailov S.A., Savostianova N.A.* // Phys. Rev. B. 2005. V. 83. No 7. Art. No 075309.
- 25. Muravev V.M., Andreev I.V., Kukushkin I.V. et al. // Phys. Rev. B. 2011. V. 71. No 3. Art. No 035320.

Novel plasma excitations in partially-gated two-dimensional electron systems

A. M. Zarezin^{a, b, *}, P. A. Gusikhin^a, V. M. Muravev^a, S. I. Gubarev^a, I. V. Kukushkin^a

^aInstitute of Solid State Physics of the Russian Academy of Sciences, Chernogolovka, 142432 Russia ^bMoscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Dolgoprudnyi, 141701 Russia *e-mail: zarezin.am@phystech.edu

Microwave absorption of the partially-gated two-dimensional electron systems in GaAs/AlGaAs heterostructures are investigated. Novel "proximity" plasma excitations are discovered. It is established that these plasma excitations are connected with metallic gate partially screening two-dimensional electron system. Dispersion lows in cases of strip and disk gates are measured. The experimental data are in excellent agreement with the developed theory. Moreover special "charged" mode is observed, which is called relativistic plasmon. The unique feature of this plasmon is dependence of its properties on the external electrical circuit.