

СРАВНИТЕЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДВУМЕРНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ ZnO/MgZnO, AlAs/AlGaAs И GaAs/AlGaAs

А. Р. Хисамеева ^{a,b*}, А. В. Щепетильников ^a, В. М. Муравьев ^a,

Ю. А. Нефёдов ^a, И. В. Кукушкин ^a

^a Институт физики твердого тела Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия

^b Московский физико-технический институт (НИУ)
141701, Долгопрудный, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 27 июня 2019 г.,
после переработки 28 августа 2019 г.
Принята к публикации 3 октября 2019 г.

Проведено сравнительное исследование плазменных колебаний в новых перспективных двумерных электронных системах (ДЭС) на базе гетероструктур ZnO/MgZnO, AlAs/AlGaAs и GaAs/AlGaAs. Методом микроволновой плазменной спектроскопии найдены величины времен релаксации и эффективных масс для образцов с различными электронными плотностями в исследуемых ДЭС. Установлены особенности плазменных колебаний в квантовых ямах AlAs/AlGaAs, обусловленные заполнением электронами нескольких долин. Также продемонстрирована возможность перестройки спектра плазмонов за счет изменения концентрации электронов в долинах.

DOI: 10.31857/S0044451020040148

В шкале частот электромагнитных волн имеется проблемный терагерцевый (ТГц) диапазон 0.1–1 ТГц, в котором практически полностью отсутствуют компактные и дешевые детекторы, генераторы и спектрометры. Вместе с тем, хорошо известно, что именно этот диапазон частот имеет значительные перспективы для приложений как в индустриальной сфере, так и в области систем безопасности. Например, ТГц-системы могут применяться в качестве средства неразрушающего контроля на производстве [1], при досмотре людей на вокзалах, в метро, аэропортах [2], а также для обнаружения запрещенных веществ и предметов в почтовых отправлениях [3]. Основными преимуществами данного частотного диапазона являются хорошее пространственное разрешение и неионизирующий характер излучения.

Недавно было показано, что транзисторы с высокой подвижностью электронов (НЕМТ) можно использовать для детектирования и генерации излучения

терагерцевого частотного диапазона [4–8]. Идея подхода состоит в том, что падающая на структуру электромагнитная волна преобразуется в локализованную в ДЭС под затвором стоячую плазменную волну. Переменный же потенциал плазменного возбуждения выпрямляется в измеряемый постоянный сигнал фотонапряжения. Данная практическая идея привлекла к исследованию плазменных возбуждений в разнообразных ДЭС значительный интерес [9, 10]. Примечательными свойствами плазмонов является то, что скорость плазменных возбуждений можно перестраивать в широких пределах посредством изменения электронной концентрации в ДЭС. Кроме того, скорость плазмонов на много порядков превышает дрейфовую скорость электронов, малая величина которой является фундаментальным физическим ограничением всех современных электронных устройств. Поэтому изучение плазменных возбуждений имеет большое значение для разработки новых ТГц-технологий, а поиск ДЭС с уникальными особенностями плазменных колебаний представляет собой важную и актуальную задачу.

* E-mail: akhissimeeva@issp.ac.ru

За последние десятилетия значительный прогресс в технологии молекулярно-лучевой эпитаксии позволил выращивать высококачественные полупроводниковые гетероструктуры, содержащие ДЭС с уникальными физическими свойствами, такими как большая ширина запрещенной зоны, анизотропия эффективной массы, многодолинность [11, 12]. Наиболее яркими примерами таких систем являются полупроводниковые гетероструктуры на основе AlAs и ZnO. Отметим, что указанные особенности существенно модифицируют свойства плазменных возбуждений в ДЭС. Основной целью данной работы является сравнение характеристик плазменных возбуждений в стандартных гетероструктурах GaAs/AlGaAs и новых на основе AlAs/AlGaAs и ZnO/MgZnO. Также была проведена оценка перспектив ДЭС на базе таких материалов для создания новых приборов плазменной электроники.

Наиболее полно изучены свойства плазменных возбуждений в стандартных гетероструктурах GaAs/AlGaAs, содержащих однодолинную изотропную ДЭС с относительно маленькой эффективной массой $m^* \approx 0.067m_0$ [13, 14], где m_0 — масса свободного электрона. Повышенный интерес к данным структурам обусловлен, в первую очередь, чрезвычайно высоким качеством ДЭС из-за идеального согласования постоянных решеток и, как следствие, почти не возникающих при росте механических напряжений. Для изучения плазменных возбуждений использовались три методики: транспортная, оптическая и микрополосковая. В основе транспортной методики лежит восприимчивость продольного магнитосопротивления R_{xx} к разогреву ДЭС вследствие резонансного поглощения микроволнового излучения [15, 16]. В методе оптического детектирования микроволнового резонансного поглощения (ОДМП) сравниваются спектры люминесценции, обусловленные рекомбинационным излучением двумерных электронов с фотовозбужденными носителями, в присутствии и без СВЧ-излучения. Из-за резонансного поглощения происходит изменение формы линии излучательной рекомбинации, а интеграл от абсолютной величины дифференциального спектра представляет собой меру интенсивности поглощения [17, 18]. В микрополосковой методике измеряется затухание высокочастотного сигнала, распространяющегося вдоль копланарного волновода, нанесенного на поверхность образца [19]. Поглощение сигнала, вызванное возбуждением магнитоплазменного резонанса, проявляется как минимум в пропускании волновода.

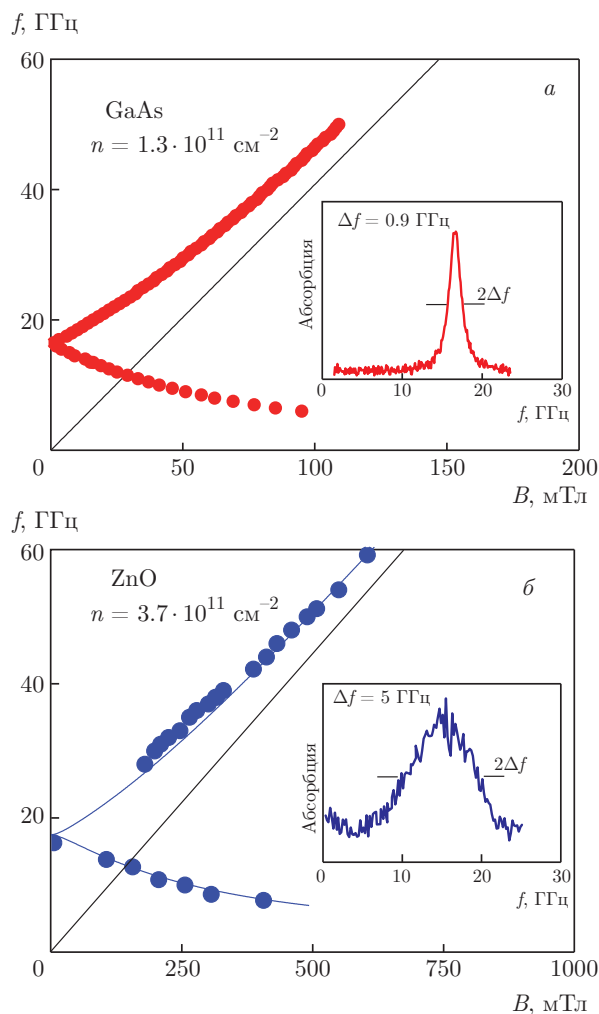


Рис. 1. а) Спектр магнитоплазменных возбуждений в квантовой яме GaAs с изотропной эффективной массой двумерных электронов, полученный посредством оптической методики. Концентрация и подвижность в образце составляли $n_s = 1.3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $\mu = 4.6 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{Вс}$. б) Зависимость частоты магнитоплазменных резонансов от магнитного поля в гетеропереходе ZnO/MgZnO с тяжелой изотропной массой, измеренная оптическим методом ($n_s = 3.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $\mu = 4 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{Вс}$). Линиями показано положение циклотронного резонанса. На вставках: спектры плазменных возбуждений при $B = 0$. Также отмечены значения полуширины Δf для обоих случаев

Рассмотрим характерные свойства плазменных возбуждений в ДЭС, заключенной в гетероструктуре GaAs/AlGaAs. Типичный вид зависимости положения плазмона по магнитному полю от частоты микроволнового излучения показан на рис. 1а. Измерения проводились оптической методикой. Образец представлял собой единичный диск с диаметром $d = 1 \text{ мм}$. Электронная концентрация n_s и подвиж-

ность μ составляли соответственно $1.3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $4.6 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{Вс}$. Магнитодисперсия имеет две ветви, вырожденные в нулевом магнитном поле по частоте:

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

m^* — эффективная масса электронов, ε — эффективная диэлектрическая проницаемость окружающей ДЭС среды. Волновой вектор плазмона для геометрии диска определяется выражением $q = 2.4/d$ [14]. В конечном магнитном поле в диске возбуждаются две моды: краевой магнитоплазмон (КМП) и циклотронный магнитоплазмон (рис. 1а). Возбуждение краевого магнитоплазмона соответствует низкочастотной ветви и характеризуется отрицательной магнитодисперсией [13,20,21]. КМП распространяется вдоль края образца. Направление распространения задается ориентацией магнитного поля B , а скорость КМП пропорциональна холловской проводимости $\sigma_{xy} \propto n_s/B$. Возбуждение циклотронной магнитоплазменной моды с положительной магнитодисперсией соответствует высокочастотной ветви и асимптотически стремится к циклотронному резонансу $\omega_c = eB/m_c$ в пределе больших магнитных полей. Из сравнения экспериментальных данных с формулой (1) было получено следующее значение для эффективной массы электронов: $m^* = m_c = 0.067m_0$ при данной концентрации n_s . На вставке к рис. 1а показан типичный спектр поглощения, измеренный в нулевом магнитном поле. Из него можно однозначно извлечь полуширину плазменного резонанса $\Delta f = 0.9 \text{ ГГц}$, которая является одним из наиболее существенных параметров для практических применений. Она определяется обратным временем релаксации носителей заряда $\Delta f = 1/\tau$.

К существенным недостаткам гетероструктур GaAs/AlGaAs следует отнести малую величину запрещенной зоны и, как следствие, маленькую напряженность электрического поля пробоя. Также стоит отметить относительно плохие диэлектрические свойства и неустойчивость к агрессивной среде. Гетеропереходы ZnO/MgZnO лишены перечисленных выше недостатков, так как ширина запрещенной зоны составляет 3.42 эВ, что более чем в два раза превышает таковую в GaAs. Как следствие, с прикладной точки зрения структуры ZnO/MgZnO имеют ряд преимуществ, таких как нетоксичность, химическая устойчивость, большие значения электрического поля пробоя и скорости насыщения по сравнению с Si и GaAs [22]. Современные методы роста позво-

ляют получать гетеропереходы ZnO/MgZnO, содержащие двумерные электронные системы с подвижностью порядка $10^6 \text{ см}^2/\text{Вс}$, в отличие от гетерограницы GaAs/AlGaAs, где наличие большой высоты барьера в сочетании с модулированным легированием определяет как диаграмму энергетической зоны, так и распределение электронов между различными подзонами [23,24]. В структурах ZnO/MgZnO разница во внутренних электрических поляризациях материалов формирует квантовую яму [25].

На рис. 1б показана магнитодисперсия для двумерных плазменных колебаний в диске с диаметром $D = 1 \text{ мм}$ с концентрацией электронов $n_s = 3.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ($\mu = 4 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{Вс}$). Эксперименты проводились с помощью оптической методики. Как и в случае гетероструктур на основе GaAs, в эксперименте наблюдались циклотронные плазменные возбуждения с положительной магнитодисперсией и краевые магнитоплазмоны с отрицательной. Обе моды вырождены в нулевом магнитном поле $B = 0$, вследствие изотропности эффективной массы электронов. На вставке к рис. 1б показано, что полуширина плазменных резонансов в таких структурах в несколько раз больше, чем в GaAs, и составляет $\Delta f \approx 5 \text{ ГГц}$, однако транспортная подвижность в таких структурах все еще достаточно высока как для изучения новых физических эффектов, так и для потенциального использования в качестве детекторов ТГц-излучения.

Значение эффективной массы электрона может быть более точно получено из магнитодисперсии объемной магнитоплазменной моды при учете ее асимптотики в сильных магнитных полях [26]:

$$\omega^2 = \omega_p^2 + \omega_c^2, \quad (2)$$

где ω_c — циклотронная частота, а ω_p , согласно формуле (1), определяется параметрами образца. Из анализа наклона дисперсии циклотронной магнитоплазменной моды в пределе больших магнитных полей было найдено значение циклотронной массы $m_c \approx 0.317m_0$ [27] для концентрации $n_s = 3.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, которая значительно превышает эффективную массу в арсениде галлия.

В ходе измерений серии образцов была исследована экспериментальная зависимость эффективной массы электрона m^* от плотности двумерных электронов (рис. 2). Значения электронных концентраций были получены независимо посредством магнитотранспортных измерений. При повышении концентрации электронов наблюдалось значительное увеличение эффективной массы. Данное явление может быть объяснено непараболичностью зоны

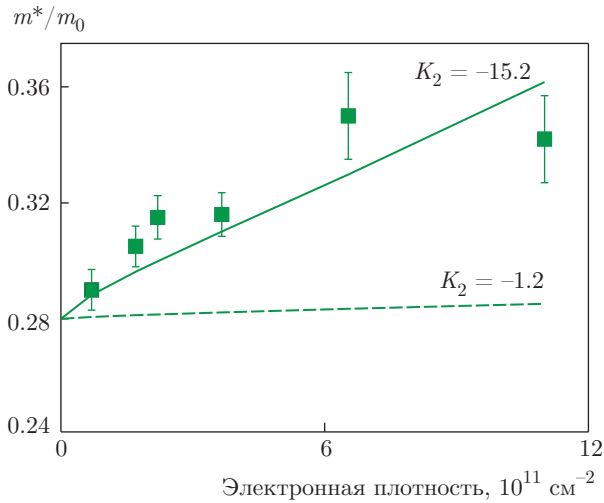


Рис. 2. Зависимость эффективной массы электрона m^* от электронной плотности для серии образцов гетероструктур ZnO/MgZnO. Теоретические расчеты зависимости по формуле (4) с параметрами непараболичности $K_2 = -15.2$ и $K_2 = -1.2$ обозначены соответственно сплошной и штриховой линиями

проводимости, а также эффектами электрон-фононного взаимодействия.

В структурах на основе GaAs электрон-фононное взаимодействие не влияет на положение циклотронного резонанса при условии, что энергия циклотронного резонанса существенно меньше энергии оптического фонона. В случае ZnO данное взаимодействие должно проявляться еще слабее, так как $\hbar\omega_{LO}^{\text{ZnO}} = 72 \text{ мэВ}$, а значение циклотронной энергии в исследуемом диапазоне магнитных полей не превышало 0.4 мэВ .

Рассмотрим влияние непараболичности зоны проводимости. В работе [28] схожая зависимость эффективной циклотронной массы от концентрации в гетеропереходах GaAs/AlGaAs была объяснена с использованием $k \cdot p$ -метода. В рамках трехзонной модели дисперсия зоны проводимости может быть записана как

$$E(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} + \frac{K_2}{E_g} \left(\frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \right)^2, \quad (3)$$

где K_2 — коэффициент, задающий непараболичность зоны проводимости, а E_g — ширина запрещенной зоны. Тогда зависимость эффективной массы от энергии определяется следующим выражением:

$$\frac{1}{m^*(E)} = \frac{1}{m_0} \left(1 + \frac{2K_2}{E_g} E \right), \quad (4)$$

m_0 — эффективная масса электрона вблизи дна зоны, а E — энергия электронов.

В квазидвумерных электронных системах на основе гетероструктур полная энергия электронов E состоит из двух вкладов: кинетической энергии, связанной с движением в плоскости E_F , и энергии размерного квантования E_z из-за конечной протяженности волновой функции в z -направлении. Оба из них сильно зависят от электронной плотности n_s . Энергию E_z можно оценить из волновой функции $\phi(z)$ для первой подзоны инверсионного зарядового слоя в рамках модели Фанга и Говарда [29]:

$$\phi(z) = \left(\frac{c^3}{2} \right)^{1/2} z e^{-cz/2}, \quad (5)$$

где $c = [12m_z e^2 (n_{dep} + 11/32n_2 D) / \epsilon_{\text{ZnO}} \hbar^2]^{1/3}$, а значения параметров для гетероструктур ZnO/MgZnO следующие: $\epsilon_{\text{ZnO}} = 8.5\epsilon_0$, $m_z = 0.3m_0$, $n_{dep} = 0$. Энергия размерного квантования в таком случае принимает вид

$$E_z = \frac{\hbar^2 c^3}{8m_z}. \quad (6)$$

С учетом перечисленного выше была рассчитана полная энергия электронов E и подставлена в формулу (4). Зависимости обоих вкладов в E от плотности носителей определялись как $E_z = n_s^{2/3} \cdot 3.37 \text{ мэВ}$ и $E_F = n_s \cdot 0.795 \text{ мэВ}$. На рис. 2 штриховой линией показана зависимость эффективной массы от концентрации, вычисленная по формуле (4) с учетом значения коэффициента $K_2 \sim -1.2$, измеренного в работе [30] для объемного ZnO. Видно, что указанная теоретическая зависимость крайне плохо согласуется с экспериментом. Наилучшую аппроксимацию экспериментальных данных дает значение $K_2 = -15.2$, что на порядок превышает значение в GaAs. Такая разница в коэффициентах непараболичности удивительна, поскольку эффект непараболичности в широкозонных полупроводниках с гексагональной симметрией обычно меньше по сравнению с большинством соединений на основе цинка [30].

Значительное различие в коэффициентах непараболичности K_2 может быть следствием сильного электрон-электронного взаимодействия. Важным параметром r_s в этом случае является отношение энергии кулоновского взаимодействия к кинетической энергии, которое в ZnO в несколько раз превышает значение в GaAs. В теоретической работе [31] было исследовано влияние непараболичности и кулоновских корреляций на энергию циклотронного резонанса в ДЭС. В указанной выше работе было показано, что при наличии сильного электрон-электронного взаимодействия в системе даже слабые эффекты непараболичности могут

существенно сдвигать энергию циклотронного резонанса в пределе нулевого импульса и тем самым нарушать теорему Кона [32]. Отсюда можно заключить, что наблюдаемая в эксперименте зависимость эффективной массы от двумерной плотности электронов является следствием непараболичности в сочетании с сильным кулоновским взаимодействием.

Использование дополнительной степени свободы, а именно, распределения электронов по долинам [33], существенно расширяет возможности как практического применения плазменных возбуждений в ДЭС, так и изучения их фундаментальных свойств. С точки зрения реализации подобного подхода крайне перспективную материальную систему представляют собой квантовые ямы AlAs/AlGaAs. ДЭС на базе квантовых ям AlAs обладает целым рядом уникальных особенностей энергетического спектра, таких как сильная анизотропия эффективных масс двумерных электронов и контролируемое заполнение различных долин, что делает такие системы крайне интересным объектом для изучения новых плазменных явлений [34]. Первые эксперименты на гетероструктурах AlAs продемонстрировали целый ряд удивительных свойств магнитоплазменных возбуждений: наличие щели в спектре плазменных возбуждений для абсолютно симметричных образцов в форме диска, а также нетривиальную перестройку плазмонного спектра при перераспределении носителей заряда между различными долинами [35–38].

Объемный AlAs является непрямозонным полупроводником. Шести минимумам зоны проводимости, расположенным в шести эквивалентных X -точках зоны Бриллюэна, соответствуют три полные электронные долины, которые удобно обозначать как X_x для направления [100], X_y для [010] и X_z для [001]. Электронные поверхности Ферми вблизи X -минимумов сильно анизотропны в k -пространстве и описываются продольной ($m_l = 1.1m_0$) и поперечной ($m_{tr} = 0.2m_0$) эффективными массами [34]. В квантовых ямах AlAs с шириной более 6.0 нм, выращенных на подложках GaAs вдоль направления [001], электроны заполняют только долины X_x ([100]) и X_y ([010]) с сильно анизотропным контуром Ферми. Это связано с двухосным сжатием слоя AlAs, возникающим в результате разности в постоянных решетки AlAs и AlGaAs, образующих гетерограницу. Наличие механического напряжения снимает вырождение не только между плоскостными и внеплоскостными долинами, но и непосредственно между долинами X_x и X_y . Энергией междолинного расщепления ΔE , а значит, и отно-

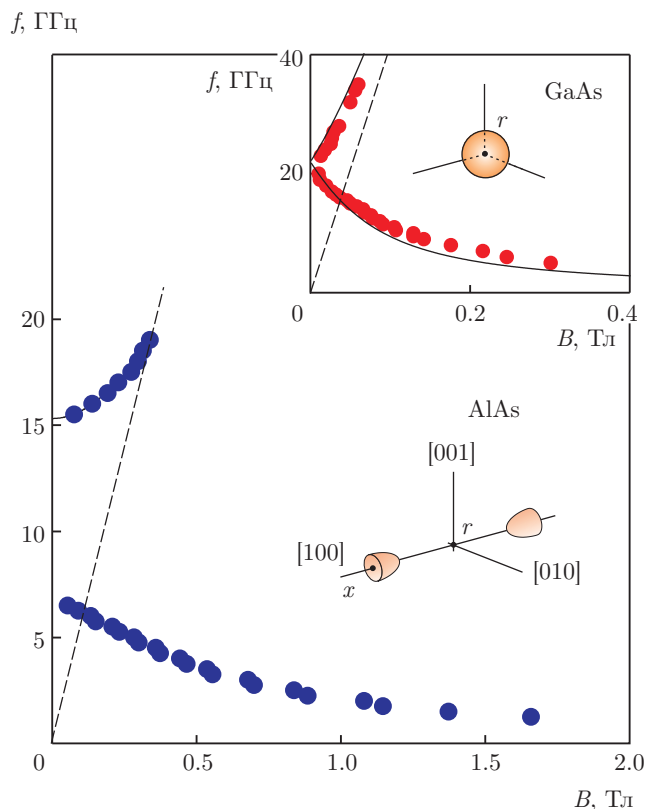


Рис. 3. Магнитодисперсия двумерных плазменных возбуждений в квантовой яме AlAs шириной 15 нм, полученная при помощи копланарной методики. Образец был выполнен в виде шести дисков с диаметром $d = 0.5$ мм, расположенных в щелях копланарного волновода ($n_s = 1.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$). Вставка: спектр магнитоплазменных возбуждений, измеренный той же методикой на геометрически идентичном образце ДЭС на базе гетероструктуры GaAs/AlGaAs ($n_s = 1.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$). Штриховой линией на рисунке показано положение циклотронного резонанса, отвечающего массе $m_c = 0.47m_0$

сительным заполнением долин, можно управлять с помощью приложения внешней одноосной деформации [34]. В случае узких квантовых ям энергия размерного квантования доминирует над характерной энергией деформации, как следствие, заполняется только внеплоскостная долина X_z с наибольшей эффективной массой электрона в направлении роста. Спектр электронов X_z долины изотропен в плоскости ямы.

Исследование плазмонов в квантовых ямах AlAs возможно лишь транспортной и микрополосковой методиками, так как непрямой характер запрещенной зоны в AlAs существенно осложняет применение оптического подхода [36]. На рис. 3 показана типичная магнитодисперсия плазменных возбуж-

дений, полученная при помощи микрополосковой методики. Измерения проводились на структуре с квантовой ямой AlAs 15 нм с концентрацией $n_s = 1.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Образец представлял собой шесть эквидистантных дисков диаметром $d = 0.5 \text{ мм}$, расположенных в щелях копланарного волновода. Отметим, что при такой низкой концентрации была заполнена только долина X_x . В микроволновом отклике исследуемой структуры были обнаружены две магнитоплазменные моды: краевая и объемная. Характерная полуширина объемного возбуждения в больших полях составляла примерно 0.3 Тл или около 20 ГГц при транспортной подвижности двумерного канала в $3.5 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{Вс}$. Между модами в нулевом магнитном поле была обнаружена щель по частоте в принципиально изотропной геометрии диска. Данный экспериментальный факт является наглядным подтверждением сильной анизотропии масс носителей заряда в квантовых ямах на основе AlAs. На вставке к рис. 3 для сравнения приведен спектр магнитоплазменных возбуждений в ДЭС на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs с концентрацией $n_s = 1.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в геометрически идентичном образце. Вследствие изотропности эффективной массы в GaAs щель между двумя модами полностью отсутствует.

Спектр магнитоплазменных возбуждений в ДЭС с анизотропной эффективной массой был рассмотрен в работах [39–41]. При этом частоты магнитоплазменных возбуждений можно записать следующим образом:

$$\omega_{l,tr} = \frac{1}{2} \left[\sqrt{(\Omega_{tr} + \Omega_l)^2 + \omega_c^2} \pm \sqrt{(\Omega_{tr} - \Omega_l)^2 + \omega_c^2} \right], \quad (7)$$

где Ω_l и Ω_{tr} — плазменные частоты вдоль главных кристаллографических направлений при $B = 0$, а ω_c — циклотронная частота, в которой циклотронная масса определяется как среднее геометрическое эффективных масс вдоль главных кристаллографических направлений $m_c = \sqrt{m_l m_{tr}}$. Частоты $\Omega_{l,tr}$ подчиняются дисперсии двумерных плазмонов (1). Экстраполируя экспериментальные данные согласно формуле (7) в нулевое магнитное поле для данной концентрации, мы получили следующие значения частот: $\Omega_l = (6.5 \pm 0.2) \text{ ГГц}$ и $\Omega_{tr} = (15.3 \pm 0.5) \text{ ГГц}$. Из них были определены следующие значения эффективных масс: $m_l = (1.10 \pm 0.05)m_0$ и $m_{tr} = (0.20 \pm 0.01)m_0$.

С повышением электронной концентрации с $1.7 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ до $2.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ магнитоплазменный

резонанс сдвигается в большие магнитные поля, согласно формуле (1). Однако соотношение плазменных частот при $n_s = 2.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ оказалось равным $\Omega_{tr}/\Omega_l = (1.80 \pm 0.05)$. Данный результат противоречит теоретическому предсказанию, следующему из дисперсии двумерных плазмонов, $\Omega_{tr}/\Omega_l = \sqrt{m_l/m_{tr}} = (2.3 \pm 0.1)$, и указывает на качественные изменения в динамике плазмы с увеличением концентрации электронов. Мы предложили следующую интерпретацию: вследствие остаточной деформации в плоскости квантовой ямы снимается вырождение между долинами X_x и X_y , что приводит к междолинному энергетическому расщеплению ΔE . В случае концентрации $n_s = 1.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ все электроны занимают только долину X_x , оставляя долину X_y пустой. С повышением электронной плотности начинает заполняться долина X_y , и общая концентрация определяется как $n_s = n_x + n_y$, где n_x и n_y — концентрации в соответствующих долинах. Коллективные плазменные возбуждения в такой системе могут быть описаны моделью двухкомпонентной анизотропной плазмы [42]. Плазменные частоты в нулевом магнитном поле вдоль направлений $[100]$ и $[010]$ описываются следующими выражениями:

$$\Omega_{[100]}^2 = \frac{e^2 q}{2\varepsilon_0 \varepsilon^*} \left(\frac{n_x}{m_l} + \frac{n_y}{m_{tr}} \right), \quad (8)$$

$$\Omega_{[010]}^2 = \frac{e^2 q}{2\varepsilon_0 \varepsilon^*} \left(\frac{n_x}{m_{tr}} + \frac{n_y}{m_l} \right). \quad (9)$$

Применение данных формул к полученным из эксперимента нулевым плазменным частотам $\Omega_{[100]}$, $\Omega_{[010]}$ и значениям эффективных масс m_l , m_{tr} позволило определить концентрации в каждой из долин: $n_x = (2.10 \pm 0.05) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $n_y = (0.30 \pm 0.05) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Поскольку уровни Ферми в обеих долинах совпадают, энергетическое расщепление между долинами определяется как

$$\Delta E = \frac{\pi \hbar^2 \Delta n}{\sqrt{m_x m_y}}. \quad (10)$$

Из эксперимента было получено значение $\Delta E = (0.90 \pm 0.05) \text{ мэВ}$, которое согласуется с предыдущими исследованиями междолинного расщепления в AlAs [43–45].

Также представляет большой интерес случай вырожденных между собой внутрисекторных долин, например, посредством приложения внешней одноосной деформации. В данном случае щель между краевой и объемной модами почти полностью исчезает. На рис. 4 продемонстрирована магнитодисперсия для широкой квантовой ямы AlAs (15 нм)

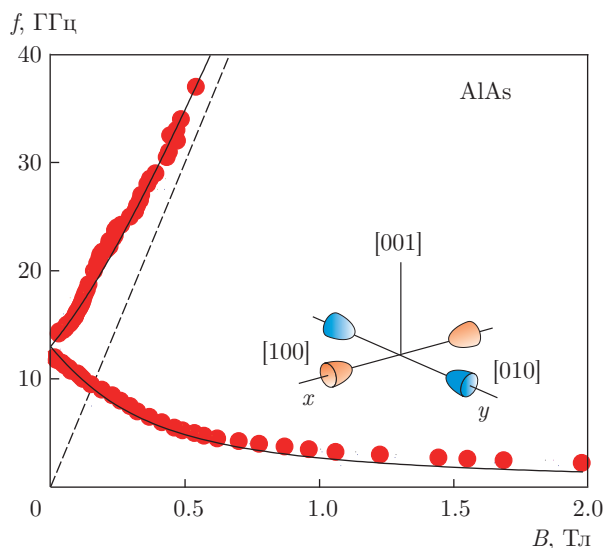


Рис. 4. Спектр магнитоплазменных возбуждений в квантовой яме AlAs шириной 15 нм, полученный микрополосковой методикой, при условии, что долины X_x и X_y выровнены относительно друг друга. Образец представлял собой копланарный волновод с 6 дисками с диаметром $d = 0.5$ мм и концентрацией $n_s = 2.4 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$. На вставке показано схематичное изображение положения электронных долин по энергии. Штриховой линией на рисунке показано положение циклотронного резонанса

при концентрации $n_s = 2.4 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$, измеренная микрополосковой методикой. Видно, что в данном случае краевая и циклотронная моды практически вырождены в нулевом магнитном поле. Таким образом, в квантовых ямах AlAs посредством приложения одноосного напряжения можно существенно видоизменять спектр плазменных возбуждений.

При уменьшении ширины квантовой ямы происходит перераспределение электронов из плоскостных долин X_x и X_y во внеплоскостную X_z , эффективная масса электронов в которой изотропна в плоскости структуры. При этом спектр плазменных колебаний претерпевает значительные изменения. В качестве примера рассмотрим объемную моду в двух узких квантовых ямах AlAs шириной 4.5 и 7.0 нм с близкими значениями двумерной плотности электронов $n_s \approx 4.6 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$ [37]. Образцы представляли собой стандартные холловские мостики шириной $L = 100$ мкм. Типичные резонансные линии плазменного возбуждения, полученные в яме шириной 4.5 нм при фиксированных частотах облучения $f = 60, 170, 255$ ГГц, показаны на рис. 5а. Характерная полуширина резонанса составляла $\Delta f = 50$ ГГц при транспортной подвижности $3 \cdot 10^4$ см 2 /Вс. На рис. 5б продемон-

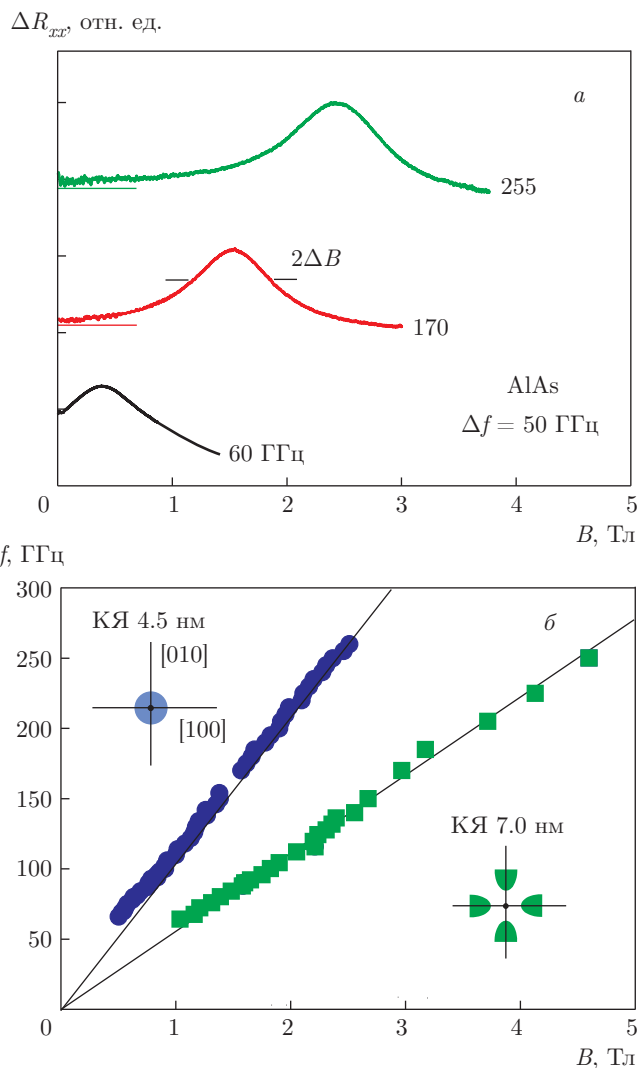


Рис. 5. а) Зависимость добавки продольного сопротивления ΔR_{xx} , обусловленного поглощением микроволнового излучения, от магнитного поля B для серии микроволновых частот $f = 60, 170, 256$ ГГц. Образец представлял собой квантовую яму шириной 4.5 нм. Максимумы соответствуют возбуждению плазмона в системе, прямыми линиями отмечены уровни сигнала без микроволнового излучения. б) Магнитодисперсия плазменных возбуждений в квантовых ямах AlAs с ширинами 4.5 и 7.0 нм. Электронная концентрация в обоих образцах составляла $n_s = 4.6 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$, прямыми линиями показаны циклотронные дисперсии. Схематические изображения ферми-контуров в плоскости ямы для случаев заполнения X_z и $X_x - X_y$ представлены в виде вставок

стрированы магнитодисперсии объемного плазменного возбуждения, измеренные на обоих образцах. Несмотря на близкие значения электронной плотности, приведенные магнитодисперсии значительно различаются. По дисперсии плазмона в боль-

шом магнитном поле была определена циклотронная масса электрона для каждой из ям. Значение массы, полученное для ямы шириной 7 нм, составило $m_c = (0.51 \pm 0.01)m_0$, что соответствует циклотронной массе $m_c = \sqrt{m_{tr}m_l} = 0.47m_0$, измеренной для плоскостных долин X_x и X_y в широких ямах. Величина $m_c = (0.27 \pm 0.01)m_0$, измеренная в яме шириной 4.5 нм, оказалась близка к циклотронной массе $m_c = m_l = 0.2m_0$, ожидавшейся для долины X_z . Повышенное значение циклотронной массы в ямах с заполнением долины X_z было исследовано дополнительно [37, 38]. Было показано, что циклотронная масса не зависит от концентрации электронов и от ширины ямы. Таким образом, ни непараболичность зоны проводимости, ни туннелирование электронов в барьерные слои, ни эффекты запаздывания не могут быть причиной увеличения циклотронной массы в узких ямах. Более того, в рамках данного исследования было продемонстрировано, что эффективная масса электрона, определенная из частоты захода фундаментальной моды, совпадает с циклотронной массой и не зависит от ориентации мостика Холла в плоскости образца. Данное экспериментальное наблюдение подтверждает плоскостную изотропность массы электрона в узких квантовых ямах, а значит, увеличение циклотронной массы не может быть следствием «подмешивания» анизотропных плоскостных долин к внеплоскостной. Увеличенное значение циклотронной массы в узких ямах остается загадкой, требующей дополнительного теоретического и экспериментального изучения.

Точное значение ширины квантовой ямы, при котором происходит полное перераспределение электронов из плоскостных долин во внеплоскостную, было измерено в работе [38] и оказалось равным 6 нм. При этом в яме такой ширины наблюдался плазменный резонанс электронов, заселяющих как долины X_x – X_y , так и X_z , что делает такую структуру чрезвычайно актуальной с практической точки зрения, поскольку приложение даже небольшого одноосного напряжения или сжатия существенно изменяет распределение электронов по долинам, а вместе с ним и спектр плазменных возбуждений.

В заключение, новые перспективные полупроводниковые двумерные системы, такие как гетеропереходы ZnO/MgZnO и квантовые ямы AlAs/AlGaAs, в силу своих уникальных особенностей обладают целым рядом важных преимуществ с точки зрения практического применения. Например, гетеропереходы ZnO/MgZnO имеют большую ширину запрещенной зоны, нетоксичны, химически

устойчивы и имеют большое значение электрического поля пробоя. По сравнению с малошумящими полупроводниковыми устройствами на базе GaAs, СВЧ- и терагерцевые детекторы на основе ZnO смогут работать в более агрессивных средах и при более высоких мощностях электромагнитного излучения. Данные детекторы могут быть востребованы для систем контроля мощных источников субтерагерцевого излучения, таких как гиротрон, который используется в проекте Международного термоядерного реактора (ITER) [46]. «Многодолинные» квантовые ямы на основе AlAs обладают большими перспективами, поскольку допускают перестройку спектра за счет перераспределения электронов между долинами. Такие материалы можно использовать не только для создания детекторов терагерцевого излучения, но и для реализации генераторов электромагнитного излучения на принципе междолинного переброса носителей заряда (эффект Ганна) [47]. В рамках данной работы исследованы основные свойства плазменных колебаний в указанных материальных системах, а также проведено сравнение со свойствами плазмонов в стандартных гетероструктурах GaAs/AlGaAs. Измерены типичные полуширины линий плазменного резонанса, а также исследованы особенности плазменных колебаний в квантовых ямах AlAs/AlGaAs, обусловленные заполнением электронами нескольких долин, продемонстрирована возможность управления и перестройки спектра плазменных возбуждений за счет изменения концентрации электронов в этих долинах.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 19-72-30003).

ЛИТЕРАТУРА

1. I. Amenabar, F. Lopez, and A. Mendikute, *J. Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves* **34**, 152 (2013).
2. D. M. Sheen, D. L. McMakin, and T. E. Hall, *IEEE Trans. Microwave Theory Techniques* **49**, 1581 (2001).
3. K. Kawase, Y. Ogawa, Y. Watanabe, and H. Inoue, *Opt. Express* **11**, 2549 (2003).
4. M. Dyakonov and M. Shur, *IEEE Trans. Electron Devices* **43**, 1640 (1996).
5. M. Shur and V. Ryzhii, *Int. J. High Speed Electron. Syst.* **13**, 575 (2003).

6. W. Кнар, M. Dyakonov, D. Coquillat, F. Teppe, N. Dyakonova, J. Lusakowski, K. Karpierz, M. Sako-wicz, G. Valusis, D. Seliuta, I. Kasalynas, A. Fatimy, Y. M. Meziani, and T. Otsuji, *J. Infrared Millimeter Terahertz Waves* **30**, 1319 (2009).
7. V. M. Muravev and I. V. Kukushkin, *Appl. Phys. Lett.* **100**, 082102 (2012).
8. V. M. Muravev, V. V. Solov'ev, A. A. Fortunatov, G. E. Tsydynzhapov, and I. V. Kukushkin, *Письма в ЖЭТФ* **103**, 428 (2012).
9. J. Lusakowski, *Semicond. Sci. Technol.* **32**, 013004 (2016).
10. E. Batke, D. Heitmann, and C. W. Tu, *Phys. Rev. B* **34**, 6951 (1986).
11. J. Falson, Y. Kozuka, M. Uchida, J. H. Smet, T. Ari-ma, A. Tsukazaki, and M. Kawasaki, *Sci. Rep.* **6**, 26598 (2016).
12. Y. J. Chung, K. W. Baldwin, K. W. West, D. Kam-burov, M. Shayegan, and L. N. Pfeiffer, *Phys. Rev. Mat.* **1**, 021002(R) (2017).
13. S. J. Allen, Jr., H. L. Stormer, and J. C. M. Hwang, *Phys. Rev. B* **28**, 4875(R) (1983).
14. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, S. A. Mikhailov, D. V. Kulakovskii, K. von Klitzing, and W. Wegschei-der, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 156801 (2003).
15. J. C. Maan, Th. Englert, and D. C. Tsui, *Appl. Phys. Lett.* **40**, 609 (1982).
16. E. Vasiliadou, G. Müller, D. Heitmann, D. Weiss, and K. von Klitzing, *Phys. Rev. B* **48**, 23 (1993).
17. B. M. Ashkinadze and V. I. Yudson, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 812 (1999).
18. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, *Nature* **415**, 409 (2002).
19. L. W. Engel, D. Shahar, and C. Kurdak, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2638 (1993).
20. V. A. Volkov and S. A. Mikhailov, *Письма в ЖЭТФ* **41**, 389 (1985).
21. V. A. Volkov, D. V. Galchenkov, L. A. Galchenkov, I. M. Grodnenskii, O. R. Matov, and S. A. Mikhailov, *Письма в ЖЭТФ* **44**, 510 (1986).
22. L. Schmidt-Mende and J. L. MacManus-Driscoll, *Mater. Today* **10**, 40 (2007).
23. V. V. Solovyev, A. B. Van'kov, I. V. Kukushkin, J. Falson, D. Zhang, D. Maryenko, Y. Kozuka, A. Tsu-kazaki, J. H. Smet, and M. Kawasaki, *Appl. Phys. Lett.* **106**, 082102 (2015).
24. J. Falson and M. Kawasaki, *Rep. Progr. Phys.* **81**, 056501 (2018).
25. J. Betancourt, J. J. Saavedra-Arias, J. D. Burton, Y. Ishikawa, E. Y. Tsybal, and J. P. Velev, *Phys. Rev. B* **88**, 085418 (2013).
26. A. В. Чаплик, *ЖЭТФ* **62**, 746 (1972) [*Sov. Phys. JETP* **35**, 395 (1972)].
27. V. E. Kozlov, A. B. Van'kov, S. I. Gubarev, I. V. Ku-kushkin, V. V. Solovyev, J. Falson, D. Maryen-ko, Y. Kozuka, A. Tsukazaki, M. Kawasaki, and J. H. Smet, *Phys. Rev. B* **91**, 085304 (2015).
28. M. A. Hopkins, R. J. Nicholas, M. A. Brummell, J. J. Harris, and C. T. Foxon, *Phys. Rev. B* **36**, 4789 (1987).
29. F. F. Fang and W. E. Howard, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 797 (1966).
30. S. Shokhovets, O. Ambacher, B. K. Meyer, and G. Gobsch, *Phys. Rev. B* **78**, 035207 (2008).
31. A. H. MacDonald and C. Kallin, *Phys. Rev. B* **40**, 5795 (1989).
32. W. Kohn, *Phys. Rev.* **123**, 1242 (1961).
33. M. A. Mueed, Md. Sh. Hossain, I. Jo, L. N. Pfeiffer, K. W. West, K. W. Baldwin, and M. Shayegan, *Phys. Rev. Lett.* **121**, 036802 (2018).
34. M. Shayegan, E. P. De Poortere, O. Gunawan, Y. P. Shkolnikov, E. Tutuc, and K. Vakili, *Phys. Stat. Sol. B* **243**, 3629 (2006).
35. V. M. Muravev, A. R. Khisameeva, V. N. Belyanin, I. V. Kukushkin, L. Tiemann, C. Reichl, W. Dietsche, and W. Wegscheider, *Phys. Rev. B* **92**, 041303(R) (2015).
36. А. Р. Хисамеева, С. И. Губарев, В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин, *Письма в ЖЭТФ* **106**, 29 (2017).
37. A. R. Khisameeva, A. V. Shechetilnikov, V. M. Mu-ravev, S. I. Gubarev, D. D. Frolov, Yu. A. Nefyodov, I. V. Kukushkin, C. Reichl, L. Tiemann, W. Dietsche, and W. Wegscheider, *Phys. Rev. B* **97**, 115308 (2018).
38. A. R. Khisameeva, A. V. Shechetilnikov, V. M. Mu-ravev, S. I. Gubarev, D. D. Frolov, Yu. A. Nefyodov, I. V. Kukushkin, C. Reichl, W. Dietsche, and W. Wegscheider, *J. Appl. Phys.* **125**, 154501 (2019).
39. C. Dahl, F. Brinkop, A. Wixforth, J. P. Kotthaus, J. H. English, and M. Sundaram, *Sol. St. Comm.* **80**, 673 (1991).
40. V. Shikin, S. Nazin, D. Heitmann, and T. Demel, *Phys. Rev. B* **43**, 11903 (1991).

41. V. A. Geyler, V. A. Margulis, and A. V. Shorokhov, *Phys. Rev. B* **63**, 245316 (2001).
42. Р. З. Витлина, А. В. Чаплик, *ЖЭТФ* **81**, 1011 (1981).
43. T. Ando, A. B. Fowler, and F. Stern, *Rev. Mod. Phys.* **54**, 437 (1982).
44. Y. P. Shkolnikov, E. P. De Poortere, E. Tutuc, and M. Shayegan, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 226805 (2002).
45. Y. P. Shkolnikov, S. Misra, N. C. Bishop, E. P. De Poortere, and M. Shayegan, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 066809 (2005).
46. T. Rzesnicki, B. Piosczyk et al., *IEEE Trans. Plasma Sci.* **38**, Issue 6 (2010).
47. J. B. Gunn, *Sol. St. Comm.* **1**, 88 (1963).