

Московский физико-технический институт  
(государственный университет)  
Кафедра физики твердого тела

Белянин Василий Николаевич

**Проявление радиационного и столкновительного  
времен затухания в ширине магнитоплазменного  
резонанса двумерных электронов**

Магистерская диссертация  
по направлению 01.06.00 - прикладные математика и физика

Научный руководитель  
к.ф.-м.н. Муравьев В.М.

Черноголовка 2015

# **Содержание**

<b>1 Введение</b>	<b>3</b>
<b>2 Экспериментальные методики</b>	<b>7</b>
2.1 Методика измерения СВЧ-пропускания . . . . .	7
2.2 Методика оптического детектирования магнитоплазменных резонансов . . . . .	8
2.3 Экспериментальные образцы . . . . .	10
<b>3 Экспериментальные результаты</b>	<b>11</b>
3.1 Измерения транспортного и циклотронного времён релаксации плазменных возбуждений . . . . .	11
3.2 Определение излучательного вклада в ширину магнитоплазменного резонанса . . . . .	18
<b>4 Заключение</b>	<b>25</b>

# 1 Введение

Изучение плазменных эффектов в двумерных электронных системах (ДЭС) - одно из самых активно развивающихся направлений в физике твёрдого тела, которое вызывает большой интерес у исследователей, что не удивительно, так как двумерные плазменные волны обладают немалым количеством уникальных свойств, отличающих их от трёхмерных аналогов. Существование таких возбуждений было предсказано теоретически в 1967 году, а обнаружены они были впервые на поверхности жидкого гелия [1] и только потом удалось увидеть их в твердотельных структурах [2]. Управление параметрами плазменных возбуждений в ДЭС легко осуществлять посредством изменения электронной концентрации в системе посредством затвора или оптического возбуждения носителей или воздействуя на систему внешним магнитным полем. Таким образом, двумерные плазмоны являются вполне удобными и гибкими объектами для изучения эффектов волновой оптики и взаимодействия света с веществом. Яркими примерами этого можно назвать наблюдение интерференции плазменных волн [3, 4], обнаружение Таммовских плазмонных состояний [5] и реализацию ультрасильной связи между светом и ДЭС в системе плазмонных поляритонов в микроволновом резонаторе [6, 7]. Кроме сказанного выше, исследования двумерных плазменных возбуждений интересны возможностью их прикладного применения в области спектроскопии и детектирования субтерагерцового излучения [8, 9, 10].

Так, объектом исследований в данной работе были плазменные волны (плазмоны), что представляет собой колебания зарядовой плотности в двумерной электронной системе.

Основной проблемой, с которой приходилось сталкиваться большинству исследователей при создании элементов плазмонной оптики и электроники, было ограничение размеров данных устройств длиной свободного пробега плазмона  $L = v_p \tau$  ( $v_p$  — скорость плазменного возбуждения,  $\tau$  — время релаксации возбуждения). Размеры устройств не могли существенно превышать эту длину. Именно это ограничение

сдерживало исследования в данном направлении на начальных этапах изучения двумерных систем. За последние два десятка лет успехи в области молекулярно-пучковой эпитаксии позволили создать структуры с электронной подвижностью  $\mu > 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ . В подобных структурах длина свободного пробега плазменной волны достигает миллиметров, что делает возможным создание элементов плазмонной оптики и электроники методами стандартной оптической литографии [11, 12], поскольку  $L$  однозначно определяется величиной  $\tau$ . Это подчёркивает актуальность работы по изучению времени релаксации плазмона и его зависимости от различных параметров двумерной электронной системы, как критического параметра для создания элементов плазмонной оптики.

Ширина резонанса, как предсказывает теория [13], определяется суммой двух вкладов, некогерентного столкновительного  $\gamma$  и когерентного излучательного  $\Gamma$ :

$$\Delta f = \gamma + \Gamma \quad (1)$$

где  $\gamma = \frac{1}{\tau_{\text{CR}}}$ ,  $\tau_{\text{CR}}$  - время релаксации циклотронного резонанса. В большинстве работ для оценки ширины циклотронного резонанса использовалось обратное время импульсной релаксации носителей заряда  $1/\tau_{\text{TR}}$ , полученное из транспортных измерений. Однако, несмотря на более чем 50-летнюю историю исследований циклотронного резонанса в двумерных системах, не предпринималось попыток изучения его ширины и ее зависимости от параметров системы.

Известно, что время затухания плазменного возбуждения почти не зависит от магнитного поля для циклотронного магнитоплазменного возбуждения, которое в сильных полях асимптотически приближается к циклотронному резонансу. Для оценки времени релаксации циклотронного резонанса в различных работах часто используется полное квантовое время жизни состояния  $\tau_{\text{CR}} = \tau_q = [\int W_{pp'} dp]^{-1}$ , отличающееся от транспортного времени релаксации  $\tau_{\text{TR}} = [\int W_{pp'} (1 - \cos \theta) dp]^{-1}$  отсутствием множителя, учитывающего неэффективность малоуглового рассеяния ( $\theta$  - угол рассеяния,  $W_{pp'}$  - вероятность рассеяния меж-

ду импульсами  $p$  и  $p'$ ). Для дальнодействующего потенциала рассеяния  $\tau_q/\tau_t \ll 1$ , а для короткодействующего  $\tau_q/\tau_t \approx 1$ . Вопрос о соотношении времени релаксации циклотронного возбуждения с транспортным временем затрагивался в ряде работ, но до сих пор не получил достаточно полного теоретического и экспериментального освещения [13, 14]. Поэтому прямое экспериментальное исследование этой проблемы, проведенное в рамках настоящей работы, предстает интерес.

Излучательный вклад в ширину резонанса можно определить как  $\Gamma = \gamma \times 2\pi\sigma_{2D}/c$ . Этот вклад описывает когерентное дипольное переизлучение электромагнитных волн осциллирующих двумерных электронов. Величина  $\Gamma$  играет фундаментальную роль во взаимодействии света и вещества, и может рассматриваться как вероятность электрон-фотонного рассеяния в ДЭС [15].

Тем не менее, ширина линии плазменных резонансов наблюдалась на образцах с высокой подвижностью  $\gamma * 2\pi\sigma_{2D} >> c$ , что на порядок величины меньше, чем предсказывалось теоретически [16, 17, 18]. Этот факт поднимает вопрос о роли когерентных радиационных эффектов в динамике 2D плазмы.

В процессе выполнения данной работы были получены следующие результаты:

1. Исследованы зависимости циклотронного времени релаксации от электронной концентрации и температуры в ДЭС в квантовых ямах GaAs/AlGaAs;
2. Проанализированы особенности циклотронного и транспортного времен релаксации;
3. Установлено, что с ростом температуры транспортное время релаксации стремится к циклотронному.
4. ;
5. Установлены вклады в ширину плазмонного резонанса радиационного и столкновительного механизмов;
6. Экспериментально показано что отношение длины волны плаз-

мона к радиационной длине волны играет ключевую роль в излучательном процессе затухания.

## 2 Экспериментальные методики

Для детектирования плазменного возбуждения применялись две взаимно дополняющие друг друга методики: измерение СВЧ-пропускания микрополосковой линии, в которую встроена меза в форме диска [19, 20] и оптическое детектирование микроволнового поглощения [21, 22].

### 2.1 Методика измерения СВЧ-пропускания

Данная методика заключается в измерении ослабления высокочастотного измерительного сигнала, который подается на копланарный волновод в форме копланарной полосковой линии, сформированный на поверхности образца методом оптической литографии. В щели копланарного волновода сосредоточено электрическое поле, направленное параллельно плоскости ДЭС. Потери на джоулево тепло в ДЭС обусловливают ослабление пропускания, которое определяется параметрами самого волновода и диагональной компонентой тензора проводимости ДЭГ  $\sigma_{xx}$ .

Копланарный волновод представляет собой разновидность плоской трансмиссионной линии. Состоит волновод из нанесённых на подложку ( $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$  гетероструктуру) узких металлических полосок, одна из которых заземлена, а на другую подаётся высокочастотный измерительный сигнал с генератора (рис. 1). Главными достоинствами таких волноводов являются простота изготовления литографическими методами в планарном процессе, и возможность широкополосного согласования, которая обусловлена тем, что характеристический импеданс для квази-TEM-моды, которая является основной, практически не зависит от частоты.

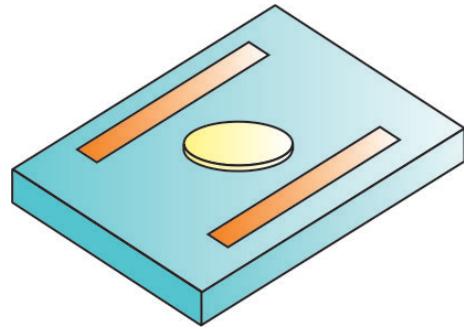


Рис. 1: Схематическое изображение образца. Голубым цветом показана GaAs подложка, оранжевым - металлизированные участки поверхности.

Образцы были спроектированы таким образом, что импеданс  $Z_0 = 50$  Ом.

При использовании в качестве подложки полупроводниковых структур, содержащих двумерную электронную систему, основные потери мощности в копланарном волноводе вызваны резонансным возбуждением плазмонов в образце. Этот факт лежит в основе применения таких волноводов для измерения коэффициента пропускания.

Образец был помещён в криостат, при этом диапазон температур мог изменяться от 1,5К до 100К. При помощи сверхпроводящего магнита, находящегося в жидком гелии, на образец подавались различные магнитные поля. Измерения СВЧ-пропускания проводились по синхронной методике. Выходная мощность генератора модулировалась с частотой 810 Гц. Модулированный СВЧ-сигнал с выхода микрополосковой линии по коаксиальному кабелю поступал на вход детектора Шоттки. Сигнал с детектора измерялся при помощи синхронного усилителя (SR 830).

## 2.2 Методика оптического детектирования магнитоплазменных резонансов

Данный метод основан на сравнении спектров люминесценции двумерной электронной системы, измеренных в условиях микроволнового облучения и без него [23, 24]. В случае резонанса микроволнового излучения с плазмонной модой, ДЭС испытывает разогрев. В результате разогрева ДЭС происходит изменение формы линии излучательной рекомбинации двумерных электронов. Данное изменение является следствием разогрева дырочной подсистемы, т.е. перераспределения плотности излучательной рекомбинации в сторону больших энергий. Для фотовозбуждения использовался стабилизированный полупроводниковый лазер с длиной волны 780 нм и мощностью приблизительно 0.1 мВт. Для подвода света от лазера к образцу и для сбора сигнала фотoluminesценции двумерных электронов был использован один и тот же оптический кварцевый световод, расположенный та-

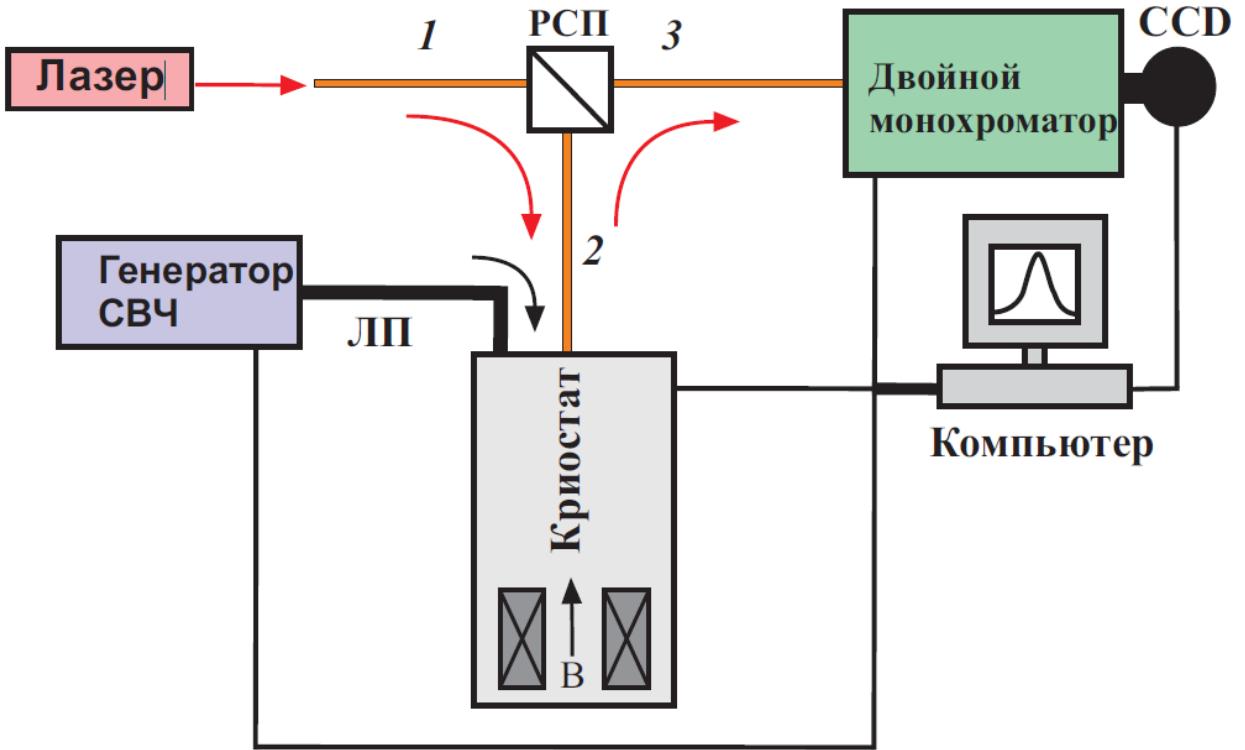


Рис. 2: Схема экспериментальной установки для оптического детектирования магнито-плазменных резонансов.

ким образом, чтобы обеспечить равномерное освещение поверхности исследуемой структуры. Далее сигнал фотолюминесценции регистрировался высокочувствительным CCD детектором и анализировался с помощью двойного спектрометра со спектральным разрешением 0.03 мэВ. Мерой интенсивности микроволнового поглощения является интеграл абсолютной величины сравниваемых спектров.

Измерения проводились по стандартной экспериментальной схеме, которая изображена на рисунке 2. Излучение от полупроводникового лазера с длиной волны 780 нм посредством системы линз фокусировалось в световод 1. Световод 1 был подсоединен к делителю светового пучка. После прохождения разделителя примерно половина мощности лазерного излучения попадало в световод 2. Другим своим концом световод 2 направлялся на образец (рис. 1). Сигнал фотолюминесценции двухмерных электронов собирался с помощью того же

световода 2 и поступал обратно на делитель, где он проходил в световод 3. Рекомбинационное излучение по световоду 3 поступало на вход двойного монохроматора (фокальная длина 2.1 м, дисперсия 7 Å/мм, спектральное разрешение 0.03 мэВ), где регистрировалось и анализировалось охлаждаемым полупроводниковым детектором с зарядовой связью (CCD - камерой).

### 2.3 Экспериментальные образцы

Эксперименты были выполнены на гетероструктурах  $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $x = 0.3$ ) с квантовой ямой шириной 20 - 25 нм, расположенной на глубине 400-500 нм от поверхности кристалла. В экспериментах изучались несколько типов структур. Первый тип структур имел электронную концентрацию  $n_s = 2.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Во втором и третьем типах структур концентрация изменялась путем оптического обеднения в пределах ( $0.2 \times 10^{10} \text{ см}^{-2} - 6.0 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$ ) и ( $6 \times 10^{10} \text{ см}^{-2} - 3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ), соответственно. В четвёртом типе структур электронная плотность варьировалась от  $0,5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$  до  $6,6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Исследуемые образцы на первых трёх типах структур представляли собой вытравленную методом оптической литографии мезу в форме диска с диаметром  $d = 1 \text{ мм}$  с двумя металлическими полосками по бокам (Рис. 1). Полоски представляли собой 50 - Омную микрополосковую линию, к которой согласованно по коаксиальному кабелю подводилось микроволновое излучение с частотой  $f = 0.1 - 40 \text{ ГГц}$ . Микрополосковая линия использовалась для резонансного возбуждения плазменной волны в диске ДЭС электрическим полем, сосредоточенным в щели линии. На структурах четвёртого типа были вытравлены мезы в форме одиночных дисков различных диаметров ( $d = 1$  и  $d = 2,5 \text{ мм}$ ) без металлизированных участков на поверхности образца.

### 3 Экспериментальные результаты

#### 3.1 Измерения транспортного и циклотронного времён релаксации плазменных возбуждений

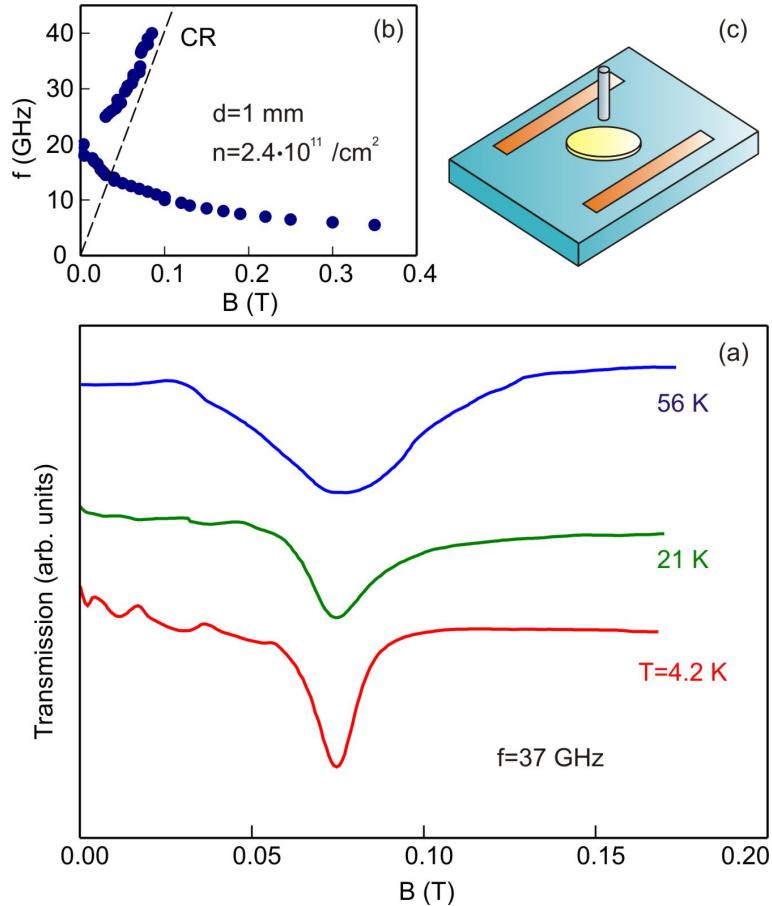


Рис. 3: (а) Магнитополевые зависимости СВЧ-пропускания по микрополосковой линии, измеренные на диске диаметром 1 мм (структуре 1) при частоте измерительного сигнала  $f=37 \text{ ГГц}$  для температур  $T = 56 \text{ К}, 21 \text{ К}$  и  $4.2 \text{ К}$ . (б) Магнитополевая зависимость частоты магнитоплазменного резонанса, полученная на той же структуре. (с) Схема образца. Меза имеет форму диска диаметром  $d=1 \text{ мм}$ . По бокам от мезы располагается металлизация микрополосковой линии к которой проводилось микроволновое излучение. Над образцом закреплялся световод, использовавшийся для детектирования плазменного возбуждения по оптической методике.

На рис. 3а приведены типичные магнитополевые зависимости сигнала СВЧ-пропускания микрополосковой линии, измеренные для

структуры с электронной концентрацией  $n_s = 2.4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  для трех температур образца:  $T = 4.2, 21$  и  $56$  К. На кривых наблюдается резонанс, отвечающий резонансному поглощению микроволнового сигнала при возбуждении плазмона в диске ДЭС. На рисунке 3b представлена зависимость частоты резонансного поглощения от магнитного поля. Наблюданная магнито-дисперсионная зависимость состоит из двух ветвей. Нижняя ветвь отвечает возбуждению в диске краевой магнитоплазменной моды, частота которой уменьшается с ростом магнитного поля [25]. Верхняя ветвь отвечает циклотронной магнитоплазменной моде, асимптотически стремящейся к циклотронному резонансу в пределе больших магнитных полей. Для образца, имеющего форму диска с диаметром  $d$ , частоты обеих магнитоплазменных мод описываются следующим выражением [25]:

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

где  $\omega_{\text{CR}} = eB/m^*$  - циклотронная частота, а  $\omega_p$  - частота плазменных колебаний в диске в нулевом магнитном поле [26]:

$$\omega_p^2 = \frac{n_s e^2}{2m^* \epsilon_0} q, \quad (3)$$

где  $\epsilon$  — среднее значение диэлектрических постоянных вакуума и GaAs,  $m^* = 0.067m_0$  — эффективная масса электронов в GaAs,  $q = 2.4/d$  - волновой вектор плазмона в диске.

В экспериментах по СВЧ-пропусканию микрополосковой линии для определения ширины циклотронного резонанса была выбрана частота  $f = 37$  GHz, на которой верхняя магнитоплазменная мода по частоте уже выходит на одночастичный циклотронный резонанс (рис. 3b). Поэтому можно считать, что  $d\omega/dB = e/m^*$ . Эта формула определяет отношение ширины циклотронного резонанса, измеренного при развороте частоты  $\Delta\omega$  к его ширине при развороте магнитного поля  $\Delta B$ , и позволяет пересчитывать одно в другое. Оправданность такого подхода будет экспериментально продемонстрирована далее. В экспериментах по СВЧ-пропусканию при фиксированной частоте измерительного

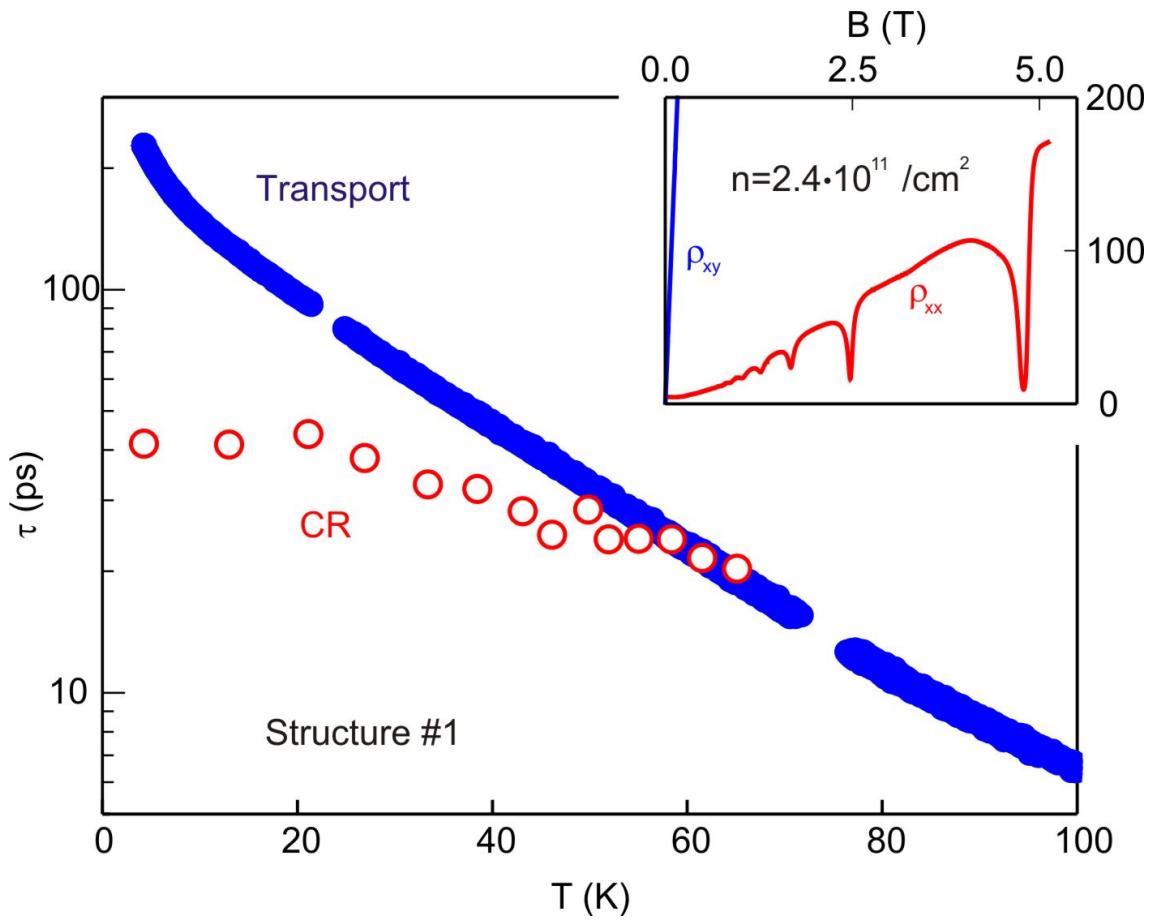


Рис. 4: Зависимости от температуры транспортного времени релаксации (Transport) и времени релаксации, полученного из ширины линии циклотронного резонанса (CR). Измерения проводились на структуре 1. На вставке представлены магнитополевые зависимости компонент тензора сопротивления  $\rho$  для той же структуры, измеренные по четырёхточечной транспортной методике.

сигнала  $f = 37$  GHz разворачивалось магнитное поле (рис. 3а). Далее измеренная ширина циклотронного резонанса по магнитному полю пересчитывалась в ширину по частоте из которой согласно формуле (1) определялось время  $\tau_{\text{CR}}$ . Зависимость полученного таким образом времени циклотронной релаксации  $\tau_{\text{CR}}$  от температуры  $T$  показана на рисунке 4. Из экспериментальных данных следует, что с ростом температуры транспортное время релаксации уменьшается сильнее, стремясь к циклотронному. Это объясняется тем, что при низких температурах основной вклад вносит рассеяние электронов на дальнодействующем потенциале доноров, для которого  $\tau_q/\tau_t \ll 1$ , а при высоких - электрон-

фононное рассеяние, для которого в силу его изотропности, должно быть  $\tau_q/\tau_t = 1$ . Вычисление квантового времени релаксации из затухания осцилляций Шубникова - де Гааза по магнитному полю дают оценку  $\tau_q \approx 1$  пс (вставка к рис. 4). Это указывает на значительную роль неоднородного уширения в исследуемых образцах.

Для исследования зависимости времени релаксации циклотронного резонанса от концентрации носителей заряда применялся метод оптического детектирования микроволнового поглощения, при этом концентрация носителей изменялась при помощи оптического обеднения образца. Измерения циклотронного резонанса оптическим методом проводились на структурах 2 и 3. Сравнивались спектры рекомбинационного излучения двумерных электронов, измеренные в условиях СВЧ облучения и без него, при температуре 1.5 К и частотах микроволнового возбуждения от 0.6 до 35 ГГц.

Типичные зависимости интенсивностей микроволнового поглощения от частоты СВЧ, полученные при проведении измерений на структуре 2 в нулевом поле, представлены на рис. 3(а). Измерения проводились при различных значениях магнитного поля. Полученная таким образом магнитодисперсия циклотронной магнитоплазменной моды представлена на рис. 3(б). На вставках к рисунку 3(б) представлены зависимости резонансного поглощения от частоты СВЧ, измеренные в постоянном магнитном поле  $B=55$  мТ (слева сверху) и от магнитного поля, измеренная при фиксированной частоте СВЧ  $f=24$  ГГц (справа снизу). Видно, что оба способа детектирования циклотронного магнитоплазменного резонанса — с разворотом по частоте СВЧ и по магнитному полю — хорошо согласуются между собой, а ширины полученных такими способами резонансных контуров действительно относятся друг к другу как производная закона магнитодисперсии.

Рис. 6 демонстрирует зависимости измеренного оптическим способом времени релаксации циклотронного возбуждения и транспортного времени релаксации от плотности носителей заряда в образце для структур 2 и 3, перекрывающих диапазон электронной плотности

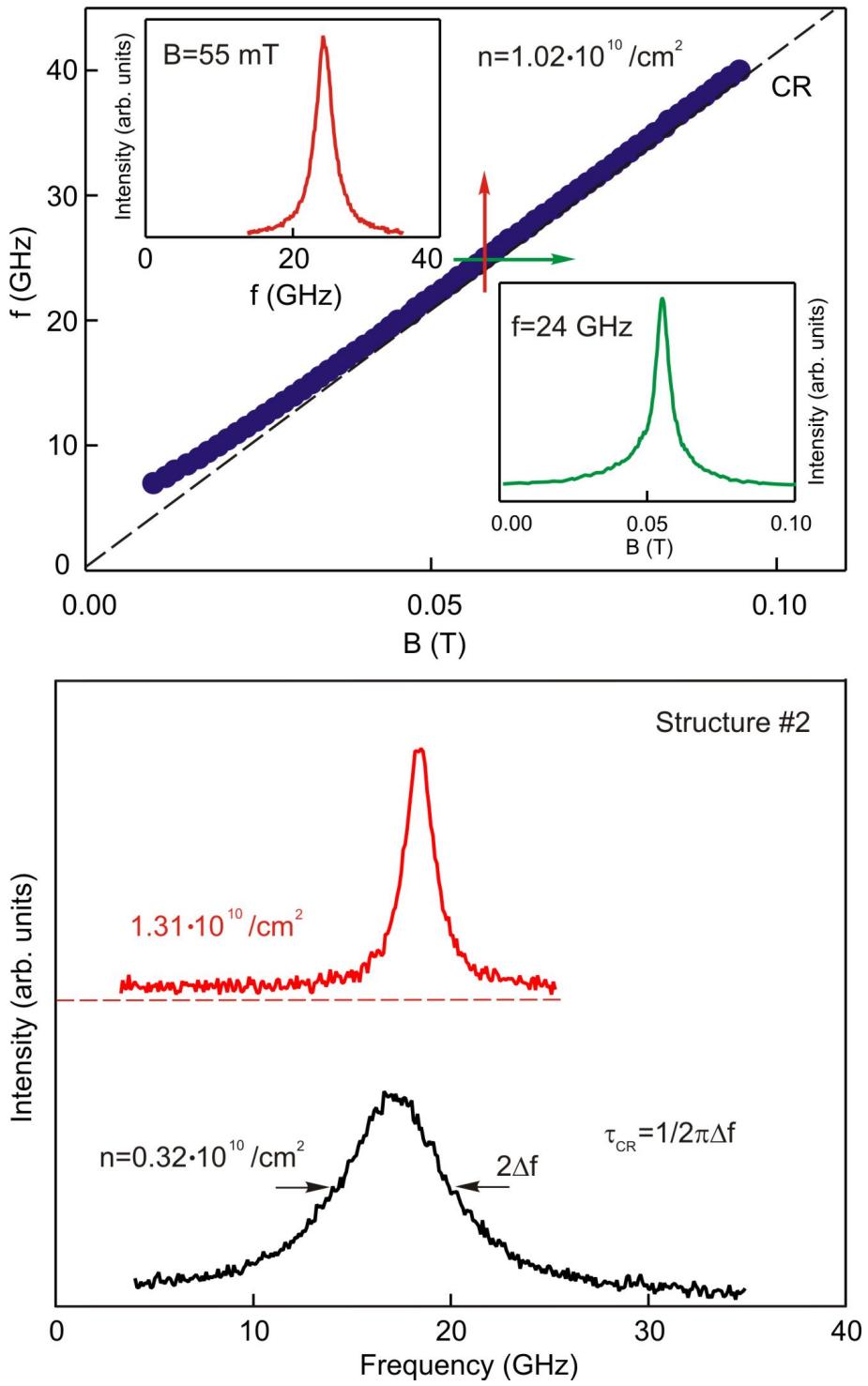


Рис. 5: а) Зависимость интенсивности микроволнового поглощения от частоты СВЧ, полученные на структуре 2 методом оптического детектирования микроволнового поглощения. б) Магнитополевая зависимость резонансной частоты микроволнового поглощения, полученная для той же структуры. На вставках контуры циклотронного резонанса для одной и той же точки магнитодисперсии, полученные разворотом по частоте (верхняя вставка) и по магнитному полю (нижняя вставка).

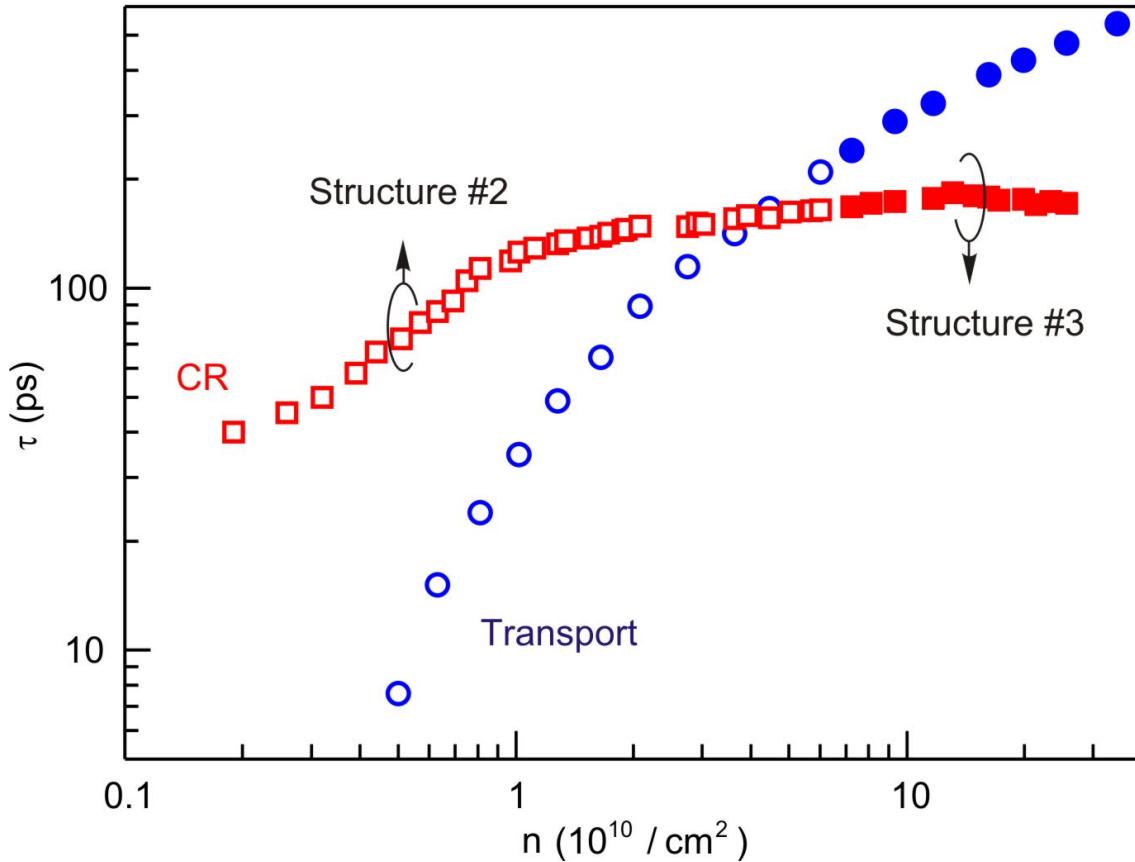


Рис. 6: Зависимости от концентрации электронов транспортного времени рассеяния (кружки) и времени рассеяния, полученного из ширины линий циклотронного резонанса (квадраты). Контурами фигур изображены результаты, полученные на структуре 2, сплошными на структуре 3. Измерения проводились методом разворота частоты при фиксированном магнитном поле  $B = 40$  мТл.

$(2 \times 10^9 - 3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2})$ . Видно, что транспортное время рассеяния сильно зависит от концентрации, изменяясь на два порядка. В это же время, циклотронное время рассеяния зависит от концентрации существенно слабее. При этом для области малых электронных концентраций  $n < 4 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$  отношение  $\tau_{CR}/\tau_t$  становится много больше единицы. Это наблюдение нельзя объяснить в рамках простой модели, в которой  $\tau_{CR} \simeq \tau_q$ , т.к. неэффективность малоуглового рассеяния всегда должна приводить к неравенству  $\tau_q/\tau_t < 1$ . По всей видимости, такое поведение транспортного времени рассеяния связано с ло-

кализацией носителей заряда при уменьшении их концентрации. При этом транспортная методика позволяет измерить время релаксации носителей в делокализованных состояниях, имеющих миллиметровый пространственный масштаб, сопоставимый с размером образца. В то же время, циклотронное время релаксации определяется рассеянием электронных состояний, имеющих микронный пространственный масштаб, задаваемый размером циклотронной орбиты. Качественно этот результат согласуется с результатами, полученными на кремниевых МОП-транзисторах в работе [14].

### 3.2 Определение излучательного вклада в ширину магнито-плазменного резонанса

На рис. 7 (а) приведены типичные зависимости поглощения от магнитного поля, измеренного при различных частотах на образце в форме одиночного диска диаметром  $d = 1$  мм. Горизонтальная ось находится на уровне сигнала без подачи микроволнового излучения на образец. Кривые поглощения имеют резонансную форму, пик которого смещается в сторону высоких магнитных полей при увеличении СВЧ сигнала. На частотах выше 20 ГГц возникает второй пик. Физическое происхождение наблюдаемых резонансов легче определить, построив зависимость падающего СВЧ-излучения от резонансных магнитных полей, как на рис. 7 (б). Эти данные были получены на образцах с электронной плотностью  $0,9 * 10^{11}$  см<sup>-2</sup>. Экспериментальные точки ложатся на три линии, которые в пределе сильных магнитных полей асимптотически стремятся к циклотронной частоте  $\omega_{CR} = eB/m^*$  ( $m^* = 0.067m_0$ ). Такое поведение характерно для двумерной магнитоплазменной моды [18]. Спектр магнитоплазменного возбуждения для геометрии диска описывается выражением (2) с волновым вектором равным  $q = 2,4/d$ . Сплошные линии на рис. 7 (б) соответствуют результатам теоретических предсказаний, полученных из формулы (2) для различных гармоник в двумерной плазме с  $f_p = 12, 17,$  и  $23$  ГГц.

Ширина магнитоплазменного резонанса может быть определена из формулы (1), при этом радиационную компоненту  $\Gamma$  можно представить как

$$\Gamma = \frac{2\pi\sigma_{2D}}{nc}\gamma = \frac{4\pi n_s e^2}{m^*(1 + n_{GaAs})c} \quad (4)$$

Здесь  $n = (1 + n_{GaAs})/2$  эффективный показатель преломления окружающей среды. Оценка для исследуемого образца дает для  $\Gamma \approx 10$  ГГц. Это интуитивное видение природы ширины плазменного резонанса противоречит результатам экспериментов, представленных далее.

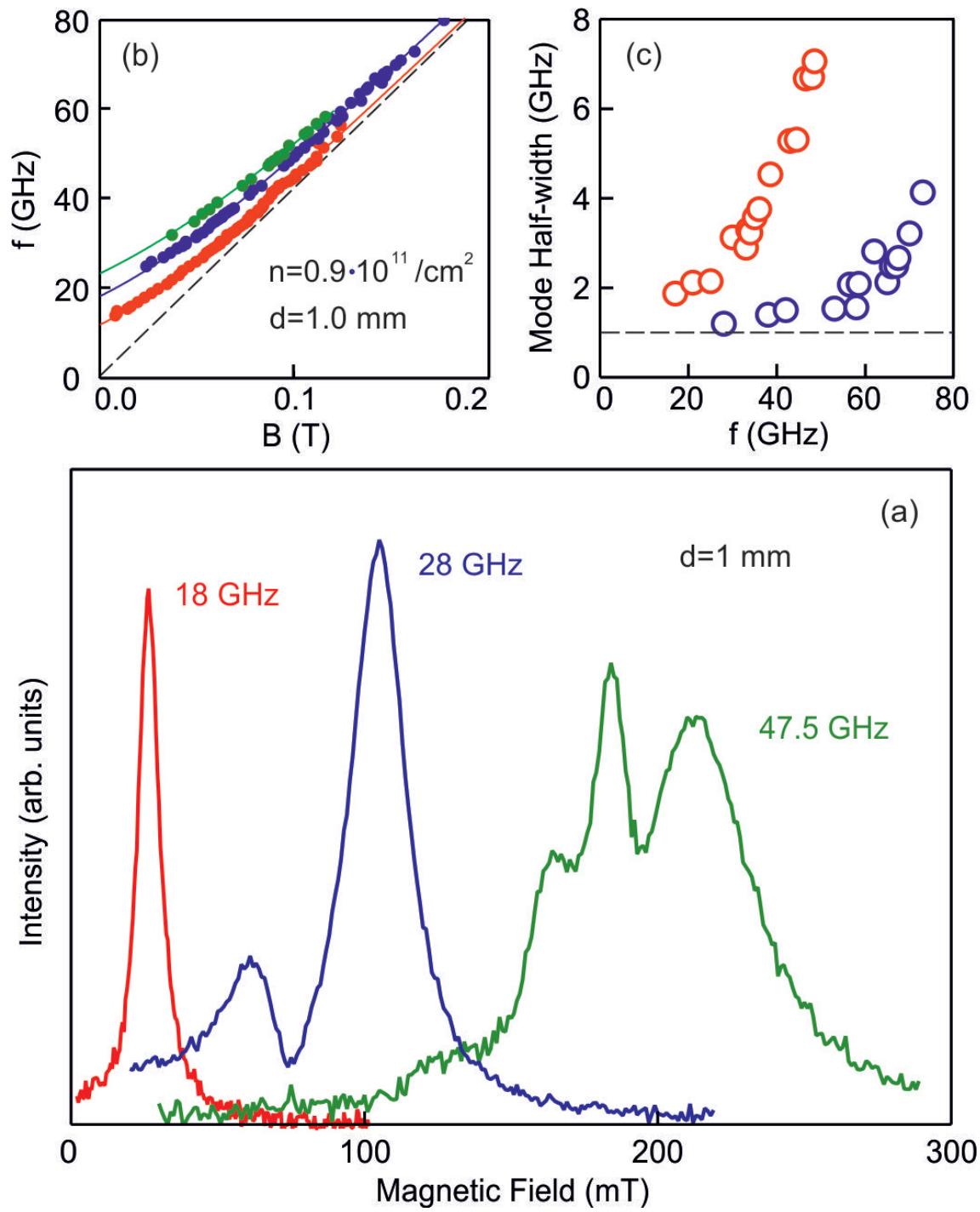


Рис. 7: (а) Зависимости поглощения от магнитного поля при различных частотах сигнала, подаваемого с СВЧ-генератора. (б) Зависимости от резонансных магнитных полей падающего СВЧ сигнала. (с) Зависимость полуширины от частоты, на которой наблюдается магнитоплазменный резонанс

На рис. 7 (с) изображена зависимость полуширины от частоты, на которой виден магнитоплазменный резонанс. Красные кружки соответствуют основной моде магнитоплазменного резонанса, в то время как синие соответствуют проявлению второй гармоники. Ширина магнитоплазменной моды выходит на постоянный уровень  $\Delta f = 1$  в пределе низких частот ( $c^*/f \gg d$ ). Можно полагать, что в таком пределе ширина магнитоплазменной моды полностью определяется релаксационным вкладом, связанным с рассеянием носителей зарядов в ДЭС  $\Delta f = \gamma = 1/\tau_{CR}$ . По мере увеличения магнитоплазменной частоты, ширина моды резко возрастает. В какой-то момент основное магнитоплазменное возбуждение становится настолько широким, что вторая двумерная мода начинает доминировать. Вторая мода также быстро расширяется и затем исчезает. Такое расширение плазменной волны можно связать с механизмом когерентного излучения. Общая ширина линии затем дается  $\Delta f = \gamma + \Gamma_{disk}$ . Радиационный распад плазмонов в одиночном диске может быть описан выражением:

$$\Gamma_{disk} = \frac{n^3 d^3 \omega_p^4}{9\pi c^3} \propto \Gamma * \frac{d^2}{\lambda^2}, \quad (5)$$

где  $\omega_p$  — частота возбуждения плазмы при  $B = 0$  Т, а  $\lambda$  — это длина волны излучения. Формула (5) может быть получена из физических соображений [15]. Падающая электромагнитная волна заставляет осциллировать двумерные электроны с частотой  $\omega$ . Каждый осциллирующий электрон дает дипольное излучение с интенсивностью  $I \propto \omega^4 e^2 a^2 / c^3$ , где  $a$  амплитуда колебаний и  $d \propto ea$  дипольный момент. Скорость радиационного распада  $\Gamma_0$  одного колеблющегося заряда может быть определена отношением  $I$  к его средней энергии  $m^* \omega^2 a^2$ . Это даёт  $\Gamma_0 \propto e^2 \omega^2 / m^* c^3$ . Для  $N$  когерентно осциллирующих электронов интенсивность надо умножать на  $N^2$ , в то время как среднюю энергию — на  $N$ . Получается:  $\Gamma_{disk} = N \Gamma_0$ .  $N$  — количество электронов в диске  $\propto n_s d^2$ . Это в конечном итоге приводит нас к формуле (5).

Для изучения вопроса об уширении и взаимодействии верхних магнитоплазменных гармоник удобно использовать диск большего диа-

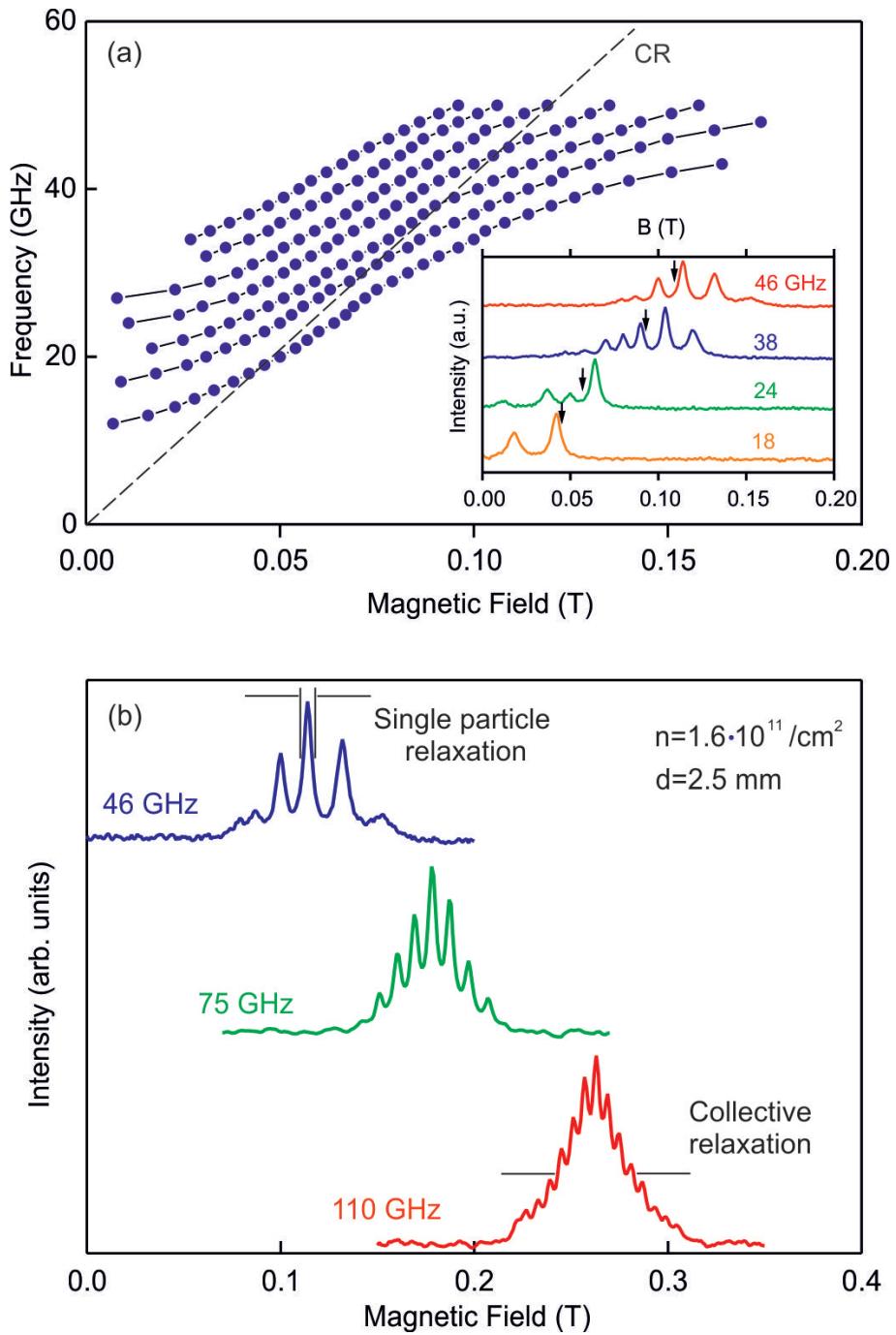


Рис. 8: (а) Зависимость частоты от магнитного поля построенная для различных гармоник. Вставка: типичные зависимости микроволнового поглощения от магнитного поля в  $D = 2,5$  мм диске для различных микроволновых частот:  $F = 18, 24, 38$ , и  $46$  ГГц. (б) Магнитополевые зависимости интенсивности микроволнового поглощения для различных частот возбуждения:  $F = 46, 75$ , и  $110$  ГГц

метра, чтобы уменьшить частоты гармоник магнитоплазменного резонанса в нулевом магнитном поле. Вставка на рис. 8 (а) демонстрирует типичные зависимости микроволнового поглощения от магнитного поля в  $D = 2,5$  мм диске для четырех различных микроволновых частот  $F = 18, 24, 38$ , и  $46$  ГГц, что представляет собой ряд магнитоплазменных резонансов в образце. Зависимость частоты от магнитного поля, построенная для семи таких магнитоплазменных гармоник, обозначена на рис. 8(а) сплошными точками. Из рисунка хорошо видно, что несколько плазменных мод пересекают линию циклотронного резонанса, что можно объяснить эффектами запаздывания [16].

На рис. 8 (б) представлены магнитополевые зависимости интенсивности микроволнового поглощения для трех различных частот возбуждения  $F = 46, 75$ , и  $110$  ГГц. Экспериментальные результаты показывают своеобразное поведение релаксационных явлений. При сравнительно небольших частотах возбуждения резонансные пики, соответствующие различным модам, не перекрываются, каждая мода имеет свою собственную хорошо определенную ширину линии. При более высоких частотах возбуждения моды становятся все ближе и ближе друг к другу, затем начинает перекрываться и, наконец, на частотах около  $110$  ГГц и выше все моды сливаются в один резонансный контур. Это качественное изменение магнитоплазменных резонансных линий должны вытекать из существенного изменения в физике механизма затухания, который, по-видимости, становится коллективным, а не одночастичным. Можно полагать, что ширина линии объединенных резонансных пиков определяется коллективным когерентным радиационным затуханием магнитоплазменных возбуждений в дисковом массиве.

Важным параметром, который должен иметь сильное влияние на радиационный вклад в ширину резонансной линии, является электронная плотность в ДЭС. Рис. 9 демонстрирует резонансные пики в случае коллективного когерентного радиационного распада плазменных мод. Вставка на рис. 9 показывает зависимость ширины линии

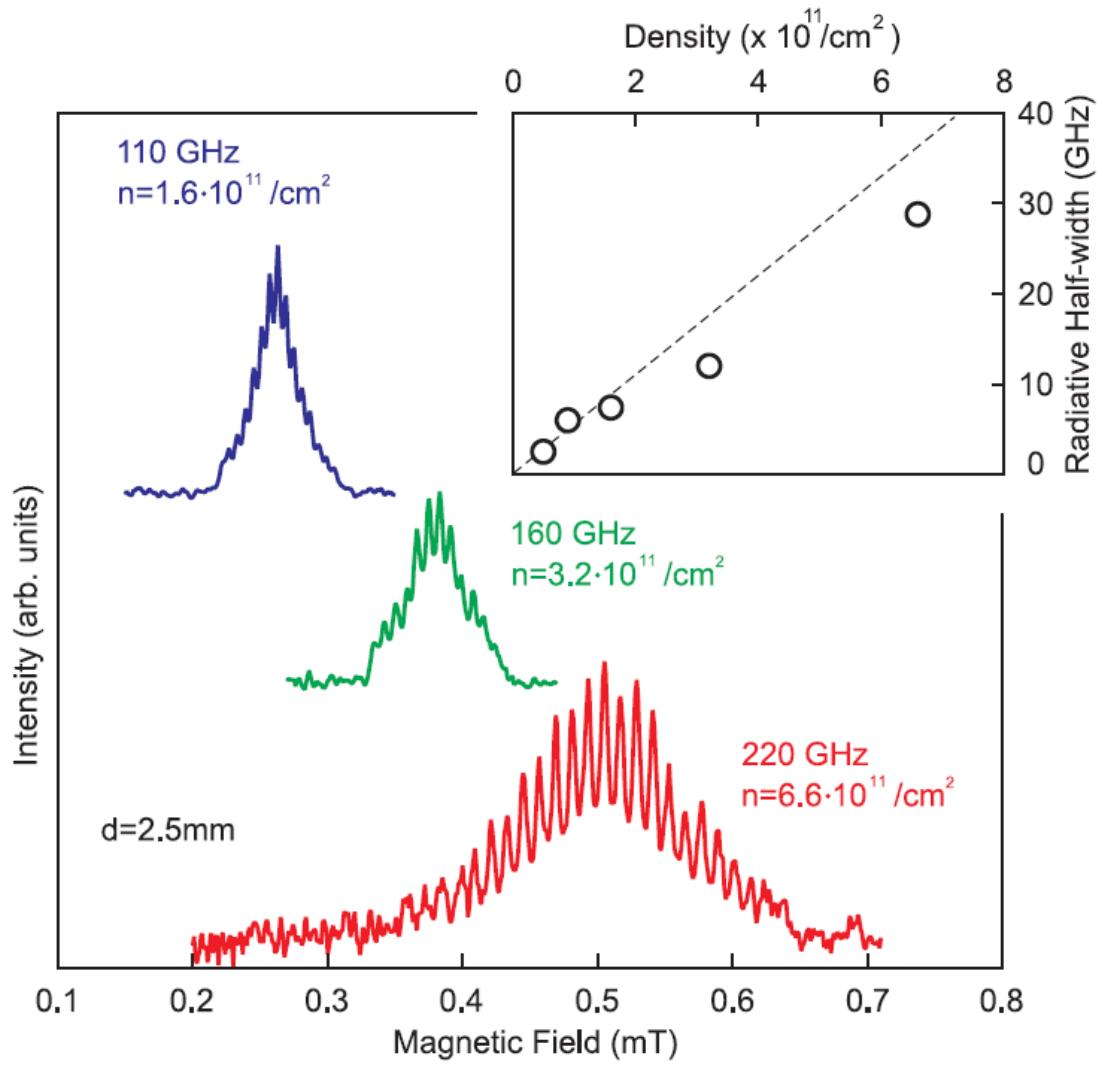


Рис. 9: Резонансные пики в случае коллективного когерентного радиационного распада плазменных мод. Вставка: зависимость ширины линии излучения от плотности

излучения от плотности. Ясно видно, что ширина линии зависит от плотности практически линейно. Тем не менее, фактические числовые значения ширины резонансной линии в несколько раз меньше, чем предсказано в работе [13]. Это противоречие свидетельствует о том, что существующих теорий недостаточно для надлежащего объяснения всех механизмов когерентного радиационного затухания плазменных мод в ДЭС в численном виде.

## 4 Заключение

Основные результаты работы состоят в следующем:

1. Было изучено поведение циклотронного времени релаксации в ДЭС при помощи двух методик детектирования циклотронного резонанса: по поглощению сигнала в микрополосковой линии и по изменению спектра фотолюминесценции при разогреве образца;
2. Показано, что с ростом температуры транспортное время релаксации стремится к циклотронному, и при температурах  $T > 60$  К транспортное и циклотронное время релаксации совпадают;
3. Показано, что циклотронное время релаксации, в отличие от транспортного, слабо зависит от электронной концентрации, причем в области низких концентраций  $\tau_{CR}/\tau_t > 1$ , что является новым фактом, не объяснимым в рамках классической теории;
4. В пределе  $d \ll \lambda$  показано, что полуширина магнитоплазменного резонанса фактически полностью определяется  $\Delta f = \gamma$ ;
5. Ширина магнитоплазменной резонансной линии сильно зависит от соотношения  $\lambda/d$ . Резонанс существенно расширяет с увеличением частоты из-за радиационного вклада в резонансное затухание;
6. В пределе  $\lambda \ll d$  возникает множество гармоник, ширина каждой из которых определяется  $\gamma$ , а ширина их общей огибающей определяется  $\Gamma$ .

## Список литературы

- [1] C. C. Grimes and G. Adams, Phys. Rev. Lett. **36**, 145 (1976)
- [2] S. J. Allen, D. C. Tsui and R. A. Logan, Phys. Rev. Lett. **38**, 980 (1977).
- [3] I. V. Kukushkin, M. Yu. Akimov, J. H. Smet et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 236803 (2004).
- [4] V. M. Muravev, A. A. Fortunatov, I. V. Kukushkin et al., Phys. Rev. Lett. **101**, 216801 (2008).
- [5] G. C. Dyer, G. R. Aizin, S. J. Allen et al., Nature Photonics **7**, 925 (2013).
- [6] V. M. Muravev, I. V. Andreev, I. V. Kukushkin et al., Phys. Rev. B **83**, 075309 (2011).
- [7] G. Scalari, C. Maissen, D. Turcinkova et al., Science **335** (6074), 1323 (2012).
- [8] W. Knap, M. Dyakonov, D. Coquillat et al., J. Infrared Millim. THz. Waves **30**, 1319 (2009).
- [9] I. V. Kukushkin, S. A. Mikhailov, J. H. Smet et al., Appl. Phys. Lett. **86**, 044101 (2005).
- [10] V. M. Muravev and I. V. Kukushkin, Appl. Phys. Lett. **100**, 082102 (2012).
- [11] V. M. Muravev, I. V. Kukushkin, A. L. Parakhonskii, J. H. Smet and K. von Klitzing, JETP Lett. **83**, 246 (2006).
- [12] V. M. Muravev, I. V. Andreev, I. V. Kukushkin, J. H. Smet and K. von Klitzing, JETP Lett. **87**, 577 (2008).
- [13] S. A. Mikhailov, Phys. Rev. B. **54**, 10335 (1996).

- [14] R. Masutomi, K. Sasaki, I. Yasuda et al., Phys. Rev. Lett. **106**, 196404 (2011).
- [15] R. P. Leavitt and J. W. Little, Phys. Rev. B 34, 2450 (1986).
- [16] I. V. Kukushkin, J. H. Smet, S. A. Mikhailov, D. V. Kulakovskii, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, Phys. Rev. Lett. 90, 156801 (2003).
- [17] I. V. Kukushkin, V. M. Muravev, J. H. Smet, M. Hauser, W. Dietsche, and K. von Klitzing, Phys. Rev. B 73, 113310 (2006).
- [18] I. V. Andreev, V. M. Muravev, V. N. Belyanin, and I. V. Kukushkin, Appl. Phys. Lett. 105, 202106 (2014).
- [19] L. W. Engel, D. Shahar, C. Kurdak et al., Phys. Rev. Lett. **71**, 2638 (1993).
- [20] I. V. Andreev, V. M. Muravev, D. V. Smetnev, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B 86, 125315 (2012).
- [21] B. M. Ashkinadze, A. Nazimov, E. Cohen et al., Phys. Status Solidi (a) 164, 523 (1997).
- [22] М. Ю Акимов, И. В. Кукушкин, С. И. Губарев и др., Письма в ЖЭТФ 72, 662 (2000)
- [23] B. M. Ashkinadze, V. I. Yudson, Phys. Rev. Lett. 83, 812 (1999).
- [24] I. V. Kukushkin, J. H. Smet, K. von Klitzing and W. Wegscheider, Nature 415, 409 (2002).
- [25] S. J. Allen, H. L. Stormer and J. C. M. Hwang, Phys. Rev. B. **28**, 4875 (1983).
- [26] F. Stern, Phys. Rev. Lett. 18, 546 (1967)