## МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ (ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ) ФАКУЛЬТЕТ ОБЩЕЙ И ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ КАФЕДРА ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА

На правах рукописи

Кайсин Борис Дмитриевич

# Исследование межподзонных коллективных возбуждений в двумерных электронных системах на основе ZnO/MgZnO.

010900 – прикладные математика и физика

выпускная квалификационная работа бакалавра естественных наук

Научный руководитель к.ф.-м.н. Ваньков Александр Борисович

Черноголовка 2015

# Содержание

1	1 Введение		
2	Ли	Литературный обзор4	
	2.1	Элементарные возбуждения в трёхмерных электронных системах4	
	2.2	Квазидвумерные электронные системы4	
	2.3	Квазидвумерные электронные системы в квантующем магнитном поле8	
	2.4	Возбуждения в квазидвумерных электронных системах	
3	Обрзцы и экспериментальная техника1		
	3.1	Образцы12	
	3.2 конце	Спектры фотолюминесценции гетероструктур MgZnO/ZnO. Определение ентрации двумерных электронов	
	3.3	Метод неупругого рассеяния света16	
4	Pe	зультаты19	
5	Выводы23		
6	б Список литературы		

## 1 Введение

В течении последних десятилетий большое внимание привлекли к себе низкоразмерные структуры на основе широкозонных полупроводников типа A<sup>II</sup>B<sup>VI</sup>. Основной интерес в исследовании таких структур, связан с разработкой устройств работающих оптических синей В И ультрафиолетовой областях светового спектра. Изначально исследования были сфокусированы на гетеропереходах типа ZnSe и GaN. Позже внимание привлекли оксидные системы, такие как ZnO. В особенности интерес вызывал легированный магнием ZnO, в котором изменением концентрации Mg-х можно регулировать ширину запрещённой зоны в  $Mg_{x}Zn_{1-x}O$ . Случайным ответвлением, в погоне за производством высококачественных тонких плёнок ZnO, стала реализация двумерной электронной системы на гетеропереходе ZnO/MgZnO, благодаря разрыву в поляризации двух слоёв. На сегодняшний день удалось добиться высокого качества в производстве данных гетероструктур, с высокой подвижностью  $10^5 - 10^6 \frac{\text{cm}^2}{\text{B*C}}$ порядкок имеющих Были электронов, двумерных реализованы эксперементы по наблюдению ЦКЭХ и ДКЭХ.

Отличительной чертой низкоразмерных систем на основе ZnO от хорошо изученных соединений GaAs является сильное кулоновское взаимодействие двумерных электронов. Для определения степени кулоновской корреляции используют безразмерный параметр, равный отношению кулоновского взаимодействия к энергии ферми

$$r_s = \frac{m^* e^2}{\varepsilon \hbar^2 \sqrt{\pi n}}$$

где  $m^*$ -эффективная масса электрона, *е*- заряд электрона, *є*диэлектрическая проницаемость, *n*-концентрация электронов. Для ZnO:  $m^* \approx 0.3m_0$ ,  $\varepsilon \approx 8$ , a для GaAs/AlGaAs  $m^* \approx 0.067m_0$   $\varepsilon \approx 12.9$  в следствии чего  $r_s^{\text{ZnO/MgZnO}} \sim 7r_s^{\text{GaAs/AlGaAs}}$ . В экспериментальных образцах  $r_s$  принимал значения от 3 до 20

Сильная кулоновская корреляция существенно усложняет теоретическое моделирование процессов в подобных системах и выводит на передний план экспериментальные методы исследования.

# 2 Литературный обзор

# 2.1 Элементарные возбуждения в трёхмерных электронных системах.

Для формирования теории возбуждений в системе взаимодействующих электронов, существуют две модели: модель ферми газа и модель ферми жидкости. Причём, в последней, электроны нельзя рассматривать как частицы.В этом случае используется концепция квазичастиц. Квазичастицы делятся на два типа: одночастичные возбуждения и коллективные возбуждения. Ко второму типу относятся плазменные колебания плотности заряда, простейшая теория которых была развита Бомом и Пайнсом[1,2]. Закон дисперсии плазменных колебаний в области малых значений импульсов *q*:

$$\omega^2(q) = \omega_p^2 + \frac{3}{5} \left(\frac{p_F}{\mathrm{m}^*}q\right)^2$$

Где  $\omega_p^2 = \frac{4\pi n_0 e^2}{m^* \epsilon}$ -квадрат плазменной частоты,  $p_F$ -ферми импульс,  $n_0$ плотность электронов, m<sup>\*</sup>-эффективная масса электрона,  $\epsilon$ диэлектрическая проницаемость среды e-заряд электрона.

#### 2.2 Квазидвумерные электронные системы.

Существует несколько способов формирования двумерных проводящих каналов. Наиболее распространённый из них применяется в МДП (металл-диэлектрик-полупроводник) структурах. Также двумерный электронный газ можно получить, например, в гетероструктурах, т.е. многослойных структурах из различных полупроводников, выращенных на одной подложке, в общем случае отличающихся шириной запрещенной зоны. (Рис. 1)[3, 4]

Появление 2D-канала связано с туннелированием носителей заряда из слоя легирующих примесей в потенциальную яму зоны проводимости гетеросруктуры. Пространственное ограничение газа свободных электронов по одному из направлений, потенциальным барьером, приводит к дискретизации энергетического спектра электронов, вид которого определяется параметрами потенциальной ямы.

Широко распространенными структурами для исследования двумерных электронных систем являются полупроводниковые гетероструктуры, квантовые ямы на основе GaAs/AlGaAs,выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Интерес к их исследованию вызван сверхвысоким качеством (достигается подвижность 5x10<sup>7</sup> см<sup>2</sup>/В\*с), позволяющим наблюдать множество коллективных эффектов физики 2D электронов.

В гетероструктуре AlGaAs/GaAs/AlGaAs электроны в слое GaAs будут находиться в так называемой квантовой яме. При этом электроны в плоскости, перпендикулярной направлению роста, могут двигаться свободно, а по третьему направлению их движение будет ограничено потенциальными барьерами AlGaAs.(Puc. 1)

Из-за малой эффективной массы энергия размерного квантования для электронов имеет порядок сотен Кельвин (т.е.десятки мэВ). Если эта величина превышает все другие характерные энергии (фермиевскую и тепловую), электроны занимают нижнюю подзону размерного квантования, а их динамика является эффективно двумерной.

Исследование энергетического спектра квазидвумерного электронного газа является одной из важнейших задач, необходимых для микроскопического описания физических явлений в 2D-системах.



Формирование двумерного электронного канала в гетероструктурах  $Mg_xZn_{1-x}O/ZnO$  происходит иначе, чем вAlGaAs/GaAs, а именно не требуется допирование другими элементами [5,6]. Двумерный канал образуется из-за разницы в поляризациях на границе между ZnO и  $Mg_xZn_{1-x}O$ . Образовавшийся ионный заряда на границе, вследствии разницы спонтанных поляризаций, приводит к появлению электрического поля, по обе стороны от гетероперехрода. Электрическое поле, в свою очередь, приводит к искривлению энергетических зон. (Рис. 2а). Если толщина одного из материалов достаточно велика то электроны, находящиеся в валентной зоне, имеют возможность туннелировать в зону проводимости, в результате чего в канале образуется двумерный электронный газ, экранирование которым приведёт к частичному выпрямлению зон. (Рис. 2b)





В последние десятилетия удалось добиться существенного прогресса в производстве гетероструктур на основе  $Mg_xZn_{1-x}O/ZnO.B$  квазидвумерных каналах достигаются подвижности порядка 5 \*  $10^5 \frac{\text{см}^2}{\text{B*C}}$ . Были реализованы эксперементы по наблюдению ЦКЭХ и ДКЭХ. Сочетание высоких электронных подвижностей и сильного межчастичного взаимодействия делает эти электронные системы перспективными с точки зрения обнаружения новых, многочастичных явлений и когерентных состояний 2D-электронов.

# 2.3 Квазидвумерные электронные системы в квантующем магнитном поле.

Рассмотрим движение электрона имеющего заряд –е и массу m, в однородном магнитном поле В направленном по оси Z

Согласно классической теории, электрон будет двигаться по спирали, причём на компоненту скорости направленную вдоль оси Z поле не будет

оказывать никакого влиянии, а в плоскости X-Y он будет совершать круговые, циклотронные вращения с частотой  $\omega_c = \frac{eB}{mc}$ 

Квантовомеханическое рассмотрение задачи было впервые выполнено Ландау[8]. Для нахождения собственных значений энергий и собственных волновых функций нужно рассмотреть уравнение Шредингера для электрона с учётом векторного потенциала магнитного поля и спина. В калибровке Ландау А=(-*By*,0,0) уравнение принимает вид:

$$\frac{1}{2m^*} \Big[ (\hat{p}_x - \frac{eB}{c}y)^2 + \hat{p}_y^2 + \hat{p}_z^2 + V(z) \Big] \psi + g^* \mu_B S_z \psi = E \psi$$

Решая это уравнение, находим следующее выражение для уровней энергии двумерного электрона в однородном перпендикулярном магнитном поле:

$$E_n = E_z + \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_c + g^*\mu_B S_z B$$

Первое слагаемое равно энергии подзоны размерного квантования, второе задаёт дискретные значения энергии, отвечающие движению в плоскости (уровни Ландау), и последнее слагаемое связано с энергией Зеемана.

#### 2.4 Возбуждения в квазидвумерных электронных системах.

В квазидвумерных системах, спектр разбивается на совокупность подзон размерного квантования. При этом электронная система может считаться двумерной, если энергетические масштабы, связанные с поперечным квантованием, превышают все другие характерные энергии (энергию теплового движения). Существует Ферми И энергию два типа возбуждений: внутриподзонные возбуждения(внутри одной подзоны размерного квантования) и межподзонные возбуждения(связанные с переходами между различными подзонами размерного квантования).

Межподзонные возбуждения связаны с ограниченным в пространстве движением перпендикулярно двумерной системе. Они представляют собой переход электронов с заполненных нижних подуровней размерного квантования в вышележащие, пустые(Рис.4). Спектр межподзонных

9

одночастичных возбуждений суть набор континуумов которые разделены межподзонными энергиями  $E_{i,0}$ 

$$E^{i}(q) = E_{i,0} + \frac{(p+q)^{2}}{2m^{*}} - \frac{p^{2}}{2m^{*}} = E_{i,0} + \frac{2pq+q^{2}}{2m^{*}}$$

 $p \le p_F$ ;  $|p + q| \ge p_F$ , где -начальный импульс электрона, q- импульс квазичастицы. Помимо одночастичных возбуждений существуют коллективные ветви основных возбуждений спиновой и зарядовой плотности (SDE и CDE) (Puc.5). Возбуждение CDE и SDEможно рассматривать как синглетное и триплетное состояние экситона, образованного электроном в возбуждённой подзоне и дыркой под уровнем ферми.





Энергии СDEи SDEневырождены, так как в энергию CDEвходит энергия макроскопической поляризации электронной системы (деполяризационный сдвиг). Энергию коллективных возбуждений можно получить в приближении локальной плотности(LDA). В этом случае волновые функции факторизуются  $\psi(r,z) = \phi(r)\varphi(z).$ Энергия полюсов полной деполяризационного сдвига находится ИЗ поляризационной функции и даётся выражением [9]:

$$V(q) = \frac{2\pi e^2}{\epsilon q} \int dz_1 \int dz_2 \,\varphi_0(z_1) \varphi_1(z_1) e^{-q|z_1-z_2|} \varphi_0(z_2) \varphi_1(z_2)$$

Где -заряд электрона, *ε*- диэлектрическая проницаемость, *q*-импульс возбуждения, *z*<sub>1</sub>-координата дырки *z*<sub>2</sub>-координата электрона.

## 3 Обрзцы и экспериментальная техника.

## 3.1 Образцы

Эксперименты проводились на образцах  $Mg_xZn_{1-x}O/ZnO(x\sim0.01 - 0.1)$  с одиночным гетеропереходом. Структуры были выращены на подложке из ZnO, методом молекулярно-пучковой эпитаксии с характерными размерами слоёв ZnO-500нм,  $Mg_xZn_{1-x}O$ -300нм. (Рис. 6)В зависимости от х концентрация электронов в двумерном канале менялась в диапазоне  $5*10^{10} - 10^{12}$  см<sup>-2</sup>. В разных образцах достигалась подвижность от 80000 до 500 000  $\frac{\text{см}^2}{\text{R}_*\text{с}}$ .



Для возбуждения системы использовалось излучение Ti:Sp лазера Matisse TR с длиной волны, перестраиваемой в диапазоне 720-740нм, с максимальной выходной мощностью 700 мВт. Далее оно удваивалось по

частоте с целью получить надбарьерное фотовозбуждение для гетероструктур ZnO/MgZnO в фиолетовой области (около 360 нм).

На выходе из лазера, луч попадал на фильтр (Рис. 7), отсекающий зелёный свет лазера накачки Millennia Series, оставляя красный. Кроме того, фильтр играл роль поворотного зеркала, после которого отклоненная часть света попадала на измеритель длины волны Wavemeter, на основе интерферометра Фабри - Перо. Прошедшая часть луча фокусировалась в глубь нелинейного кристалла BBO(BaB<sub>2</sub>O<sub>4</sub>)- одноосный кристалл, который использовался для удвоения частоты лазера. Характерные размеры кристалла 6×5×12мм<sup>2</sup>. Таким образом, получались необходимые длины волн света в фиолетовом диапазоне длин волн~ 359 - 368 нм,а выходная мощность составляла 2-8мкВт. После кристалла ВВО луч, содержащий фиолетовою компоненту, проходя через фильтр СЗС-21 с поглощением в красной области спектра (620 – 1500 нм) и собирающую линзу, фокусировался и направлялся в световод, протянутый к криостату. Свет, попадавший из световода на образец и рассеянный на нем, собирался вторым световодом, протянутым к спектрометру. В части экспериментов на концах световодов были закреплены поляризаторы. (Рис.8) При этом образец находился в криостат Oxford с откачкой паров He3, что позволяло охлаждать его до температуры 0,3К. Криостат был оборудован сверхпроводящим соленоидом, для создания магнитного поля в пределах 0-14Т Собранный сигнал фотолюминесценции через другой световод поступал на вход спектрометра Monospec с дисперсией 5А/мм И спектральным разрешением 0.3A. Фоторегистрация осуществлялась с помощью ССД-матрицы, охлаждаемой азотом.

13



# 3.2 Спектры фотолюминесценции гетероструктур MgZnO/ZnO. Определение концентрации двумерных электронов.

Для определения концентрации электронов в двумерных каналах использовались спектры фотолюминесценции(Рис. 9)

На рисунках 10 (а) и (б) изображена магнитополевая зависимость сигнала фотолюминесценции для двух образцов различной плотности (образцы 202 и 302) в зависимости от магнитного поля при фиксированной энергии регистрации, возбуждение 325 нм (HeCd-лазер). На графике наблюдаются осцилляции интенсивности. Минимумы осцилляций являются периодическими, и соответствуют целочисленным факторам заполнения уровней Ландау [9] и из их периодичности можно оценить концентрацию n<sub>2D</sub>. Значения магнитных полей в минимумах двумерных электронов описываются зависимостью B~  $1/\upsilon$ . интенсивности хорошо для целочисленных факторов заполнения.





Рис. 10: Магнитополевая зависимость сигнала фотолюминесценции для образцов  $202(n = 3,6 * 10^{11} \text{ см}^{-2})$  (а) и  $302(n = 6,5 * 10^{11} \text{ см}^{-2})$  (б) при фиксированной энергии фотона 3,366 meV. Несколько минимумов для целочисленных факторов заполнения отмечены на рисунке. [11]

#### 3.3 Метод неупругого рассеяния света

Для определения энергий межподзонных возбуждений применялся метод неупругого (Рамановского) рассеяния свет. Суть которого заключается в том что свет, падающий на образец, не упруго рассеивается на нём передавая при этом часть энергии возбуждениям, энергия (рамановский сдвиг) которых определяется разностью детектируемых линий и энергии лазера. Импульс возбуждений в двумерной системе равен разности проекций импульсов налетающего и рассеянного фотонов на плоскость образца(Рис. 11):

$$q_{ex}^{||} = \frac{2\pi}{\lambda_{in}} sin(\theta_{in}) + \frac{2\pi}{\lambda_{sc}} sin(\theta_{sc})$$



Варьируя экспериментальную конфигурацию можно изменять импульс возбуждения в диапазоне 0,5-3\*10<sup>5</sup> см<sup>-1</sup>

Рамановская природа линии определяется тестом с изменением длины волны лазера, при этом сигнал не упруго рассеянного света "ползет" в след за линией лазера (Рис. 12), тогда как сигнал фотолюминесценции при этом "неподвижен"

Для выявления принадлежности линии к CDE или SDE проводится "поляризационный" тест. Для этого на концах световодов крепятся поляризаторы, CDE линия не будет проявляться при перпендикулярной ориентации поляризаторов, а SDE при параллельной.



### 4 Результаты

Для идентификации линий CDE и SDE были поставлены поляризационные тесты. Для определения природы линии, на одном и том же образце в одном и том же диапазоне длин волн снималось два спектра, в перпендикулярной и параллельной поляризации (Рис. 13 и 14).





Сложность данного эксперимента заключалось том что и без того слабый сигнал от лазера накачки и неупругого рассеянного света частично подавлялся поляризаторами. Так же идентификация линий неупругого рассеянного света была затруднена тем, что в основном они проявлялись вблизи линий люминесценции, имеющие гораздо большую интенсивность. Для регистрации столь малого сигнала, приходилось записывать спектры в течении продолжительного времени (от полу часа до нескольких часов). В тоге в спектре проявлялись еле уловимые линии межподзонных возбуждений.



Для регистрации широкой полосы одночастичного континуума возбуждений, щель спектрометра была увеличена до 120 мкм. В итоге она была зарегистрирована на нескольких образцах вблизи линии CDE (Рис. 15)

Интересным фактом, выявленным в ходе эксперимента, является то, что одночастичный континуум (SPE) лежит не между линиями CDE и SDE, как например в GaAs/AlGaAs, а выше линии CDE (Puc. 16), оценочная ширина линии в зависимости от концентрации имеет порядок 1-2meV



Ширина линии SPE даётся следующим выражением:  $E_{1,0} - u_F q \leq E_{SPE} \leq E_{1,0} + u_F q$ , видно, что при малых импульсах энергия одночастичного возбуждения совпадает с энергией размерноквантованной подзоны. С другой стороны энергия линий CDE и SDE даётся выражениями:  $E_{CDE} \sim E_{i,0} + E_d - E_{ex}$ ,  $E_{SDE} \sim E_{i,0} - E_{ex}$ , где  $E_d \sim (\frac{ne^2}{\epsilon m^* w})^{1/2}$ , а  $E_{ex} \sim m^* / \epsilon^2$ , исходя из результатов эксперимента, можно сделать вывод что энергия экситонного взаимодействия превзошла энергию диполяризационного сдвига (вследствие увеличения эффективной массы и уменьшения диэлектрической проницаемости по сравнению с GaAs ), что и вызвало понижение энергии CDE по сравнению с энергией SPE.

## 5 Выводы

- Методом неупругого рассеяния света были измерены энергии межподзонных возбуждений (CDE, SDE, SPE) в гетероструктурахZnO/MgZnO
- С помощью спектров фотолюминесценции были оценены плотности двумерных электронов в образцах
- Получена зависимость энергии межподзонных возбуждений в зависимости от концентрации электронов в квазидвумерных каналах
- Обнаружено превосходство энергии SPE над энергией CDE

## 6 Список литературы

[1] D. Bohm, D. Pines, "A Collective Description of Electron Interactions. *I. Magnetic Interactions*", Phys. Rev. 82, 625–634 (1951); "ACollective Description of Electron Interactions: II. Collective vsIndividual Particle Aspects of the Interactions", 85, 338 (1952).

[2] Д. Пайнес, Элементарныевозбуждениявтвёрдыхтелах, издательство "Мир", Москва (1965).

[3] Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц, "Квантовая механика. Нерелятивистская теория", М.: Наука (1989)

[4] П. Ю., М. Кардона, "*Основы физики полупроводников*", М.: ФИЗМАТЛИТ (2002)

[5] J. Betancourt, J. J. Saavedra-Arias, J. D. Burton, Y. Ishikawa, E. Y. Tsymbal, and J. P. Velev "*Polarization discontinuity induced two-dimensional electron gas at ZnO/Zn(Mg)O interfaces: A first-principles study*" Phys. Rev. B 88, 085418 (2013)

[6] Y. Kozuka, A. Tsukazaki, M. Kawasaki "*Challenges and opportunities of ZnO-related single crystalline heterostructures*" Applied Physics Reviews 1, 011303 (2014)

[7] T. Makino, Y. Segawa, A. Tsukazaki, H. Saito, S. Takeyama, S. Akasaka, K. Nakahara, and M. Kawasaki "*Magneto-photoluminescence of charged excitons* from MgxZn1-xO/ZnO heterojunctions" Phys. Rev. B **87**, 085312 (2013)

[8] Л. Д. Ландау "Диамагнетизм металлов" Z.Phys. 64, 629 (1930).

[9] A. C. Tselis, J. J. Quinn, "*Theory of collective excitations in semiconductorsuperlattice structures*", Phys. Rev. B 29, 3318–3335 (1984).

[10] А.Б. Ваньков, "Циклотронные спин-флип возбуждения в двумерных электронных системах в режиме квантового эффекта Холла", кандидатская диссертация (2009)

[11]V. E. Kozlov, A. B. Van'kov, S. I. Gubarev, I. V. Kukushkin, V. V. Solovyev, J. Falson, D. Maryenko, Y. Kozuka, A. Tsukazaki, M. Kawasaki, J. H. Smet "*Microwave magnetoplasma resonances of two-dimensional electrons inMgZnO/ZnO heterojunctions*" Phys. Rev. B **00**, 005300 (2015)