

**САМАРҚАНД ДАВЛАТ УНИВЕРСИТЕТИ ҲУЗУРИДАГИ  
ФАЛСАФА ДОКТОРИ ИЛМий ДАРАЖАСИНИ БЕРУВЧИ  
PhD.29.08.2017.FM.02.04 РАҚАМЛИ ИЛМий КЕНГАШ  
МУҲАММАД АЛ-ХОРАЗМий НОМИДАГИ  
ТОШКЕНТ АХБОРОТ ТЕХНОЛОГИЯЛАР УНИВЕРСИТЕТИ  
САМАРҚАНД ФИЛИАЛИ**

**ХУЖАНОВА ДИЛАФРЎЗ ШАКАРБЕКОВНА**

**ПАСТ ЎЛЧАМЛИ ЭЛЕКТРОН ТИЗИМЛАРИ ОПТИК  
ХОССАЛАРИНИНГ ХУСУСИЯТЛАРИ**

**01.04.05 – оптика**

**ФИЗИКА-МАТЕМАТИКА ФАНЛАРИ БЎЙИЧА ФАЛСАФА ДОКТОРИ (PhD)  
ДИССЕРТАЦИЯСИ АВТОРЕФЕРАТИ**

**Самарқанд – 2019**

**Физика-математика фанлари бўйича фалсафа доктори (PhD)  
диссертацияси автореферати мундарижаси**

**Оглавление автореферата диссертации доктора философии (PhD)  
по физико-математическим наукам**

**Contents of dissertation abstract of doctor of philosophy (PhD)  
on physical-mathematical sciences**

**Хужанова Дилафрўз Шакарбековна**

Паст ўлчамли электрон тизимлари оптик хоссаларининг хусусиятлари... 3

**Хужанова Дилафруз Шакарбековна**

Особенности оптических свойств низкоразмерных электронных систем... 25

**Khujanova Dilafruz Shakarbekovna**

Peculiarity of optical properties of low-dimensional electronic systems..... 47

**Эълон қилинган ишлар рўйхати**

Список опубликованных работ

List of published works..... 51

**САМАРҚАНД ДАВЛАТ УНИВЕРСИТЕТИ ҲУЗУРИДАГИ  
ФАЛСАФА ДОКТОРИ ИЛМИЙ ДАРАЖАСИНИ БЕРУВЧИ  
PhD.29.08.2017.FM.02.04 РАҚАМЛИ ИЛМИЙ КЕНГАШ  
МУҲАММАД АЛ-ХОРАЗМИЙ НОМИДАГИ  
ТОШКЕНТ АХБОРОТ ТЕХНОЛОГИЯЛАР УНИВЕРСИТЕТИ  
САМАРҚАНД ФИЛИАЛИ**

**ХУЖАНОВА ДИЛАФРЎЗ ШАКАРБЕКОВНА**

**ПАСТ ЎЛЧАМЛИ ЭЛЕКТРОН ТИЗИМЛАРИ ОПТИК  
ХОССАЛАРИНИНГ ХУСУСИЯТЛАРИ**

**01.04.05 – оптика**

**ФИЗИКА-МАТЕМАТИКА ФАНЛАРИ БЎЙИЧА ФАЛСАФА ДОКТОРИ (PhD)  
ДИССЕРТАЦИЯСИ АВТОРЕФЕРАТИ**

**Самарқанд – 2019**

**Физика-математика фанлари бўйича фалсафа доктори (PhD) диссертацияси мавзуси Ўзбекистон Республикаси Вазирлар Маҳкамаси ҳузуридаги Олий аттестация комиссиясида В2018.3.PhD/FM278 рақам билан рўйхатга олинган.**

Диссертация Муҳаммад ал-Хоразмий номидаги Тошкент ахборот технологиялари университети Самарқанд филиалида бажарилган.

Диссертация автореферати уч тилда (ўзбек, рус, инглиз (резюме)) Илмий кенгаш веб-саҳифасида ([www.samdu.uz](http://www.samdu.uz)) ва «ZiyoNet» ахборот таълим порталида ([www.ziyounet.uz](http://www.ziyounet.uz)) жойлаштирилган.

**Илмий раҳбар:**

**Эшпўлатов Барат**

Физика-математика фанлари доктори

**Расмий оппонентлар:**

**Оксенгендлер Борис Леонидович**

Физика-математика фанлари доктори, профессор

**Қўйлиев Баҳрон Тўхлиевич**

Физика-математика фанлари номзоди, доцент

**Етакчи ташкилот:**

**Фарғона давлат университети**

Диссертация ҳимояси Самарқанд давлат университети ҳузуридаги PhD. 29.08.2017. FM.02.04 рақамли Илмий кенгашнинг 2019 йил «\_\_\_» \_\_\_\_\_ соат \_\_\_даги мажлисида бўлиб ўтади. (**Манзил:** 140104, Самарқанд шаҳри, Университет ҳиёбони, 15. **Тел:** (99866) 239-17-14, 239-11-40; **факс:** (99866) 239-11-40; **e-mail:** [devonxona@samdu.uz](mailto:devonxona@samdu.uz) Самарқанд давлат университети, Физика факультети, 1-қават, 63-хона).

Диссертация билан Самарқанд давлат университетининг Ахборот-ресурс марказида танишиш мумкин (\_\_\_\_ рақами билан рўйхатга олинган). **Манзил:** 140104, Самарқанд шаҳри, Университет ҳиёбони, 15. **Тел:** (99866) 239-17-14, 239-11-40; **факс:** (99866) 239-11-40.

Диссертация автореферати 2019 йил “\_\_\_” \_\_\_\_\_ куни тарқатилди.  
(2019 йил “\_\_\_” \_\_\_\_\_ даги \_\_\_\_\_ рақамли реестр баённомаси).

**М. Х. Ашуров**

Илмий даражалар берувчи илмий кенгаш раиси, ф.-м.ф.д., академик

**Р. М. Ражабов**

Илмий даражалар берувчи илмий кенгаш илмий котиби, ф.-м.ф.н.доцент

**Д. И. Семенов**

Илмий даражалар берувчи илмий кенгаш ҳузуридаги илмий семинар раиси, ф.-м.ф.д

## **КИРИШ (фалсафа доктори (PhD) диссертацияси аннотацияси)**

**Диссертация мавзусининг долзарблиги ва зарурати.** Жаҳонда тез суратлар билан ривожланаётган оптика соҳасида истиқболли йўналишлардан бири бўлган паст ўлчамли тизимларнинг оптик хоссаларини ўрганишга алоҳида эътибор қаратилмоқда. Бу борада оптик хоссаларни ўрганиш орқали асосан наноўлчамли тизим билан электромагнит тўлқинлар ўзаро таъсирлашганидан сўнг, электрон ва панжара тизимчалари структуралари, бу тизимчаларнинг бир-бирлари билан ўзаро таъсир механизмлари, хусусан, электрон ва экситон спектрлари, уйғонган ҳолатларнинг яшаш вақти ва сочилиш механизмлари тўғрисида маълумотларга эга бўламиз. Масалан, ёруғликнинг комбинацион сочилиши паст ўлчамли структура (метал–диэлектрик-яримўтказгич тизимидаги яримўтказгич юзасига яқин қатлам (инверсион ва аккумуляцион) лар, квант ўра, квант ип, гетероструктура ва устпанжара) ларнинг электрон хоссаларини ўрганиш учун самарали фойдаланилмоқда. Жонсон-Ларсенларнинг дастлабки тажрибалари пайдо бўлганидан сўнг магнитполярон эффект назарийчилар ва экспериментаторларнинг диққат-эътиборини жалб қилиб келмоқда. Шундан бери оптик ҳодисаларда магнитполярон хусусиятлари мукамал ўрганилмоқда. Резонанс магнитполярон эффект дастлаб яримўтказгичларда ёруғликнинг зоналараро магнитооптик ютилишида кузатилган.

Бугунги кунда жаҳонда ривожланган мамлакатларда электронларнинг ўлчамли квантланиши натижасида ҳосил бўладиган паст ўлчамли яримўтказгичли объектларнинг пайдо бўлиши Жонсон-Ларсен эффектига қизиқишнинг янги тўлқинини юзага келтирди. Ўлчамли квантланган тизимларда магнитполярон эффектларнинг ёруғликнинг зоналараро магнитооптик ютилишига таъсирини ва ёруғликнинг кўп фонли комбинацион сочилишини чуқур тадқиқ қилиш илмий изланишларнинг муҳим вазифаларидан ҳисобланади. Демак, паст ўлчамли структураларнинг оптик хоссаларини ўрганиш ҳозирги вақтда ҳам долзарб масалалардан бири ҳисобланади.

Мамлакатимизда фундаментал фанларнинг амалий ривожини билан боғлиқ бўлган долзарб йўналишларига эътибор кучайтирилмоқда. Ўзбекистон Республикасини янада ривожлантиришнинг Ҳаракатлар Стратегиясида<sup>1</sup> илмий ютуқларини амалиётга жорий этишнинг самарали механизмларини яратиш масалалари илмий тадқиқотчиларнинг диққат марказида бўлиб келмоқда. Микроэлектроника ва оптоэлектроникаларнинг ривожланиши паст ўлчамли тизимларнинг физик хоссаларини назарий ва экспериментал ўрганиш билан боғлиқ. Бунинг натижасида катта ва ўта катта интеграл схемалар, зарядларни ташиш билан боғлиқ асбоблар ва турли элементларнинг катта зичликда жойлаштирилган структуралари яратилди.

Ушбу диссертация тадқиқоти Ўзбекистон Республикаси

---

<sup>1</sup>Ўзбекистон Республикаси Президентининг 2017-йил, 7-февралдаги ПФ-4947-сонли фармони “2017-2021 йилларда Ўзбекистон Республикасини ривожлантиришнинг бешта устивор йўналиши бўйича Ҳаракатлар стратегияси”.

Президентининг 2017-йил 7-февралдаги ПФ-4947-сонли “Ўзбекистон Республикасини янада ривожлантириш бўйича Ҳаракатлар Стратегияси тўғрисида”ги фармони ва Ўзбекистон Республикаси Президентининг 2017-йил 13-февралдаги ПҚ-2772-сон “2017-2021 йилларда электротехника саноатини ривожлантиришнинг устивор йўналишлари тўғрисида”ги Қарори ва 2017 йил 17 февралдаги ПҚ-2789-сон “Фанлар академияси фаолияти, илмий тадқиқот ишларини ташкил этиш, бошқариш ва молиялаштириш янада такомиллаштириш чора тадбирлари тўғрисида”ги Қарори ҳамда мазкур фаолиятга тегишли бошқа меъёрий-ҳуқуқий ҳужжатларда белгиланган вазифаларни амалга оширишга муайян даражада хизмат қилади.

**Тадқиқотнинг республика фан ва технологиялари ривожланишининг устивор йўналишларига мослиги.** Мазкур тадқиқот иши республика фан ва технологиялар ривожланишининг «ПФИ-2–Физика, астрономия, энергетика ва машинасозлик» устувор йўналишига мувофиқ бажарилган.

**Муаммонинг ўрганилганлик даражаси.** Икки ўлчамли электрон газ (ёки ўлчамли квант эффектлари) ларни систематик тадқиқот қилиш 1966-йилда деярли бир вақтда иккита авторлар гуруҳининг – М.И.Елинсон, Д.Н.Корнеев, И.Н.Луцкин ва Ю.Ф.Оргин (СССР ФА ИРЭ) ҳамда А.Фоулер, Ф.Фэнг, У.Говард, П.Стайлс (ИВМ фирмаси) америка олимлари томонидан мақолалар эълон қилингандан кейин бошланди.

Кейинги йилларда чет эллик С.В.Дике (АҚШ), L.Wendler, V.G.Grigoryan (Germany) ва россиялик рус олимлари Л.И.Коровин, И.Г.Ланг ва С.Т.Павловлар ўз тадқиқотлари орқали магнит майдонда ва магнит майдонсиз ёруғликнинг зоналараро ютилиш спектрлари паст ўлчамли (квант ўра, квант ип ва нуқтали) структуралардаги электрон ва ковак ҳолатлари спектрлари тўғрисида фойдали маълумотлар беришини кўрсатди.

Жонсон-Ларсен эффекти ўлчамли квантланиш туфайли кучайиши мумкин бўлган паст ўлчамли яримўтказгичли объектларнинг пайдо бўлиши магнитполярон эффектига қизиқишнинг янги тўлқинини (S.Das Sarma, A.Madhukar (AQSh), R.Lassing (Austriya), W.Zawadski (Polond)) вужудга келтирди.

Шуни алоҳида таъкидлаш керакки, бу соҳанинг ривожланишига Ўзбекистонлик олимлардан академик А.Т. Мамадалимов, профессорлар Р.Я.Расулов ва Б.Э.Эшпўлатовлар ҳам маълум ҳисса қўшганлар.

Охириги йилларда ўтказилган экспериментал ва назарий тадқиқотлар таҳлили шуни кўрсатадики, турли шаклдаги квант ипларда ёруғликнинг комбинацион сочилишнинг кетма-кет назарияси яратилмаган, бундан ташқари ёруғликнинг кўп фононли резонанс комбинацион сочилиш назарияси ва учта, тўртта Ландау сатҳларининг резонанс боғланишдаги квант ўрасида ёруғликнинг магнитооптик ютилиш назариялари ҳам тўлиқ яратилмаган.

**Тадқиқотнинг диссертация бажарилган олий таълим муассасасининг илмий тадқиқот ишлари режалари билан боғлиқлиги.** Диссертация тадқиқоти Тошкент ахборот технологиялари университети Самарқанд филиалининг Ф2-ФҚ-0-47339 Ф2-015-“Квант ўлчамли

наноструктуралар физикаси” 2012-2016 йилларга мўлжалланган грант асосидаги илмий тадқиқот ишлари режаси доирасида бажарилган.

**Тадқиқотнинг мақсади** ўлчамли квантланган яримўтказгичли ипларда ёруғликнинг зоналараро комбинацион сочилиши ва магнит майдонига жойлаштирилган квант ўрасида ёруғликнинг зоналараро магнитооптик ютилишида магнитполярон эффектларнинг, ёруғликнинг кўп фононли резонансли комбинацион сочилишининг назариясини яратишдан иборатдир.

**Тадқиқотнинг вазифалари:**

тўғри бурчакли ва цилиндрик шакллардаги квант ипларда ёруғликнинг комбинацион сочишиш дифференциал кесимини назарий ҳисоблаш;

квант ўрасидаги магнитполяронларни турларга ажратиш;

ўлчамли квантланган яримўтказгичли квант ўраларда квантловчи кучли магнит майдонида учламчи ва тўртламчи магнитполяронлар билан боғлиқ бўлган ёруғликнинг зоналараро магнитооптик ютилиш пик(чўкқи)ларининг ажралишини назарий ўрганиш;

квант ўрасида квантловчи кучли магнит майдонида эркин электрон-ковак жуфтлари иштирокида бўладиган ёруғликнинг кўпфононли резонанс комбинацион сочилиши жараёнларининг сочишиш кесимига ҳиссасини назарий ўрганиш;

“кучсизланган” магнитполярон спектрларини ҳисоблаш ва уларда ёруғликнинг зоналараро магнитооптик ютилишининг частотага боғлиқлигини ўрганиш.

**Тадқиқотнинг объекти** тўғри бурчакли ва цилиндрик шакллардаги квант ип ва квантловчи кучли магнит майдонидаги квант ўраси .

**Тадқиқотнинг предмети** бўлиб тўғри бурчакли ва цилиндрик шакллардаги квант ипларда ёруғликнинг комбинацион сочилиши дифференциал кесимини ҳисоблаш ва кучли магнит майдонда жойлашган квант ўрасида эркин электрон-ковак жуфт(ЭКЖ) иштирокида ёруғликнинг кўпфононли резонанс комбинацион сочишиш жараёнлари; учламчи, тўртламчи ва “кучсизланган” магнитполяронлар иштирокида квант ўраларида ёруғликнинг зоналараро магнитооптик ютилишини тадқиқ қилиш ҳисобланади.

**Тадқиқотнинг усуллари.** Паст ўлчамли квант тизимлари оптик хоссаларининг хусусиятларини ўрганишнинг асосий усуллари сифатида ёруғликнинг комбинацион сочилиши, ёруғликнинг кўп фононли резонанс сочилиши ва ёруғликнинг зоналараро магнитооптик ютилишини квантмеханикавий ҳисоблаш усуллари танланган. Кучли магнит майдонидаги квант ўраси ва квант ипдаги электрон ва ковакларнинг тўлқин функцияларини ва энергетик ҳолатларини аниқлаш учун мос Шредингер тенгламасининг ечимларидан фойдаланилган. Квант ипдаги ёруғликнинг комбинацион сочилиши (ЁКС) кесимини ҳисоблаш учун ғалаёнлар назариясидан фойдаланилган. Ёруғликнинг кўп фононли резонанс сочишиш (ЁКРС) кесимини ва ёруғликнинг магнитооптик ютилишини ҳисоблашда Грин функциясидан фойдаланилган. Грин функциясини аниқлаш ва ўлчамсиз массивой операторни ҳисоблаш учун Фейнман диаграмма усулидан фойдаланилган.

### **Тадқиқотнинг илмий янгилиги** қуйидагилардан иборат:

тўғри бурчакли ва цилиндрик шакллардаги яримўтказгичли квант ипларда ёруғликнинг зоналараро комбинацион сочилишининг анизотроп эканлиги ва ёруғликнинг сочилиш частотаси қатор дискрет қийматлар қабул қилиши аниқланган;

магнит майдонга жойлаштирилган квант ўрасидаги ёруғликнинг кўп фононли резонанс сочилиши ҳажмий яримўтказгичлардаги худди шундай сочилиш кесимига қараганда кўп қаррали кучайиши аниқланган;

электрон-фонон энергетик ҳолатлари бир нечта компоненталарга ажралиши фонон такрорланиш чўққиларининг мос компоненталарга ажралишига олиб келади ва бу чўққиларнинг ҳолатлари, интенсивликлари магнит майдонга боғлиқлигидан, компоненталар орасидаги масофа электрон-фонон ўзаро таъсирини характерловчи ўзгармас сон( $\alpha_0$ )нинг квадрат илдизига тенглиги аниқланган;

кучли магнит майдонда жойлашган квант ўраларида ҳосил бўладиган магнитполяронлар турларга ажратилган;

учламчи ва тўртламчи магнитполяронлар ҳосил бўлишида магнитооптик ютилиш пики (чўққиси) мос равишда учта ва тўртта компоненталарга ажралиши ҳамда ушбу пикларнинг нисбий интенсивлиги ва ҳолатлари магнит майдонга кучли боғлиқ эканлиги аниқланган;

“кучсизланган” магнитполярон таъсирида магнитооптик ютилиш пики иккита компонентага ажралиши кўрсатилган ва бу пиклар орасидаги масофа электрон-фонон ўзаро таъсир  $\alpha_0$  га тўғри пропорционал эканлиги аниқланган.

### **Тадқиқотнинг амалий натижалари** қуйидагилардан иборат:

квантланган иплардаги ёруғликнинг зоналараро сочилиш кесимининг кўзғатувчи ва сочилган ёруғликлар энергиясига боғлиқлик графиклари GaAs яримўтказгичга тегишли бўлган параметрлар мисолида сонли ҳисоблашлар натижасида олинган;

магнит майдондаги квант ўрада ҳосил бўладиган магнитполяронларнинг моделлари ишлаб чиқилган ва бу моделлар турларга ажратилган. Учламчи ва тўртламчи магнитполяронлар учун бу моделлар такомиллаштирилган;

$A^3B^5$  яримўтказгичлар учун резонанс магнит майдон ва магнитооптик чўққилар ажралиш катталиклари қийматлари аниқланган;

ёруғликнинг икки, уч, тўрт ва беш фононли комбинацион сочилишини ўрганишда яратилган моделлардан кўп фононли жараёнларни келгусида ўрганиш мақсадида олиб бориладиган илмий тадқиқотлар учун такомиллаштирилган;

электрон ва икки фонон ўртасидаги нозикли ўзаро таъсирининг модели–гамилтъониани яратилган;

**Тадқиқот натижаларининг ишончлилиги** танланган физик моделларнинг тўғри танланганлиги билан ва бу моделни ўрганишда ишлатиладиган математик усулларнинг пухталиги билан ҳамда олинган натижаларнинг бошқа авторлар томонидан олдин олинган натижаларга

мослиги ва адабиётларда келтирилган умумфизикавий тасаввурларга тўғри келиши билан белгиланади.

**Тадқиқот натижаларининг илмий ва амалий аҳамияти.** Диссертация натижаларининг илмий аҳамияти квантланган ипларда ёруғликнинг зоналараро комбинацион сочилиши, учламчи ва тўртламчи магнитполяронлар, ёруғликнинг кўп фононли резонанс сочилиши ва “кучсизланган” магнитполяронларнинг биринчи марта назарий ўрганилганлиги.

Олинган натижаларининг амалий аҳамияти ёруғликнинг зоналараро комбинацион сочилиши ва магнитооптика соҳаларида олиб борилаётган чуқурлаштирилган фундаментал тадқиқотлар билан бевосита боғлиқ. Бу ўз навбатида ҳозирги вақтда электроника соҳасида фойдаланиш учун микроэлектроник ва оптоэлектроник қурилмаларини ишлаб чиқишда, олдиндан башорат қилинган физик хоссалари янгича бўлган нано материалларни яратиш муаммосининг ижобий ечимини топиш учун зарурдир.

**Тадқиқот натижаларининг жорий қилиниши.** Паст ўлчамли электрон тизимлари оптик хоссаларининг ўзига хослигини ўрганиш бўйича олинган натижалар асосида:

ёруғликнинг зоналараро магнитооптик ютилишига учламчи ва тўртламчи магнитполяронлар таъсирини ўрганишда олинган натижалар Ф2-ФҚ-0-47339 Ф2-015 рақамли “Квант ўлчамли наноструктуралар физикаси” мавзусидаги 2012-2016 йилларга мўлжалланган фундаментал тадқиқотлар лойиҳасида фойдаланилган (Ўзбекистон Республикаси ахборот технологиялари ва коммуникацияларни ривожлантириш вазирлигининг 2018 йил 25 августдаги 33-8/6280-сонли маълумотномаси). Илмий натижаларнинг қўлланилиши квант ўлчамли наноструктураларнинг оптик хоссаларини тушунтириш ва улар тўғрисидаги илмий тасаввурларни кенгайтириш имконини берган;

квант ипида ёруғликнинг комбинацион сочилишини ва квант ўрасида магнит майдон таъсирида ёруғликнинг кўп фононли резонанс комбинацион сочилишини, шунингдек ёруғликнинг зоналараро магнитооптик ютилишда намоён бўладиган магнитополярон эффектлар билан боғлиқ илмий натижалари астрофизика фанини ўқитишда фойдаланилган (маълумотнома Manhattan College, May 14, 2019). Илмий натижаларнинг қўлланилиши табиий равишда мавжуд бўлган нейтрон юлдузларнинг хусусиятларини ўрганиш ва тушуниш имконини берган;

эркин электрон-ковак жуфтлари қатнашган ҳолда кучли магнит майдонида, квант ўрасидаги ёруғликнинг кўп фононли комбинацион сочилиши, Ландау энергетик ҳолатларининг учтаси ва тўрттаси резонанс боғланган ҳолда магнит майдонида ёруғликнинг зоналараро магнитооптик ютилиш пикининг мос равишда учта ва тўртта пикларга ажралиши натижаларидан БВ-Ф4-014-рақамли “Электромагнит мослашувликни ҳисобга олган ҳолда электрон қурилмалар, микро– ва нано– тизимлар юпқа элементлари магнит майдонида магнитоэластик тебранишлари масалаларини ечишнинг амалий усуллари ва магнитоэластикликнинг математик асосларини

ривожлантириш” мавзусидаги фундаментал лойиҳада микро– ва нано– тизимли юпқа элементларнинг магнит майдонида магнитоэластик тебранишлар частотасининг ўзгаришини, электромагнит мослашувлик ва микро– ва нано– тизимларда экранлаш муаммосини таҳлил қилишда қўлланилган (Ўзбекистон Республикаси ахборот технологиялари ва коммуникацияларни ривожлантириш вазирлигининг 2019 йил 10 октябрдаги 33-8/7136-сонли маълумотномаси). Илмий натижаларнинг қўлланилиши электромагнит мослашувлик ва микро– ва нано– тизимларда экранлаш муаммосини ҳал қилиш имконини берган;

**Тадқиқот натижаларининг апробацияси.** Мазкур тадқиқот натижалари 7 та халқаро ва 9 та республика миқёсидаги илмий амалий анжуманларда муҳокамадан ўтказилган.

**Тадқиқот натижаларининг эълон қилиниши.** Диссертация мавзуси бўйича жами 24 та илмий иш чоп этилган, шулардан Ўзбекистон Республикаси Олий аттестация комиссиясининг докторлик диссертациялари асосий илмий натижаларини чоп этиш тавсия этилган илмий нашрларда 8 та мақола (5 таси республика ва 3 таси хорижий журналларда) нашр этилган.

**Диссертациянинг ҳажми ва тузилиши.** Диссертация кириш, тўртта боб, хулоса, фойдаланилган адабиётлар рўйхатидан иборат. Диссертациянинг ҳажми 123 бетни ташкил қилади.

## ДИССЕРТАЦИЯНИНГ АСОСИЙ МАЗМУНИ

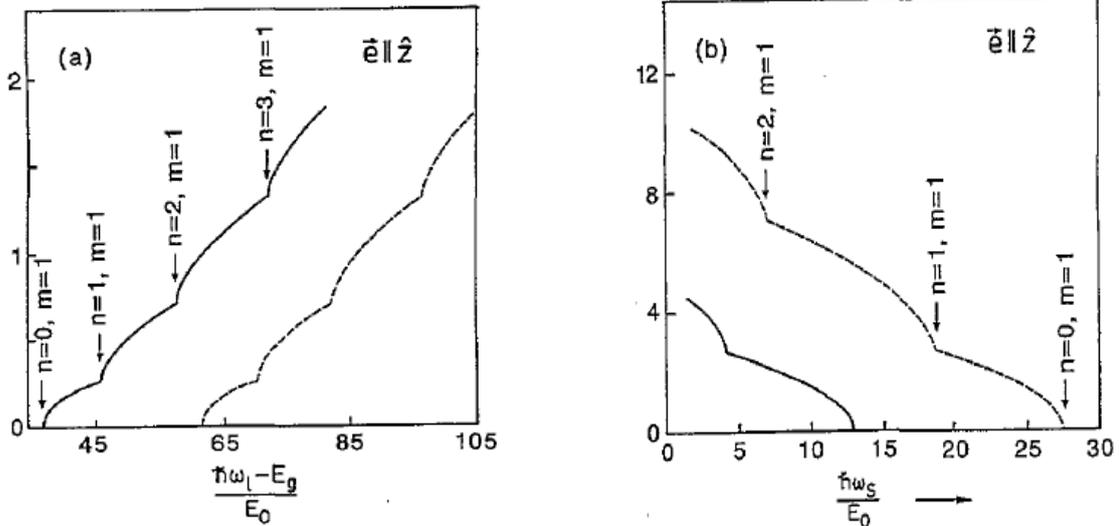
**Кириш** қисмида диссертация мавзусининг долзарблиги ва зарурати асосланган, тадқиқотнинг республика фан ва технологиялари ривожланишининг устивор йўналишларига мослиги кўрсатилган, мавзу бўйича хорижий илмий-тадқиқотларлар шарҳи, муаммонинг ўрганилганлик даражаси келтирилган, тадқиқот мақсади, вазифалари, объекти ва предмети тавсифланган, тадқиқотнинг илмий янгилиги ва амалий натижалари баён қилинган, олинган натижаларнинг жорий қилиниши, нашр этилган ишлар ва диссертация тузилиши бўйича маълумотлар берилган.

Диссертациянинг «**Яримўтказгичли квант ипларда ёруғликнинг зоналараро комбинацион сочилиши**» деб аталган биринчи бобида тўғри бурчакли ва цилиндрик шаклли квант ипларда ёруғликнинг зоналараро комбинацион сочилиши назарий таҳлил қилинган. Ёруғликнинг комбинацион сочилиш (ЁКС) дифференциал кесими иккала шаклдаги квант иплари учун анизотропик эканлиги кўрсатилган. Тўғри бурчакли шаклдаги квант ип учун ЁКС кесими  $\omega_s = \pi^2 (E_0/\hbar) \left(\frac{m_0}{m_h}\right) (n_e^2 - n_h^2)$  (бу ерда,  $E_0 = (\hbar^2/2m_0d^2)$ ,  $m_0$  - эркин электрон массаси,  $m_{e(h)}$  - электрон(ковак)нинг эффекив массаси,  $d$  - квант ипнинг  $x$  ўқи бўйлаб кенглиги(қалинлиги),  $n_{e(h)}$  - ўтказувчанлик зонасидаги (валент зонасидаги) ўлчамли квант ҳолатларнинг рақами.

Тўғри бурчакли шаклдаги квант ипда ҳосил бўладиган иккиламчи нурланишнинг частотаси  $0 < \omega_s < \omega_l - (E_g/\hbar) - (1 + d/l)(E_0/\hbar)$  ( $E_g$ -

тақиқланган зонанинг кенглиги,  $\omega_l$  – уйғотувчи ёруғликнинг частотаси,  $l$  – квант ипдаги  $u$  ўқи бўйлаб кенглиги (қалинлиги).

Сочилишнинг дифференциал кесимининг частотага боғлиқлигини таҳлил қилганимизда ўлчамли квантланган яримўтказгичли ипнинг қаралаётган моделида оралиқ ҳолатга ўтиш орқали ёруғликнинг сочилиш жараёни иккала шакл учун ҳам энергиянинг сақланиш қонунига мувофиқ дискрет қийматлар қаторини ҳосил қилиши кўрсатилган.



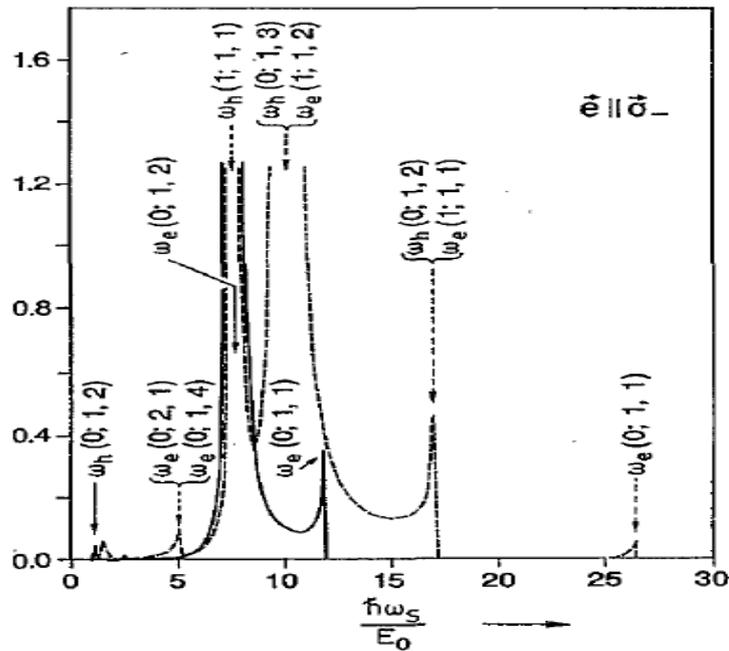
Узлуксиз чизиклар  $r_0 = 4$  нм ( $r_0$ –квант ип радиуси), нуқтали чизиклар эса  $r_0 = 3$  нм.  $\Gamma_f = 1$  мэв ва  $\Gamma = 3$  мэв. (a) Сочилиш коэффициенти  $[(\hbar\omega_l - E_g)/E_0]$  нинг функцияси сифатида киритилган (уйғониш спектри).

$\hbar\omega_l = 2,8$  эв, (b) Сочилиш коэффициенти  $[(\hbar\omega_s)/E_0]$  нинг функцияси сифатида киритилган (сочилиш спектри).  $\hbar\omega_s = 2,3$  эв. Стрелка билан валент зонасидаги ва ўтказувчанлик зонасидаги турли хил зоначалар орасидаги ўтишлар бўсағалари кўрсатилган ( $n, m$ )

**1-расм.  $\tilde{Z}(e_l, e_{sz})X$  сочилиш конфигурациясида GaAs квант ипи учун (ихтиёрий ўлчов бирликларда) ёруғликнинг комбинацион сочилиши.**

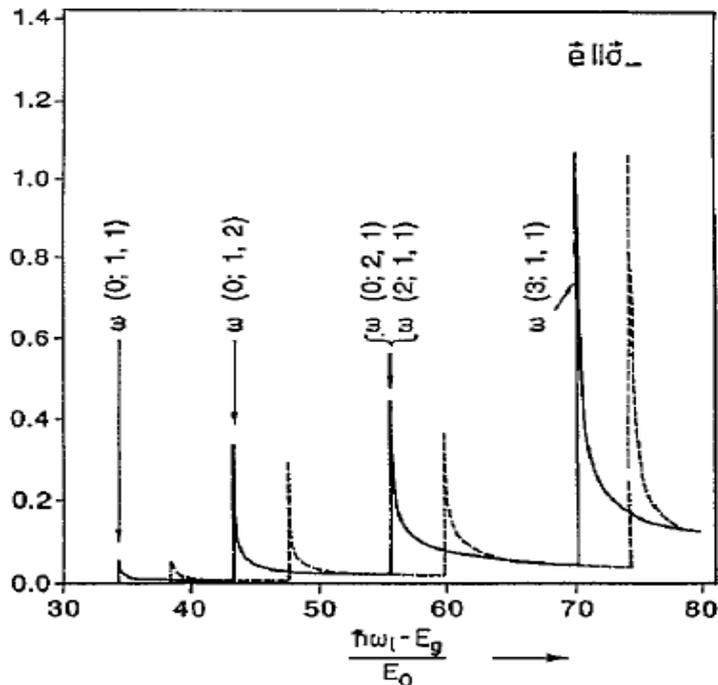
1a – расмда  $\tilde{Z}(e_l, e_{sz})X$  сочилиш конфигурациясида GaAs квант ипи учун уйғониш спектри кўрсатилган. Улар поғона кўринишга эга бўлиб,  $(\hbar\omega_l - E_g)$  нинг минимал қиймати  $x_{nm}$  нинг минимал қиймати (яъни  $x_{01}$ ) орқали аниқланади.  $(\hbar\omega_l - E_g)$ нинг каттароқ қийматларида юқорироқ зоначалар ўз ҳиссаларини бера бошлайдилар. 1a – расмда сочилишнинг худди шундай конфигурацияси учун чиқариш спектрлари келтирилган. Иккиламчи фотонларни чиқариш учун  $\hbar\omega_l - \hbar\omega_s - E_g > E_0 x_{nm}^2$  шарт бажарилиши зарур.  $\hbar\omega_l$ ,  $E_g$  ва  $E_0$  ларнинг берилган қийматлари учун бўсаға нуқталари  $x_{nm}$  нинг қийматлари билан аниқланади.

2-расмда  $\tilde{Z}(e_l, \sigma_-)Z$  конфигурация учун сочилиш спектрлари келтирилган. Бу ҳолда сочилиш коэффициентининг сингулярлик хоссалари кўзга ташланади. 3-расмда 2-расмдагидек сочилиш конфигурация учун уйғониш спектрлари кўрсатилган. Сингулярлик хоссалари кузатилган ва бу



Бу ерда ҳам 1- расмдагидек параметрларнинг қийматларидан сонли ҳисоблашда фойдаланилган. Электрон ва ковакларга мос келувчи зоначалар орасидаги резонансли ўтишлар мос равишда  $\omega_e(n_e; m_e, m_h)$  ва  $\omega_h(n_e; m_e, m_h)$  лар билан кўрсатилган.

**2-расм.  $\tilde{Z}(e_l, \sigma_-)Z$  сочилиш шаклида GaAs квант ипи учун  $(\hbar\omega_s)/E_0$  нинг функцияси сифатида сочилиш коэффиценти.**



Параметрларнинг 1-расмдаги қийматларидан сонли ҳисоблашда фойдаланилган. Электрон ковакларга мос келувчи зоначаларо резонансли ўтишлар  $\omega(n_e; m_e, m_h)$  кўринишда кўрсатилган.

**3-расм.  $\tilde{Z}(e_l, \sigma_-)Z$  сочилиш шаклида GaAs квант ипи учун  $(\hbar\omega_l - E_g)/E_0$  (уйғониш спектри) нинг функцияси сифатида сочилиш коэффиценти.**

сингулярликларнинг аниқ ҳолатлари кўрсатилган. Яна  $(\hbar\omega_l - E_g)/E_0$  нинг кичик қийматлари учун  $x_{n_e m_e}$  ва  $x_{n_h m_h}$  минимал қийматлар қабул қилганида бўсаға нуқталари кўзга ташланади.

Диссертациянинг «**Кучли магнит майдонида жойлашган квант ўрасидаги магнитполяронлар**» деб номланган иккинчи бобида учламчи ва тўртламчи магнитполярон эффектларининг ёруғликнинг зоналараро манитоптик ютилишига таъсири назарий кўриб ўтилган. Икки ўлчамли (2D) тизим сифатида яқка квант ўраси қаралган. Икки муҳит чегарасига перпендикуляр йўналтирилган магнит майдони оху текисликдаги ҳаракатни квантлайди, квант ўра эса  $z$  ўқи бўйлаб электроннинг эркин ҳаракатини квантлайди ва бутунлай дискрет (чексиз каррали айниган) энергетик ҳолатлар ҳосил бўлади, уларни таснифлаш квант ўрасидаги ўлчамли квант энергияси ва циклотрон энергия сатҳларининг ўзаро муносабатларига боғлиқ. Ўрадаги квантланиш энергияси циклотрон энергиясига нисбатан катта деб фараз қилинади. Энг пастки ўлчамли квантланиш энергетик сатҳи ва  $u$  билан боғланган Ландау сатҳлари қаралади. Қаралаётган ҳолда магнитоптик чўққиларнинг ажралишига олиб келувчи узун тўлқин узунликли оптик(ЛО) фононлар билан ўзаро таъсирни кучсиз деб ҳисоблаймиз. Кўпгина яримўтказгичларда  $(m_e/m_h) \ll 1$  шарт бажарилади деб фараз қиламиз. Квант ўрасининг ўтказувчанлик зонасида электроннинг ва валент зонасида ковакнинг Ладау сатҳларида пайдо бўлишига олиб келувчи (экситон ҳолатларининг вужудга келишини ҳисобга олмаймиз) зоналараро оптик ўтиш қаралган. Агар температура паст бўлса, танланган ўзаро таъсир механизми чегарасида коваклар фононни реал чиқара олмайди, чунки унинг учун уларда энергия етарли эмас. Ковак фононни уларнинг йўқлиги сабабли юта олмайди. Бу шароитда ўтказувчанлик зонасида электрон реал ҳолда ЛО фононни чиқариб квант сони  $n$  бўлган сатҳдан квант сони  $n - 1$  бўлган сатҳга ўтиши мумкин.

Кучли бир жинсли магнит майдонида квант ўрасидаги заррачанинг тўлқин функцияси ва энергетик ҳолатлари аниқланган. Бу тўлқин функциялари асосида электроннинг ҳажмий узун тўлқин узунликли оптик фононлар билан ўзаро таъсир гамилтониани ифодаси топилган.

Квант ўрасида ёруғлик энергиясининг ютилиш ҳиссаси куйидаги формула ёрдамида аиқланади.

$$W = W_0 \omega_{eH} \sum_{\alpha} \text{Re} i G_r(\alpha, \omega - \omega_{hH\alpha})$$

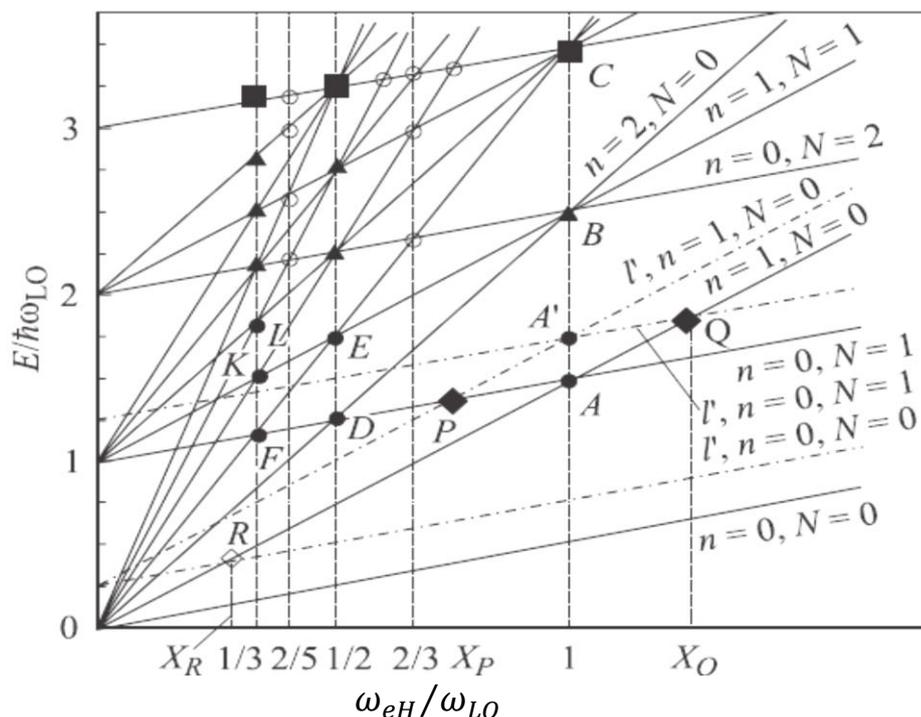
бу ерда  $G_r(\alpha, \varepsilon) = [\varepsilon - \omega_{eH\alpha} - \Sigma(\alpha, \varepsilon) + i\delta]^{-1}; \quad \delta \rightarrow +0.$

$$W_0 = \frac{8\sqrt{\varepsilon_p}}{(\sqrt{\varepsilon_p} + \sqrt{\varepsilon_l})^2} \left(\frac{e^2}{c\hbar}\right) \frac{|p_{cv}^y|^2}{m_0 E_g} \left(\frac{m_e}{m_0}\right), \quad \omega_{eH\alpha} = \omega_{eH} \left(n_{\alpha} + \frac{1}{2}\right) + \omega_{0e},$$

$$\omega_{hH\alpha} = E_g/\hbar + \omega_{hH} \left(n_{\alpha} + \frac{1}{2}\right) + \omega_{0h}, \quad \omega_{0e(h)} = (\hbar\pi^2/2d^2 m_{e(h)}),$$

$G_r(\alpha, \varepsilon)$  – электроннинг бирзаррачали кечиккан Грин функцияси,  $\Sigma(\alpha, \varepsilon)$  – массовый оператор,  $\omega$  – кўзғатувчи ташқи ИҚ - нурланиш частотаси. Бу ерда,  $P_{cv}^y$  – блох модуллаштирувчи кўпайтувчилар асосида ҳисобланган импульснинг зоналараро матрица элементи,  $\varepsilon_{p(l)}$ -яримўтказгич (диэлектрик)нинг статистик диэлектрик критувчанлиги,  $\hbar\omega_{oe(h)} - l = 1$  рақамли квант сатҳи энергияси.

Кучли магнит майдонда жойлашган квант ўрасида ҳосил бўладиган поляронлар таснифланган. Бу ерда магнитполяронлар ҳосил бўлишида қатнашадиган фононлар бир хил частота  $\omega_{LO}$  га эга ва 4-расмда абсисса ўқи



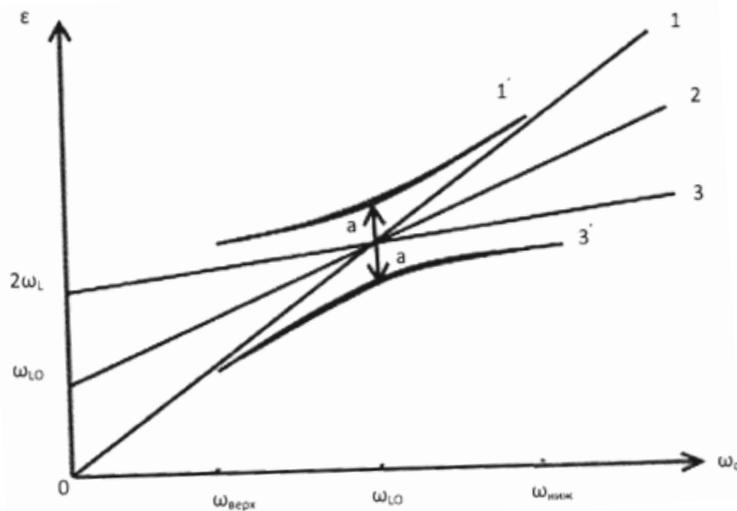
Чизикларнинг кесишиш нуқталарига полярон ҳолатлар мос келади. Қора доиралар – иккиламчи поляронлар, қора учбурчаклар – учламчи поляронлар, қора квадратлар – тўртламчи поляронлар, оқ доиралар – кучсизланган поляронлар, қора ромблар - комбинациалашган поляронлар, оқ ромблар – комбинациалашган ва кучсизланган поляронлар.

**4-расм. Электрон (ковак) – фонон тизимининг энергетик ҳолатлари магнит майдон ўзгариши билан ўзгариши.**

бўйлаб циклотрон частотанинг фонон частотасига нисбати  $j^{-1} = \omega_{eH}/\omega_{LO}$  ордината ўқи бўйлаб  $E/\omega_{LO}$ -нисбат қўйилган. Бу ерда  $j$  - чекли сон,  $E$  – энергия  $l$  квант сонли ўлчамли квантланиш энергияси  $\varepsilon_{e(h)l}$  дан бошлаб ҳисобланади. Узлуксиз чизиклар билан ўлчамли квантланиш квант сони  $l$  нинг қийматларига тегишли электрон-фонон тизим термлари кўрсатилган (4-расмга қаранг).

Қаралаётган моделда полярон эффект аслида электрон-фонон тизимидаги энергетик ҳолатларнинг ажралиш эффектидан иборатдир. Ташқи ёруғлик таъсирида валент зонасидаги  $n = 2$  Ландау сатҳидан электроннинг ўтказувчанлик зонасидаги  $n = 2$  Ландау сатҳига ўтишини кўриб чиқамиз.

Учламчи магнитополярон ( $\mathbf{B}$ ) га  $\omega_{eH}$  нинг функцияси сифатида қаралаётган электрон-фонон тизимининг учта терм (тармоқ) лари мос келади (электрон  $n=2$  энергетик сатҳда ва фонон йўқ ( $N=0$ ), электрон  $n=1$  энергетик сатҳда плюс битта LO – фонон ( $N=1$ ), электрон  $n=0$  энергетик сатҳда плюс иккита LO – фонон ( $N=2$ )) ва улар  $\omega_{eH} = \omega_{LO}$  нуктада бир-бирлари билан кесишади (4-расм). Электрон-фонон ўзаро таъсир  $\omega_{eH} = \omega_{LO}$  нуктадаги айнишнинг йўқолишига ва спектрда бир-бири билан кесишмаган учта тармоқлар пайдо бўлишига олиб келади (5-расм).



**5-расм. Электроннинг LO – оптик фонон билан ўзаро таъсирини ҳисобга олингандаги спектри.**

Учламчи магнитополярон ҳолида массавой оператор учун кўзгалонлар назарияси қаторлари анализи ўтказилган. Бунда чизиқли электрон-фонон ўзаро таъсир яқинлашишида массавой оператор учун қуйидаги формула олинган.

$$\Sigma_1^B(2, \varepsilon) = \omega_{LO} \frac{7}{4} \cdot \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\eta}{\gamma^B + \lambda^B}, \text{ бу ерда } \eta = \frac{\alpha_0}{2} \left( \frac{\omega_{eH}}{\omega_{LO}} \right)^{1/2},$$

$$\gamma^B = (\varepsilon - \omega_{eH2})/\omega_{LO}, \quad \lambda^B = (\omega_{eH} - \omega_{LO})/\omega_{LO}.$$

Худди шу йўл билан  $G$  ва  $H$  учламчи поляронлар учун массавой оператор қуйидаги ифодалари олинган:

$$\Sigma_1^G(2, \varepsilon) = \omega_{LO} \frac{15}{2} \cdot \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\eta}{(\gamma^G + \lambda^G)}, \quad \Sigma_1^H(2, \varepsilon) = \omega_{LO} \cdot 277\sqrt{\pi} \frac{\eta}{(\gamma^H + \lambda^H)}, \quad \lambda^G = \lambda^B.$$

Грин функциясининг илдизини топиш йўли билан электрон-фонон спектрининг учта тармоқлари учун мос равишда қуйидаги ифодаларни оламиз

$$\gamma_1 = -\lambda + \frac{2}{\sqrt{3}} \sqrt{\lambda^2 + (11\sqrt{\pi}/8)\eta \cos \frac{\alpha}{3}}, \quad \cos \alpha = \frac{(9\sqrt{3}\pi/16)\eta\lambda}{\sqrt{[\lambda^2 + (11\sqrt{\pi}/8)\eta]^3}}$$

$$\gamma_{2,3} = -\lambda + \frac{2}{\sqrt{3}} \sqrt{\lambda^2 + (11\sqrt{\pi}/8)\eta \cos(\frac{\alpha}{3} \pm \frac{\pi}{3})}, \quad \lambda = \lambda^B.$$

$\lambda$  нинг турли қийматларида ( $\lambda = 0$ ,  $\lambda > 0$ ,  $\lambda < 0$ ) хусусий ҳоллари кўриб чиқилган.

Квант сони ( $n = 2$   $B$  магнитполярон учун,  $n = 4$   $G$  магнитполярон учун,  $n = 5$   $H$  магнитполярон учун ва хоқозо) Ландау сатҳларига электронни валент зонасидан ўтказишда юз берган магнитооптик ютилиш чўққиси (пики)  $\omega_{LO} = \omega_{eH}$  нуқтада учта  $\delta$  – функцияга ўхшаш пикларга ажралади, пиклар орасидаги масофа ( $\sim \sqrt{\alpha_0}$ ), ютилиш ўтказувчанлик зонасидаги электрон-фонон спектрининг учта тармоқлари билан аниқланади, чунки ҳолатларнинг ностационарлигига ( $m_e/m_h$ )  $\ll 1$  шарт бажарилганлиги учун коваклар ўз ҳиссасини кўшмайди.

Тўртламчи магнитполярон (С) ҳолатида ёруғлик таъсирида электрон валент зонасидаги  $n = 3$  Ландау сатҳининг ўтказувчанлик зонасидаги  $n = 3$  сатҳига ўтади. Бу ҳолда электрон-фонон тизимининг тўртта термлари (электрон  $n = 3$  энергетик сатҳида, электрон  $n = 2$  сатҳда ва битта  $LO$  фонон, электрон  $n = 1$  сатҳда ва иккита  $LO$  фонон ва электрон  $n = 0$  сатҳда ва учта  $LO$  фонон),  $\omega_{eH}$  нинг функцияси сифатида  $\omega_{eH} = \omega_{LO}$  нуқтада кесишади (4-расм). Электрон-фонон ўзаро таъсир  $\omega_{eH} = \omega_{LO}$  нуқтадаги айнишни йўқолишга ва спектрда бир-бири билан кесишмаган тўртта тармоқларнинг пайдо бўлишига олиб келади (6-расм).

Грин функциясининг кутбини топиш йўли билан тўртламчи магнитполярон спектрини ҳисоблаш учун қуйидаги тенгламага эга бўламиз:

$$\gamma - \frac{(51\sqrt{\pi}/128)\eta}{\gamma + \lambda - \frac{(7\sqrt{\pi}/16)\eta}{\gamma + 2\lambda - \frac{(\sqrt{\pi}/2)\eta}{\gamma + 3\lambda}}} = 0, \quad \text{бу ерда} \quad \gamma = (\varepsilon - \omega_{eH3})/\omega_{LO}.$$

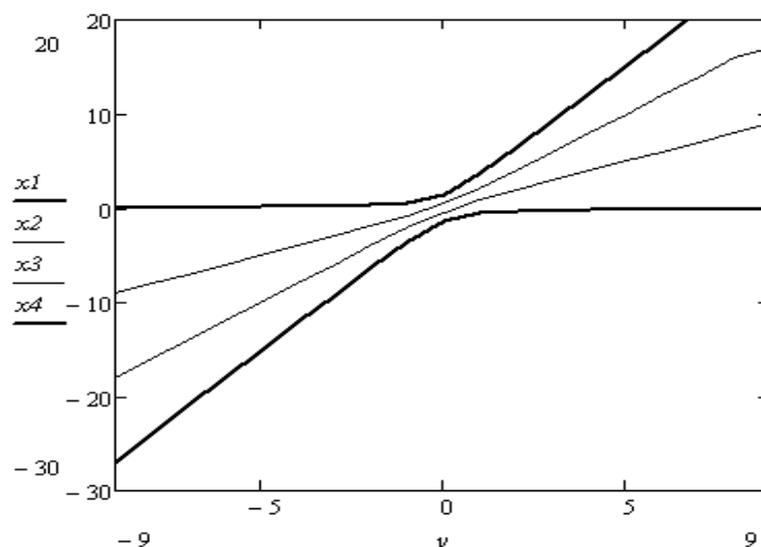
бу тенгламани қуйидагича ёзиш мумкин

$$x^4 + 6yx^3 + (11y^2 - 171\sqrt{\pi}/128)x^2 + (6y^2 - 487\sqrt{\pi}/128)yx - (306\sqrt{\pi}/128)y^2 + 51\pi/256 = 0, \quad x = \gamma/\sqrt{\eta}, \quad y = \lambda/\sqrt{\eta}.$$

$\lambda = 0$  (резонанс ҳолати  $\omega_{eH} = \omega_{LO}$ ), бўлган ҳолда бу тенгламанинг илдизи қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$\gamma_1 = 1.44\sqrt{\eta}, \quad \gamma_2 = 0.55\sqrt{\eta}, \quad \gamma_3 = -0.55\sqrt{\eta}, \quad \gamma_4 = -1.44\sqrt{\eta}.$$

Квант сони  $n = 3$  (С магнитполярон) Ландау сатҳига электронни валент зонасидан ўтказишда юз берган магнитооптик ютилиш чўққиси  $\omega_{LO} = \omega_{eH}$  нуқтада тўртта  $\delta$  – функцияга ўхшаш пикларга ажралади (пиклар орасидаги масофа  $\sim \sqrt{\alpha_0}$ ), ва улар ўтказувчанлик зонасидаги электрон-фонон спектрининг тўртта тармоқларига мос келади.



**6-расм.  $LO$  – оптик фонон билан ўзаро таъсирини ҳисобга олингандаги ташқи магнит майдонига боғлиқ ҳолда тўртламчи магнитполярон спектри.**

Диссертациянинг «**Кучли магнит майдонидаги квант ўрасида ёруғликнинг кўп фононли резонанс комбинацион сочилиши (ЁКФРКС)**» деб номланган учинчи бобида эркин электрон-ковак жуфт (ЭКЖ) иштирокида ёруғликнинг кўп фононли резонанс комбинацион сочилиш назарияси ишлаб чиқилган. ЁКФРКС жараёни қуйидаги босқичлардан иборат: частотаси  $\omega_l > (E_g/\hbar = \omega_g)$  бўлган қўзғатувчи ёруғлик квантининг ютилиши ЭКЖнинг тўғри ҳосил бўлишига олиб келади, ундан кейин электрон ва коваклар томонидан кетма-кет  $N$  фононларни генерация қилади ва нотўғри аннигиляция юз бериши билан биргаликда сочилган ёруғлик кванти  $\omega_s$  чиқарилади. ЭКЖнинг нотўғри генерацияси ва тўғри аннигиляцияси орқали юз берадиган жараён ҳам мумкин.

Квантловчи магнит майдонидаги якка квант ўрасидаги электрон ва ковак учун тўлқин функциялари ва энергетик ҳолатлари келтирилган.

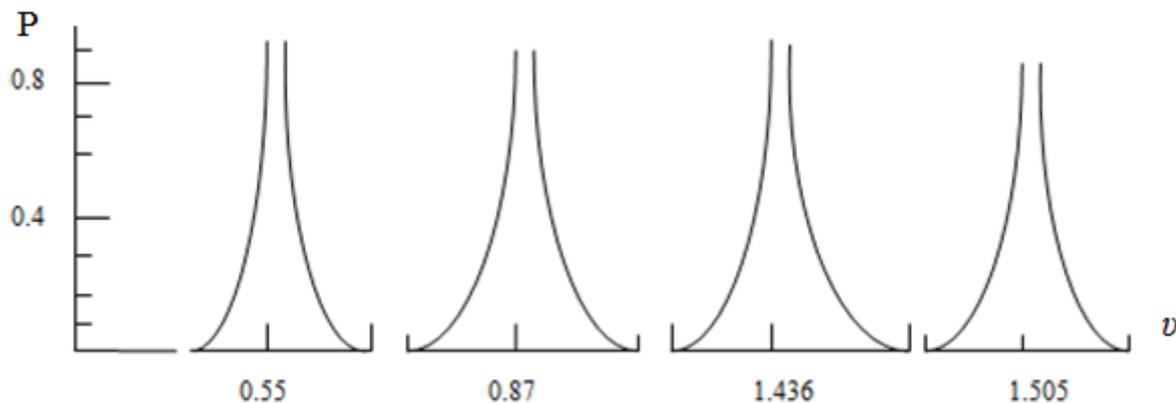
Назарияда резонанс электрон-фонон ўзаро таъсир туфайли электрон-фонон тизим термларининг кесишиши билан биргаликда уларнинг ажралиши ҳам ҳисобга олинган.

Кўрилатган ҳодисада ҳажмли  $LO$  фонон асосий ўринни ўйнайди. Кучли квантловчи магнит майдонидаги квант ўрасига мос электрон-фонон ўзаро таъсирнинг гамильтониани келтирилган.

Умумий формула асосида икки, уч, тўрт ва беш фононлар иштирокида бўладиган ЁКФРКС учун сочилиш тензори ҳисобланган. Аниқланганки, уч фононли жараёнда иккита фонон Ландау сатҳлари орқали реал ўтишлар натижасида чиқарилади, учинчи фонон эса ЭКЖнинг нотўғри аннигиляцияси ёки нотўғри генерациясида чиқарилади.

$$\omega_g + \omega_{oe} + (9/2)\omega_{eH} \leq \omega_l < \omega_g + \omega_{oe} + (11/2)\omega_{eH} \quad (1)$$

частоталар оралиғида ЭКЖнинг тўғри генерацияси натижасида электрон ва ковак  $n = 4$  сатҳида пайдо бўлади. Бу шароитларда икки-, уч- ҳамда тўрт-фононли жараёнлар бўлиши мумкин.  $n = 4$  Ландау сатҳи электрон-фонон ўзаро таъсир орқали  $n = 3, 2, 1$  ва  $0$  сатҳлар билан боғланган ва резонанс соҳасида электрон-фонон тизимнинг бешта ҳолатлари мавжуд.



$$C_2(2,3) = 0,210, C_2(4,3) = 0,208, F(1,0) = 0,886, F(2,1) = 0,775, \\ F(3,2) = 0,705, F(4,3) = 0,657.$$

**7-расм. (1) интервалда иккиламчи ФТ га мос функция  $P = C_2(4,3)w_2(4,3) + C_2(2,3)w_2(2,3)$  нинг аниқ резонанс шароитида ўлчамсиз частотага боғлиқлик графиги.**

Бу интервалда иккиламчи фонон такрорланиши (ФТ) 8 та пиклардан иборат бўлиб, тўрттаси ЭКЖнинг тўғри генерацияси ва тўрттаси - тўғри аннигиляцияси билан боғлиқ (7-расм).

Иккиламчи ФТ учун сочилиш тензори  $S_2$  куйидаги кўринишга эга

$$S_2 = S_2^0 \delta(\omega_l - \omega_s - 2\omega_{LO}) \omega_{LO}^{-6} [C_2(4,3)w_2(4,3) + C_2(2,3)w_2(2,3)],$$

ЭКЖнинг тўғри генерацияси ҳолида

$$w_2(4,3) = \frac{1}{16} \frac{[\vartheta^2 - F(1,0) - F(2,1)]^2}{\{\vartheta^4 - u\vartheta^2 + F(4,3)[F(1,0) + F(2,1)]\}^2},$$

$$\vartheta = \Gamma / \sqrt{\eta}, \quad u = F(1,0) + F(2,1) + F(3,2) + F(4,3),$$

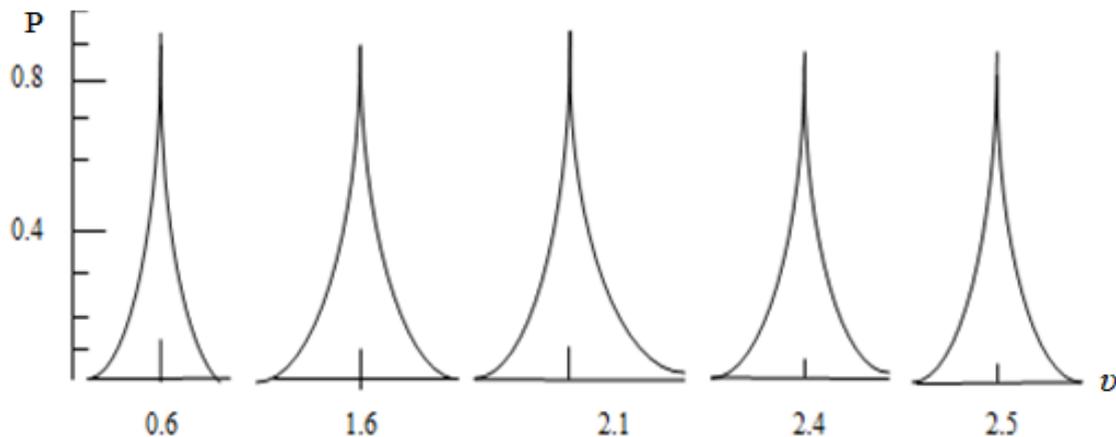
$$\Gamma = \left( \omega_l - \omega_g - \omega_{oe} - (11/2)\omega_{eH} \right) / \omega_{LO},$$

$$w_2(2,3) = \frac{1}{14} \frac{[\vartheta^2 - F(1,0)]^2}{\{\vartheta^4 - [F(1,0) + F(2,1) + F(3,2)]\vartheta^2 + F(1,0)F(3,2)\}^2}.$$

Навбатдаги частота интервалида

$$\omega_g + \omega_{oe} + (11/2)\omega_{eH} \leq \omega_l < \omega_g + \omega_{oe} + (13/2)\omega_{eH} \quad (2)$$

ЭКЖнинг тўғри генерацияси натижасида электрон ва ковак  $n = 5$  сатҳда пайдо бўлади. Бу шароитларда икки-, уч-, тўрт- ҳамда бешфононли жараёнлар бўлиши мумкин. Бу интервалда иккиламчи ФТ 10 та пиклардан иборат бўлиб, олтитаси ЭКЖнинг тўғри генерацияси ва тўртаси - тўғри аннигиляцияси билан боғлиқ (8-расм).



$$C_2(5,4) = 0,2012, \quad C_2(3,4) = 0,2077, \quad F(1,0) = 0,886, \quad F(2,1) = 0,775, \\ F(3,2) = 0,705, \quad F(4,3) = 0,657, \quad F(5,4) = 0,615.$$

**8-расм. (2) интервалда иккиламчи ФТ га мос функция  $P = C_2(5,4)w_2(5,4) + C_2(3,4)w_2(3,4)$  нинг аниқ резонанс шароитида ўлчамсиз частотага боғлиқлик графиги.**

Агар ЭКЖнинг тўғри генерацияси юз берса, дастлаб электрон ва ковак  $n$  рақамли Ландау сатҳида пайдо бўлиши, кейин электрон реал ўтишда ўзидан  $n - 1$  фонон чиқариб,  $n = 1$  сатҳга ўтиши кўрсатилган. Ва ниҳоят ЭКЖ сочилган ёруғлик квантини ва охириги фононни чиқариб, нотўғри аннигиляцияланади. Бошқа канал ЭКЖнинг нотўғри генерацияси билан бошланиб, электрон  $n - 1$  сатҳда пайдо бўлади. Бунда ковак  $n = 0$  ҳолатда бўлиши керак, акс ҳолда жуфтнинг тўғри аннигиляцияси (фонон иштирокисиз) мумкин эмас.  $n - 1$  фононни чиқариб, электрон  $n = 0$  сатҳга ўтади ва жуфтнинг аннигиляцияси юз беради. Сочилиш тензорининг иккита хусусиятга эга эканлиги кўрсатилган. Биринчидан, у  $\vartheta = 0$  нуқтага нисбатан симметрик жойлашган  $n$  пикларни тавсифлайди. Иккинчидан, резонансдан узоқроқда сочилиш тензорининг кичик эканлигини кўрсатувчи  $\eta^2$  га пропорционал кўпайтма ҳисобга олинмаган. Частотанинг бу соҳасида сочилиш тензорининг боғланиш ўзгармас сони  $\eta$  га боғлиқлиги йўқолади ва бу кучли магнит майдонида квант ўрасидаги сочилишнинг магнит майдонидаги ҳажмий ярим ўтказгичдаги сочилишга нисбатан  $\eta^{-1}$  марта ошишини кўрсатади.

Электрон-фонон ўзаро таъсирни ҳисобга олиш битта  $n$  рақамли Ландау сатҳи ўрнига бир-биридан  $\sqrt{\eta}$  масофада жойлашган  $n + 1$  та сатҳлар пайдо бўлиши кўрсатилган. Агар  $n -$  жуфт сон бўлса, электрон-фонон тизими ҳолатлари тўплами силжимаган марказий ҳолат мавжуд бўлади, агар  $n -$  тоқ

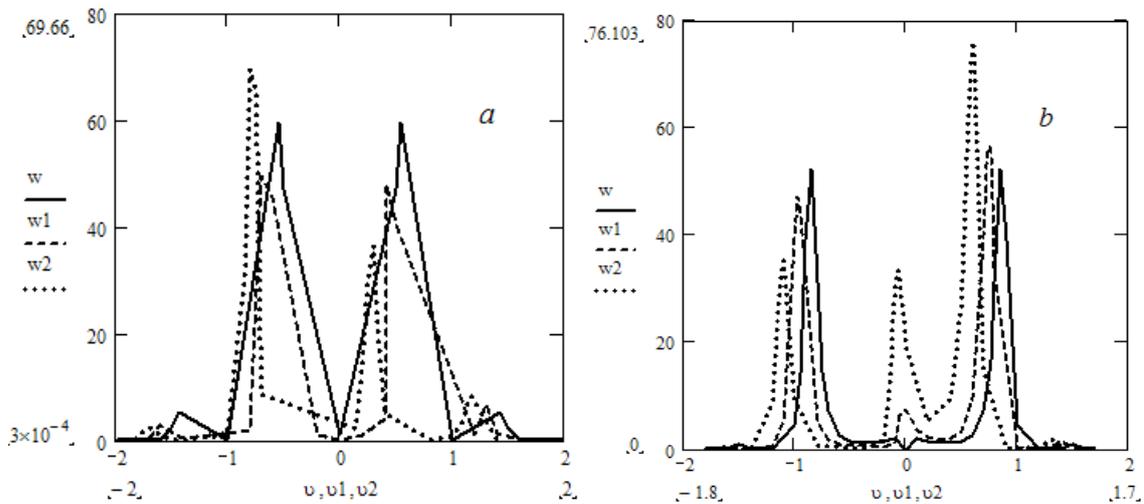
сон бўлса-марказий ҳолат мавжуд бўлмайди. ФТ пиклари компонентлари сони ЭКЖнинг генерацияси натижасида электрон пайдо бўлган сатҳ квант сони  $n$  билан аниқланади.

Нол ўлчамли (квантловчи магнит майдонидаги квант ўраси) тизимларда ЁКФРКС кесими ифодасининг электрон-фонон ўзаро таъсир боғланиши ўзгармас сони  $\alpha_0$  га боғланиш даражасининг камайиш физик сабаблари қуйидагидан иборат. Ҳажмий ярим ўтказгичда  $N$  ( $N \geq 4$ ) тартибли ЁКФРКС жараёнларида  $N + 1$  оралиқ ҳолатларидан  $N$  таси реал ҳолатлар бўлганида электроннинг кристалл бўйлаб реал дайдиши юз беради. ЁКФРКС жараёнининг сочилиш кесими ЭКЖнинг аннигиляцияси учун зарурий бўлган шарт ЭКЖнинг  $N - 1$   $LO$  фонон чиқаргандан кейин (оғир ковак ЭКЖнинг туғилган нуқтасида қолади) унинг туғилган (генерацияланган) нуқтасига қайтиб келиш эҳтимолиятига пропорционалдир. Электроннинг ЭКЖнинг туғилган нуқтасига қайтиш эҳтимолияти боғланиш ўзгармас сони  $\alpha_0$  нинг учинчи даражасига пропорционал, шунинг учун  $N \geq 4$  учун  $\sigma_N \sim \alpha_0^3$ . Бошқача қилиб айтганда, ёруғлик таъсирида ҳосил бўлган ЭКЖнинг бир нечта  $LO$  фонон чиқарилган кейин эгаллайдиган ҳажми  $N \geq 4$  учун электроннинг эркин югуриш узунлигининг учинчи даражасига пропорционал. Кутбли ярим ўтказгичларда электроннинг эркин югуриш узунлиги электрон-фонон ўзаро таъсир фрелих боғланиш ўзгармас сони  $\alpha_0$  нинг биринчи даражасига пропорционаллигини ҳисобга олсак  $V_{ЭКЖ} \sim \alpha_0^{-3}$ , ЭКЖнинг аннигиляцияси эҳтимолияти эса  $\sim V_{ЭКЖ}^{-1}$  ва шунинг учун  $\sigma_N \sim \alpha_0^3$ .

Икки ўлчамли тизимларда,  $N$  тартибли ( $N \geq 2$ ) ЁКФРКС жараёнида  $N+1$  оралиқ ҳолатлардан  $N$  таси реал ва юқорида келтирилган электроннинг кристалл бўйлаб реал дайдиши билан боғлиқ сифатий мулоҳазалардан фойдаланиш мумкин. Электроннинг квант ўраси текислиги бўйлаб ҳаракати эркин бўлган бир пайтда, унинг ўра бўйлаб ҳаракати ўлчамли квантланган, яъни электрон икки ўлчамли ҳаракат қилади. Электрон ва ковакнинг бири-бирига нисбатан масофалари бўйича тақсимланиш характери квант ўраси бўйлаб ва ўра текислиги бўйлаб ҳар хилдир. Бир нечта  $LO$  фонон чиқарилгандан сўнг электрон ва ковак орасидаги нисбий масофа векторининг ўра текислигига проекцияси эркин югуриш узунлигига пропорционал, ЭКЖ эгаллайдиган характери юза  $S_{ЭКЖ} \sim \alpha_0^{-2}$ , чиқарилган фононлар сони  $N$  нинг ошиши билан фақат сон жиҳатдан ўзгаради. Квант ўраси бўйлаб электрон ва ковак орасидаги нисбий ҳолатлари бир нечта  $LO$  фонон чиқаргандан кейин ўлчамли квантланган ҳолатлар рақамига ва чиқарилган фононлар сонига боғлиқ, лекин фононларни чиқариш эҳтимолиятига боғлиқ эмас (демак,  $\alpha_0$  га боғлиқ эмас). ЭКЖнинг аннигиляцияси эҳтимолияти  $\sim S_{ЭКЖ}^{-1} \sim \alpha_0^2$ . Бошқача қилиб айтганда, электроннинг  $N - 1$  фонон чиқаргандан кейин ЭКЖнинг туғилган нуқтасига қайтиш эҳтимолияти электрон-фонон ўзаро таъсир фрелих боғланиш ўзгармас сони  $\alpha_0$  нинг иккинчи даражасига пропорционал ва демак  $N \geq 2$  учун  $\sigma_N \sim \alpha_0^2$ .

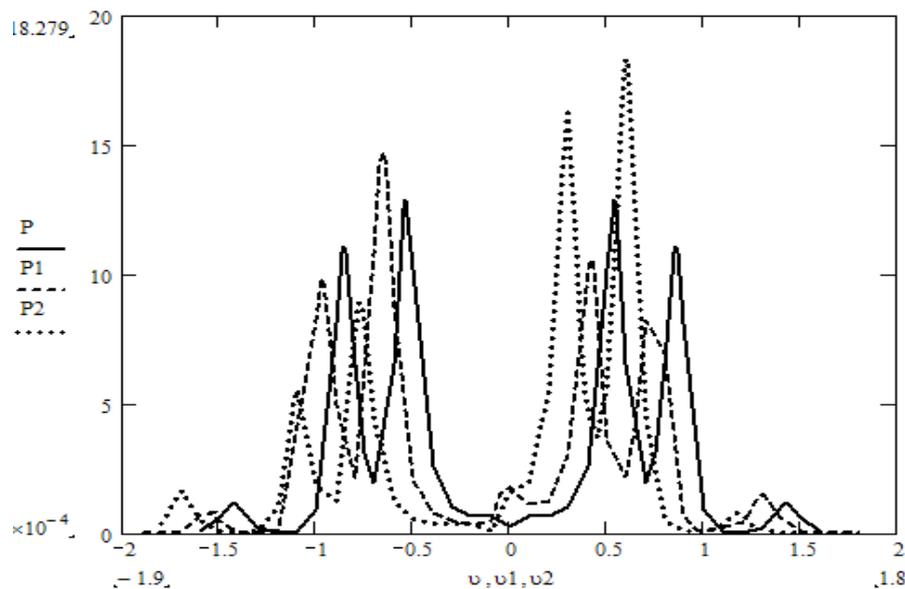
Кучли магнит майдонида агар  $R \ll l_0$  шарт бажарилганда дайдиш фақат майдон йўналишида бир ўлчамда юз беради, чунки кўндаланг

йўналишда электрон  $R$  дан катта масофага кета олмайди. Шунинг учун дайдиш соҳаси бир ўлчамга айланиб, унинг узунлиги  $\sim \alpha_0^{-1}$  га тенг бўлиб, бундан  $N \geq 2$  учун  $\sigma_N \sim \alpha_0$  келиб чиқади. Квази икки ўлчамли тизим



$F(1,0) = 0,886, F(2,1) = 0,775, F(3,2) = 0,705, F(4,3) = 0,657;$   
 $\mu = 0$  – узлуксиз чизик;  $\mu = 0,05$  – пунктир чизик;  $\mu = 0,1$  – нуқтали чизик.

**9-расм. (1) частоталар интервалида сочилиш тензорини аниқловчи  $w_2(4,3)$  ва  $w_2(2,3)$  функцияларининг  $\mu$  параметрининг баъзи қийматларида магнит майдонга боғлиқлик графиклари:  $a$  – тўғри генерация канали,  $b$  – тўғри аннигиляция канали.**



$C_2(2,3) = 0,210, C_2(4,3) = 0,208, F(1,0) = 0,886, F(2,1) = 0,775,$   
 $F(3,2) = 0,705, F(4,3) = 0,657. \mu = 0$  – узлуксиз чизик;  $\mu = 0,05$  - пунктир чизик;  $\mu = 0,1$  - нуқтали чизик.

**10-расм. (1) частоталар интервалидаги иккиламчи ФТга мос келувчи  $P = C_2(4,3)w_2(4,3) + C_2(2,3)w_2(2,3)$  функциянинг аниқ резонанс шароитида ўлчамсиз частота  $\nu$  боғлиқлик графиги.**

сифатида қаралиши мумкин бўлган квант ўрасини олиб унинг текислигига перпендикуляр бўлган йўналишда магнит майдонини йўналтирсак электроннинг ҳаракати тўлиқ квантланади, бошқача айтганда, дайдиш соҳаси нол ўлчамлига айланади ва сочилиш кесими  $\sigma_N \sim \alpha_0^0$  кўринишга айланади.

Бундан сочилиш кесимининг электрон-фонон боғланиш ўзгармас сони  $\alpha_0$  га боғлиқ эмаслиги келиб чиқади.  $\omega_{eH} \neq \omega_{LO}$ . бўлганида ФТ пикининг магнит майдон функцияси сифатида ажралиш манзараси кўриб чиқилган.

$w_2(4,3)$  ва  $w_2(2,3)$  функцияларининг ўлчамсиз частота  $\vartheta$ га боғлиқлик графиклари магнит майдонининг турли қийматлари учун мос равишда  $9a$  ва  $9b$  - расмларда келтирилган.  $9$  ва  $10$  – расмлардан кўринадики, ФТ пиклари ҳолатлари ва интенсивликлари магнит майдонга мураккаб равишда боғлиқ экан. Иккиламчи ФТ учун аниқ резонанс ( $\mu = 0$ )да сочилиш тензори  $\vartheta=0$  нуқтага нисбатан симметрик равишда жойлашган саккизта пиклардан иборат экан.

Юқорида келтирилган назарий ишланмалар кўрсатадики, кучли квантловчи магнит майдонида жойлаштирилган квант ўрасида ЁКФРКС жараёнларида сочилиш кескин кучаяр экан. Сочилиш тензори резонансдан узокда электрон-фонон боғланишининг ўзгармас сони ( $\alpha_0$ )нинг квадратига пропорционал ( $\sigma_N \sim \alpha_0^2$ ) бўлган бир вақтда, аниқ резонанс магнит майдонлар соҳасида сочилиш тензори боғланишининг ўзгармас сонига бутунлай боғлиқ бўлмасдан қолар экан (яъни  $\sigma_N \sim \alpha_0^0$ ). Шундай қилиб, боғланиш ўзгармас сонининг етарли кичик қийматларида ( $\alpha_0 \ll 1$ ) сочилиш кесими ( $\sigma_N$ )нинг кескин ошиб кетишини кутиш мумкин. Квази икки ўлчамли тизимда ҳажмий намунадаги худди шундай сочилишдан  $\alpha_0^{-1}$  марта кучли бўлар экан.

Резонансга яқин соҳада пикларнинг магнит майдон функцияси сифатида хусусиятлари электрон-фонон тизими спектрини акс эттиради. Электрон-фонон ҳолатларининг бир нечта тармоқларга бўлиниши ФТ пикларининг мос компоненталарга ажралишига олиб келади, компоненталар ҳолатлари ва интенсивликлари магнит майдон функцияси сифатида мураккаб ҳолда ўзгаради. Ҳар бир пик сочилишнинг икки канали (тўғри генерация ва аннигиляция) мос келувчи икки хил пиклар суперпозициясидан иборат бўлиб, ҳар бир пикнинг ҳолати ва интенсивлиги магнит майдонига ҳар хил боғлиқ бўлади. Ажралган ФТ пиклари компоненталари орасидаги масофа  $= C\sqrt{\alpha_0}$  экан. Сонли кўпайтма  $C$  нинг қиймати тўғрисидаги масала бу назарияда очик қолади, чунки массовой операторни ҳисоблашда фонон чизиқлари кесишган графиклар ҳисобга олинмади. Лекин бу графикларнинг ҳиссаларини сонли баҳолаш натижаларини ҳисобга олганда бу графикларни ҳисобга олгандаги ўзгаришлар билан боғлиқ бўлган қўшимчалар унча катта бўлмаслигига ишонч ҳосил қилиш мумкин.

Диссертациянинг «Квант ўрасидаги магнитооптик эффектларида «кучсизланган» полярон ҳолатлари» деб номланган тўртинчи бобида икки фононли ўзаро таъсир гамилтонианни туфайли электрон ҳолатларининг ажралиш жараёнларини ҳисобга олингандаги магнитооптик ютилишларни ўрганиш натижалари келтирилган. Икки фононли жараёнлар бўйлама оптик

фонон частотаси  $\omega_{LO}$  билан электрон циклотрон частотаси қуйидаги шартни  $n\omega_{eH} = 2\omega_{LO}$ ,  $n = 1, 3, 5, 7$ , ва ҳ.з. ( $n$  – Ландау сатҳ рақами) қаноатлантирганда янада яққолроқ намоён бўлади. Бу шароитда юқорги электрон сатҳ (магнитооптик ютилиш натижасида электрон келиб жойлашган сатҳ) кучли ностационар, чунки унинг икки фонон чиқариш орқали бўлиниш эҳтимолияти катта бўлади.  $n\omega_{eH} = 2\omega_{LO}$  шарт бажарилганда  $n$  – чи сатҳ  $n=0$  плюс икки оптик фонон сатҳ билан устма-уст тушади ва айниш юз беради. Бу ҳолатларнинг айнишини электрон-фонон ўзаро таъсирини ҳисобга олиш йўли билан йўқотиш мумкин ва бу мос равишда магнитооптик ютилиш пикининг ажралишига олиб келади. Агар  $3\omega_{eH} = 2\omega_{LO}$  шарт бажарилган бўлса, бунга қуйидаги физик жараён мос келади: электрон валент зонасидаги  $n=3$  Ландау сатҳидан (бундан кейин фараз қиламизки, ўрадаги ўлчамли квантланган сатҳлар орасидаги масофа циклотрон энергиясига нисбатан анча катта ва ўлчамли квантланган сатҳлардан фақат энг пасткиси  $l = 1$  ҳисобга олинган) ёруғликни ютиш орқали ўтказувчанлик зонасидаги  $n = 3$  сатҳга ўтади. Бу ҳолда массовой оператор учун қуйидаги ифодани оламиз:

$$\Sigma_1(3, \varepsilon) = \omega_{LO} \frac{(15\sqrt{\pi}/8)\eta'}{(\gamma' + \lambda')}, \eta' = \frac{\mathcal{A}^2 (\omega_{eH})^{1/2}}{2 (\omega_{LO})}, \gamma' = (\varepsilon - \omega_{e3})/\omega_{LO},$$

$\lambda' = (3\omega_{eH} - 2\omega_{LO})/\omega_{LO}$ . Бу ерда  $\mathcal{A}$  – электрон-иккифонон ўзаро таъсир ўзгармас сони.

Ландау ҳолати рақами  $n$  нинг турли қийматлари учун ажралиш катталики ( $\lambda' = 0$  бўлганда) лари жадвалда келтирилган.

#### Жадвал.

Ландау сатҳи рақамининг турли қийматлари учун ажралиш катталиклари

Ландау сатҳи рақами $n$	3	5	7	9
Ажралиш катталиклиги	$2\sqrt{\frac{15\sqrt{\pi}}{8}}\eta$	$2\sqrt{\frac{(1485\sqrt{\pi})\eta}{32}}$	$2\sqrt{\frac{289575\sqrt{\pi}\eta}{128}}$	$2\sqrt{\frac{4922775\sqrt{\pi}\eta}{256}}$

### ХУЛОСА

«Паст ўлчамли электрон тизимлари оптик хоссаларининг хусусиятлари» мавзусидаги физика-математика фанлари бўйича фалсафа доктори (PhD) диссертациясини бажаришда ўтказилган илмий тадқиқотлар асосида қуйидаги хулосалар келиб чиқди:

1. Тўғри бурчакли ва цилиндрик шакллардаги ўлчамли квантланган ярим ўтказгичли ипларда ёруғликнинг комбинацион сочилиши (ЁКС) анизотроп эканлиги аниқланди. Электроннинг ўтказувчанлик зонасидаги  $n_1 = 2$  ва  $n_1 = 3$  ўлчамли квантланган сатҳлар орқали ўтишлари ёки ковакнинг валент зонасидаги  $n_2 = 2$  ва  $n_2 = 3$  сатҳлар орасида ўтишлари ҳолида иккиламчи нурланиш чизиқлари шакли Лоренц кўринишда эканлиги аниқланди.

2. Квантланган ипнинг зоналараро ёруғликнинг комбинацион сочилиш кесими  $[\omega_s - \pi^2(E_0/\hbar) \left(\frac{m_0}{m^*}\right) (n_1^2 - n_2^2)]^{-2}$  частоталарда ва агар ўтишлар ўлчамли квант сони ўзгармасдан, яъни  $n_1 = n_2 = n$  ва  $m_1 = m_2 = m$  бўлса, у ҳолда сочилган ёруғлик частотаси куйидаги тенгликни

$$\omega_s(n, m) = \omega_l - (E_g/\hbar) - \frac{\pi^2 \hbar}{2\mu d^2} n^2 - \frac{\pi^2 \hbar}{2\mu l^2} m^2, \quad n = 1, 2, \dots, \quad m = 1, 2, \dots$$

қаноатлантирганда сочилиш кесими резонансга эга бўлиши аниқланди.

3.  $\omega_{LO} = j\omega_{eH}$  шарт бажарилганда  $j$  сонининг турли қийматларига турли полярон ҳолатлари мос келади. Масалан,  $j = 1$  қийматга битта иккиламчи полярон (**A**) мос келади,  $j = 2$  қийматга, яъни  $\omega_{eH}/\omega_{LO} = 1/2$ , иккита иккиламчи полярон (**D** ва **E**),  $j = 3$  қийматга, яъни  $\omega_{eH}/\omega_{LO} = 3$  - учта иккиламчи полярон (**F**, **K** ва **L**) ва ҳ.з.  $j$  нинг қаср қийматларида «кучсизланган» полярон ҳолатлари юзага келиши кўрсатилди.
4. Циклотрон частота ҳажмий оптик фонон частотасига яқин бўлганда учта ва тўртта Ландау сатҳларининг резонанс боғланишида юзага келадиган полярон эффекти кўриб чиқилди. Бунда энергетик сатҳлар резонанс электрон-фонон ўзаро таъсири туфайли мос равишда учта ва тўртта тармоқларга ажралиши аниқланди. Ажралаш катталиги  $\sim \sqrt{\alpha_0}$  атрофида бўлиб, ҳажмий намунадаги худди шундай ажралишдан  $\alpha_0^{1/6}$  марта катта эканлиги кўрсатилди.
5. Пик(чўкки)ларнинг резонансга яқин соҳасида магнит майдон функцияси сифатида хусусиятлари электрон-фонон тизими спектрини акс эттиради. Электрон-фонон ҳолатларининг бир нечта тармоқларга бўлиниши ФТ пикларининг мос компоненталарга ажралишига олиб келади, компоненталар ҳолатлари ва интенсивликлари магнит майдон функцияси сифатида мураккаб ҳолда ўзгариши аниқланди. Боғланиш ўзгармас сони  $\alpha_0$  нинг кичик қийматларида квази икки ўлчамли тизимларда сочилиш кесимининг ҳажмий намунадаги худди шундай сочилиш кесимидан  $\sim \alpha_0^{-2}$  марта ошиши аниқланди.
6. Ҳар бир пик сочилишнинг икки канали (тўғри генерация ва аннигиляция) га мос келувчи икки хил пиклар суперпозициясидан иборат бўлиб, ҳар бир пикнинг ҳолати ва интенсивлиги магнит майдонига ҳар хил боғлиқ бўлиши ва ажралган ФТ пиклари компоненталари орасидаги масофа  $\sim \sqrt{\alpha_0}$  эканлиги аниқланди.
7. Ночизикли электрон-фонон ўзаро таъсирининг қутбланиш механизмига таълуқли бўлган магнитооптик ютилиш пикининг ажралиши кўрсатилди ва магнитооптик ютилиш пики иккита  $\delta$ -образли пиклардан иборат бўлиб, улар орасидаги масофа  $\hbar\Delta$  га тенг ва  $\delta$ -функция олдидаги коэффицентлар пикларнинг интеграл интенсивлигига тўғри пропорционал эканлиги аниқланди.

**НАУЧНЫЙ СОВЕТ PhD.29.08.2017.FM.02.04 ПО ПРИСУЖДЕНИЮ  
УЧЕНОЙ СТЕПЕНИ ДОКТОРА ФИЛОСОФИИ  
ПРИ САМАРКАНДСКОМ ГОСУДАРСТВЕННОМ УНИВЕРСИТЕТЕ**

---

**САМАРКАНДСКИЙ ФИЛИАЛ ТАШКЕНТСКОГО  
УНИВЕРСИТЕТА ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ ИМЕНИ  
МУХАММАД АЛ-ХОРЕЗМИ**

**ХУЖАНОВА ДИЛАФРУЗ ШАКАРБЕКОВНА**

**ОСОБЕННОСТИ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ НИЗКОРАЗМЕРНЫХ  
ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМ**

**01.04.05 – оптика**

**АВТОРЕФЕРАТ ДИССЕРТАЦИИ ДОКТОРА ФИЛОСОФИИ (PhD) ФИЗИКО-  
МАТЕМАТИЧЕСКИХ НАУК**

**Самарканд – 2019**

**Тема диссертации доктора философии (PhD) по физика-математическим наукам зарегистрирована в Высшей аттестационной комиссии при Кабинете Министров Республики Узбекистан за № B2018.3.PhD/FM278.**

Диссертация выполнена в Самаркандском филиале Ташкентского университета информационных технологий имени Мухаммад ал-Хорезми

Автореферат диссертации размещен на трех языках (узбекский, русский, английский (резюме)) на веб-странице Научного совета ([www.samdu.uz](http://www.samdu.uz)) и на информационно-образовательном портале «ZiyoNet» ([www.ziyo.net](http://www.ziyo.net)).

**Научный руководитель:** **Эшпулатов Барат**  
доктор физико-математических наук

**Официальные оппоненты:** **Оксенгендлер Борис Леонидович**  
доктор физико-математических наук, профессор

**Куйлиев Бахрон Тухлиевич**  
кандидат физико-математических наук, доцент

**Ведущая организация:** **Ферганский государственный университет**

Защита диссертации состоится «\_\_» \_\_\_\_\_ 2019 г. в \_\_\_\_ часов на заседании ученого совета PhD.29.08.2017.FM.02.04 при Самаркандском государственном университете. (Адрес: 140104, г. Самарканд, Университетский проспект, 15. Тел.: (99866) 239-17-14, 239-11-40; факс: (99866) 239-11-40; e-mail: [devonxona@samdu.uz](mailto:devonxona@samdu.uz) Самаркандский государственный университет, Физический факультет, 1-этаж, 63-аудитория).

С диссертацией можно ознакомиться в Информационно-ресурсном центре Самаркандского государственного университета (зарегистрирована под № \_\_\_\_). Адрес: 140104, г. Самарканд, Университетский проспект, 15. Тел.: (99866) 239-17-14, 239-11-40; факс: (99866) 239-11-40.

Автореферат диссертации разослан «\_\_» \_\_\_\_\_ 2019 года.  
(протокол реестра № \_\_ от «\_\_» \_\_\_\_\_ 2019 года).

**М. Х. Ашуров**  
Председатель Научного совета по присуждению  
ученых степеней, д.ф.-м.н., академик

**Р. М. Ражабов**  
Ученый секретарь Научного совета по присуждению  
ученых степеней, к.ф.-м.н., доцент

**Д. И. Семенов**  
Председатель Научного семинара при Научном  
совете по присуждению ученых степеней, д.ф.-м.н.

## **ВВЕДЕНИЕ (аннотация диссертации доктора философии (PhD))**

**Актуальность и востребованность темы диссертации.** В мире интенсивно развивающейся одним из перспективных направлений развития оптики является изучение оптических свойств низкоразмерных систем. Это связано, главным образом, с тем, что после взаимодействия с такой системой электромагнитная волна содержит информацию о структуре электронной и решеточной подсистем и о механизмах взаимодействия этих подсистем между собой, в частности, об электронном и экситонном спектре, времени жизни возбужденных состояний и механизмах рассеяния. Комбинационное рассеяние света (КРС) эффективно используется для исследования электронных свойств низкоразмерных структур (приповерхностные слои в системах металл-диэлектрик-полупроводник (МДП), квантовые ямы, квантовые проволоки, гетероструктуры и сверхрешетки). После появления первичных работ Джонсона и Ларсена магнитополяронный эффект привлек большое внимание как теоретиков, так и экспериментаторов. Интенсивно исследовались магнитополяронные черты в оптических явлениях. Резонансный поляронный эффект был рассмотрен применительно к межзонному магнитооптическому поглощению полупроводника.

Сегодня в развитых странах мира с появлением полупроводниковых объектов пониженной размерности возникла новая волна интереса к эффекту Джонсона-Ларсена. Глубокое исследование влияния магнитополяронных эффектов на межзонное магнитооптическое поглощение и многофононое резонансное рассеяние света является важным направлением научных исследований. Следовательно, исследование оптических свойств структур пониженной размерности является одной из актуальных современных проблем.

В нашей стране усилено внимание на внедрение актуальных практических достижений фундаментальных наук. В соответствии со Стратегией действий<sup>1</sup> по дальнейшему развитию Республики Узбекистан, наиболее важным является разработка эффективных механизмов внедрения достижений научных исследований. В частности, в связи с созданием больших и сверхбольших интегральных схем, приборов с переносом заряда и других структур с большой плотностью компоновки элементов возникла необходимость более детального изучения и более глубокого понимания физических явлений, происходящих в низкоразмерных структурах. Дальнейший прогресс микроэлектроники и оптоэлектроники в значительной мере обусловлен развитием физических представлений о свойствах структур с пониженной размерностью (квантовые ямы, проволоки).

Данное диссертационное исследование в определенной степени служит выполнению задач, предусмотренных в Указе Президента № УП-4947 «О Стратегии действий по дальнейшему развитию Республики Узбекистан» от 7 февраля 2017 года и в Постановлениях Президента № ПП-2772 «О мерах по

---

<sup>1</sup>Указ Президента Республики Узбекистан № УП-4947 «О Стратегии действий по дальнейшему развитию Республики Узбекистана на 2017-2021 годы» от 7 февраля 2017 г.

дальнейшему совершенствованию управления, ускоренному развитию и диверсификации электротехнической промышленности на 2017 – 2021 гг.» от 13 февраля 2017 года и № ПП-2789 «О мерах по дальнейшему совершенствованию деятельности Академии наук, организации, управления и финансирования научно-исследовательской деятельности» от 17 февраля 2017 года, а также в других нормативно-правовых документах, принятых в данной сфере.

**Соответствие исследования приоритетным направлениям развития науки и технологий Республики.** Исследование выполнено в соответствии с приоритетными направлениями развития науки и технологий Республики Узбекистан: ПФИ-2 – «Физика, астрономия, энергетика и машиностроение».

**Степень изученности проблемы.** Систематические исследования двумерного электронного газа (или квантовых размерных эффектов) начались в 1966 г., когда почти одновременно были опубликованы статьи двух групп авторов – М. И. Елинсона, Д. Н. Корнеева, В. Н. Луцкого и Ю. Ф. Оргина (ИРЭ АН СССР) и американских ученых А. Фаулера, Ф. Фэнга, У. Говарда, П. Стайлса (фирма IBM).

В последующие годы зарубежные С. В. Duke (USA), L. Wendler, V. G. Grigoryan (Germany) и ученые из России Л. И. Коровин, И. Г. Ланг и С. Т. Павлов показали, что межзонные спектры поглощения света в магнитном поле и в его отсутствии могут дать полезную информацию о спектре электронных и дырочных состояний пониженной размерности (квантовая яма, квантовая проволока и точка).

После появления полупроводниковых объектов пониженной размерности, в которых эффект Джонсона-Ларсена усиливается вследствие размерного квантования, была стимулирована новая волна интереса к магнитополяронному эффекту [S. Das Sarma, A. Madhukar (USA), R. Lassing (Austria), W. Zawadzki (Poland)].

Следует отдельно отметить, что в развитии этой области ведут плодотворную работу и узбекские ученые, такие как академик А. Т. Мамадалимов, профессора Р. Я. Расулов и Б. Э. Эшпулатов.

Анализ экспериментальных и теоретических результатов, полученных за последние годы, показывает, что КРС в квантовой проволоке различной формы, а также многофононное резонансное КРС (МФРКРС) и магнитооптическое поглощение света в квантовой яме в случае резонансной связи трех и четырех уровней Ландау не изучены.

**Связь диссертационного исследования с планами научно-исследовательских работ высшего учебного заведения, где выполнена диссертационная работа.** Диссертационное исследование выполнено в рамках плана научно-исследовательских работ Самаркандского филиала Ташкентского университета информационных технологий по проекту: Ф2-ФҚ-0-47339 Ф2-015 - «Физика кванторазмерных наноструктур» 2012-2016 гг.

**Целью исследования** является изучение межзонного комбинационного рассеяния света в размерно-квантованных полупроводниковых проволоках и магнитополяронных эффектах в межзонном магнитооптическом поглощении,

а также многофононного резонансного комбинационного рассеяния света (МФРКРС) в квантовой яме в квантующем магнитном поле.

**Задачи исследования:**

получить и проанализировать дифференциальное сечение комбинационного рассеяния света в квантовой проволоке прямоугольной и цилиндрической формы;

определить типы магнитополяронов в квантовой яме в магнитном поле;

исследовать расщепление пиков межзонного магнитооптического поглощения света в полупроводниковых квантовых ямах в сильном магнитном поле, обусловленное тройными и четверными магнитополяронами;

исследовать вклад в сечение МФРКРС процессов с участием свободных электрон–дырочной пары (ЭДП) в сильном магнитном поле в квантовой яме;

проанализировать роль «ослабленных» магнитополяронов в спектре межзонного оптического поглощения света в магнитном поле.

**Объектом исследования** являлись квантовая проволока различной формы и квантовая яма в магнитном поле.

**Предметом исследования** является получение дифференциального сечения КРС в квантовой проволоке прямоугольной и цилиндрической формы и МФРКРС процессов с участием свободных ЭДП в магнитном поле в квантовой яме; межзонное оптическое поглощение света в квантовых ямах в магнитном поле, обусловленное тройными, четверными и «ослабленными» поляронами.

**Методы исследования.** В качестве методов исследования особенностей оптических свойств низкоразмерных квантовых систем были выбраны КРС, МФРКРС и межзонное оптическое поглощение света в магнитном поле. Для определения энергетических состояний и волновых функций электронов и дырок в квантовой проволоке и квантовой яме в сильном магнитном поле используются соответствующие решения уравнения Шредингера. Для вычисления сечений КРС в квантовой проволоке применялась теория возмущений. Сечение МФРКРС и оптическое поглощение света в магнитном поле вычислялись с помощью функции Грина, где безразмерный массовый оператор определяется методом диаграммной техники Фейнмана.

**Научная новизна исследования** заключается в следующем:

установлено, что межзонное КРС квантованной полупроводниковой проволоки прямоугольной и цилиндрической формы анизотропно. Частота рассеянного света принимает дискретный ряд значений;

показано, что многократное усиление многофононного резонансного КРС в квантовых ямах в магнитном поле по сравнению с аналогичным рапссеянием в объёмном полупроводнике;

расщепление электрон – фононных уровней приводит к расщеплению пика фононных повторений (ФП) на несколько компонентов, положение и интенсивность которых сложным образом меняется как функция магнитного

поля. Показано, что расстояние между компонентами пиков ФП  $\sim \sqrt{\alpha_0}$ , (где,  $\alpha_0$  - безразмерная константа электрон-фононного взаимодействия);

классифицированы магнитополяроны, образующиеся в полупроводниковых квантовых ямах в магнитном поле;

при образовании тройных и четверных магнитополяронов в квантовых ямах пик магнитооптического поглощения расщепляется, соответственно, на три и четыре компонента и имеет величину, существенно большую, чем расщепление, существующее в объемных полупроводниках. Положение и относительные интенсивности пиков сильно зависят от магнитного поля;

показано, что в случае «ослабленных» поляронов пик магнитооптического поглощения расщепляется на два компонента, расстояние между которыми пропорционально  $\alpha_0$ .

**Практическая ценность результатов исследования** заключается в следующем:

получены графики зависимости сечения рассеяния межзонного комбинационного рассеяния света в квантовых проволоках численным вычислением с использованием значения параметров, соответствующих полупроводнику GaAs;

разработаны математические модели магнитополяронов в квантовой яме в магнитном поле и эти модели квалифицированы. Модели усовершенствованы для тройных и четверных магнитополяронов;

определены резонансные значения магнитных полей и расстояния магнитооптических пиков поглощения для полупроводников  $A^3B^5$ ;

модели, разработанные при изучении КРС для двух, трех, четырех и пяти фононов, оптимизированы для исследований в случаях многих фононов;

разработана модель Гамильтониана электрон-двухфононного нелинейного взаимодействия.

**Достоверность результатов исследований** обеспечивается правильным выбором физических моделей и тщательностью математического рассмотрения, а также соответствием результатов в предельных случаях ранее известными; непротиворечивостью полученных результатов общефизическим представлениям и имеющимся литературным данным.

**Научная и практическая значимость результатов исследования.** Научная значимость исследований заключается в том, что межзонное комбинационное рассеяние света в квантованных проволоках, тройные и четверные магнитополяроны, многофононное резонансное комбинационное рассеяние света для четырех и пяти фононов и «ослабленные» впервые теоритически исследованы.

Практическая значимость работы состоит в том, что глубокие фундаментальные исследования межзонного КРС и в области магнитооптики полученные результаты используются для создания устройств микроэлектроники и оптоэлектроники, которые важны в области электроники и для положительного решения проблемы создания заранее предсказанными физическими свойствами наноматериалов.

**Внедрение результатов исследования.** На основе полученных в работе результатов особенностей оптических свойств низкоразмерных электронных систем:

результаты полученные при изучении влияние тройных и четверных магнитополяронов в квантовых ямах в магнитном поле на междузонные магнитооптические поглощения света использованы в исследованиях по проекту Ф2-ФҚ-0-47339 Ф2-015 «Физика кванторазмерных наноструктур» (2012-2016 гг.) (Справка Министерства по развитию информационных технологий и коммуникаций Республики Узбекистан № 33-8/6280 от 25 августа 2018 года). Применение научных результатов исследований позволяет объяснить оптические свойства квантоворазмерных наноструктур и позволяет расширению научных представлений о таких структурах;

комбинационное рассеяние света в квантовой проволоке, многофононное резонансное комбинационное рассеяние света в квантовой яме в магнитном поле, а также эффекты, связанные с магнитополяронами в магнитооптическом зонном поглощении света, были использованы в преподавании курса по астрофизике (Справка Manhattan College, May 14, 2019). Использование научных результатов позволило изучить и объяснить свойства природно существующих нейтронных звезд;

результаты, полученные в диссертации при исследовании многофононного комбинационного рассеяния света с участием свободных электронно-дырочных пар в квантовой яме в магнитном поле, расщепления пика магнитооптического межзонного поглощения света, соответственно, на три и четыре пика использованы в исследованиях по проекту БВ-Ф4-014 «Развитие математических основ магнитоупругости и прикладных методов решения задачи о магнитоупругих колебаниях тонкостенных элементов электронных устройств, микро- и нано- систем в магнитном поле с учетом электромагнитной совместимости» (2017-2020 гг.) (Справка Министерства по развитию информационных технологий и коммуникаций Республики Узбекистан № 33-8/7136 от 10 октября 2019 г.). Применение этих научных результатов позволяет объяснить электромагнитное соответствие и при решении проблем экранирования в микро- и нано- системах.

**Апробация результатов исследования.** Основные результаты диссертационной работы доложены и обсуждены на 7 международных и 9 республиканских научно-практических конференциях.

**Опубликованность результатов.** По теме исследования опубликованы 24 научные работы, в том числе 16 тезисов, 8 статей (5 в республиканских и 3 в иностранных журналах) в научных изданиях, рекомендованных Высшей аттестационной комиссией Республики Узбекистан для публикации основных научных результатов диссертационных работ.

**Структура и объем диссертации.** Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, списка литературы и приложений. Объем диссертации составляет 123 страниц.

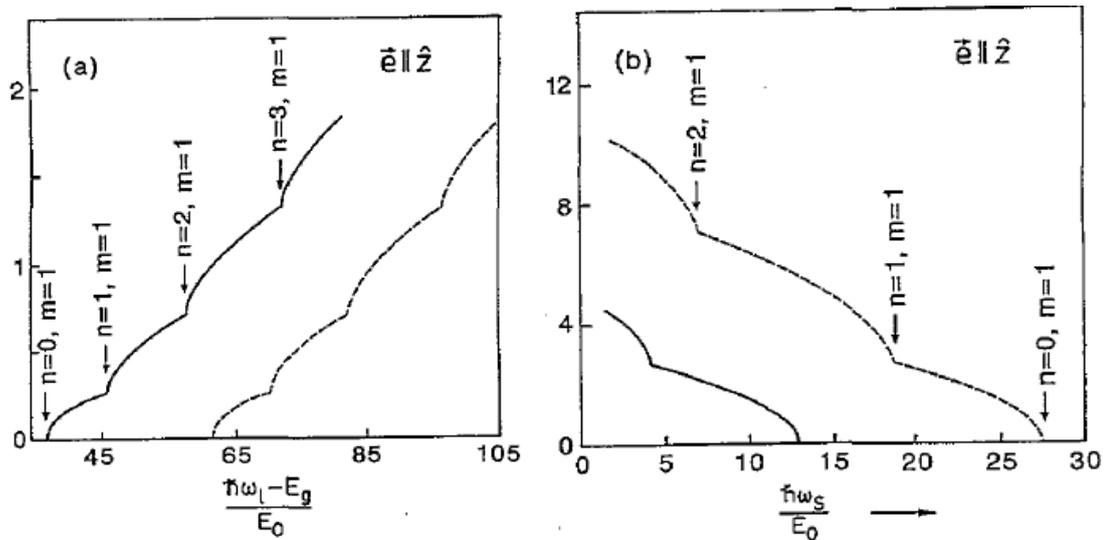
## ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во введении обоснованы актуальность и востребованность темы диссертации, определена связь исследований с научными исследованиями высшего учебного заведения, в котором оно выполнено, и с основными приоритетными направлениями развития науки и технологий в Республике. Приведен обзор международных научных исследований по теме диссертации, степень изученности проблемы. Сформулированы цель и задачи, выявлены объект, предмет и методы исследования, изложена научная новизна исследования, обоснована достоверность полученных результатов, раскрыта их теоретическая и практическая значимость, приведены краткие сведения об объеме и структуре диссертации, о внедрении результатов и апробации работы.

В первой главе диссертации «**Межзонное комбинационное рассеяние света в полупроводниковых квантованных проволоках**» вычислены дифференциальные сечения КРС для квантовых проволок прямоугольной и цилиндрической форм. Показано, что дифференциальное сечение КРС в обоих случаях анизотропно. Сечение КРС квантовой проволоки прямоугольной формы имеет квадратичный резонанс на частотах  $\omega_s = \pi^2 (E_0/\hbar) \left(\frac{m_0}{m_h}\right) (n_e^2 - n_h^2)$ , где  $E_0 = (\hbar^2/2m_0d^2)$ ,  $m_0$  - масса свободного электрона,  $m_{e(h)}$  - эффективная масса электрона (дырки),  $d$  - ширина проволоки вдоль оси  $x$ ,  $n_{e(h)}$  - номер размерно-квантованного уровня в зоне проводимости (валентной зоне). В квантовой проволоке прямоугольной формы частоты вторичного излучения должны лежать в интервале  $0 < \omega_s < \omega_l - (E_g/\hbar) - (1 + d/l)(E_0/\hbar)$  ( $E_g$  - ширина запрещенной зоны,  $\omega_l$  - частота возбуждающего света,  $l$  - ширина проволоки вдоль оси  $y$ ). Анализ частотной зависимости дифференциального сечения рассеяния показывает, что в процессе рассеяния света с возбуждением промежуточных состояний в рассматриваемой модели размерно-квантованной полупроводниковой проволоки обеих форм частота рассеянного света принимает, согласно закону сохранения энергии, дискретный ряд значений.

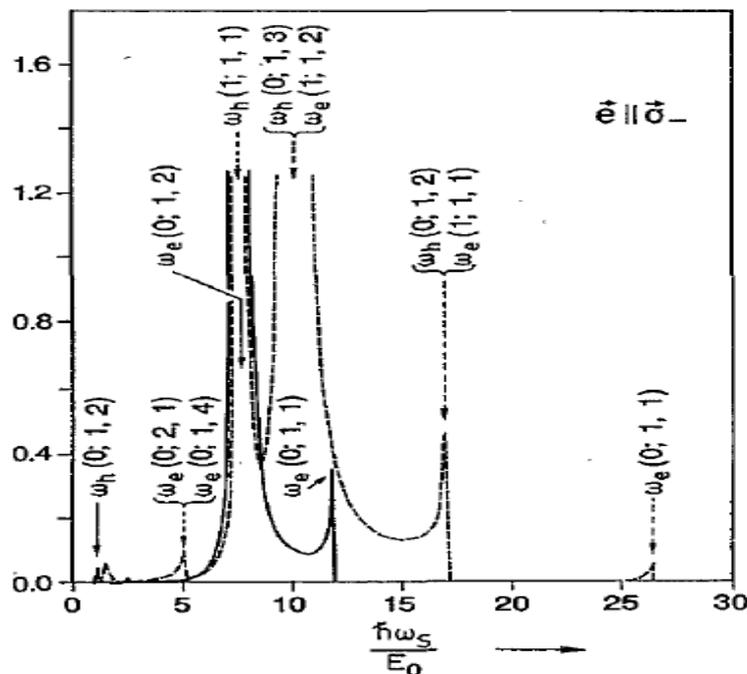
На рис.1а показаны спектры возбуждения для конфигурации  $\tilde{Z}(e_l, e_{sz})X$ . Они имеют ступенчатый вид и минимальное значение  $(\hbar\omega_l - E_g)$  и определяется минимальным значением  $x_{nm}$  (т.е.  $x_{01}$ ). Для больших значений  $(\hbar\omega_l - E_g)$  начинают давать вклады более высокие подзоны. На рис.1b приведены спектры испускания для такой же конфигурации рассеяния.

На рис.2. приведены спектры рассеяния для конфигурации  $\tilde{Z}(e_l, \sigma_-)Z$ . В этом случае видны сингулярные свойства коэффициента рассеяния. На рис.3. показаны спектры возбуждения для таких же конфигурации рассеяния, что и на рис.2. Наблюдены сингулярные свойства и указаны точные положения этих сингулярностей. Видны пороги для низких значений  $(\hbar\omega_l - E_g)/E_0$ , когда  $x_{n_e m_e}$  и  $x_{n_h m_h}$  принимают минимальные значения.



Сплошные линии соответствует  $r_0 = 4$  нм ( $r_0$  - радиус проволоки), пунктирные  $r_0 = 3$  нм.  $\Gamma_f = 1$  мэв и  $\Gamma = 3$  мэв. (a) Коэффициент рассеяния как функция  $[(\hbar\omega_l - E_g)/E_0]$  (спектр возбуждения).  $\hbar\omega_l = 2,8$  эв, (b) Коэффициент рассеяния как функция  $[(\hbar\omega_s)/E_0]$  (спектр испускания).  $\hbar\omega_s = 2,3$  эв. Стрелками указаны пороги различных переходов между подзонами валентных зон и зоны проводимости ( $n, m$ ).

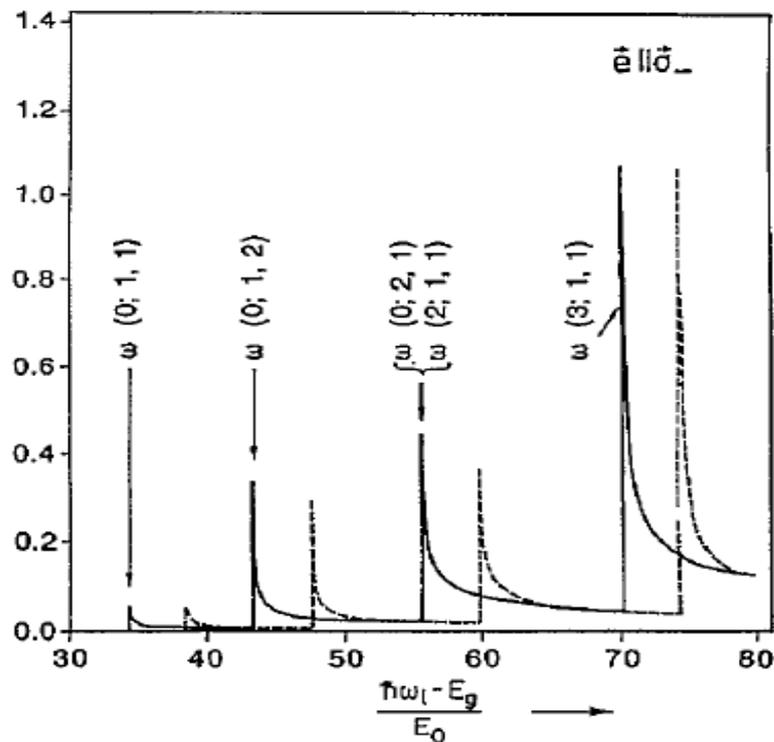
**Рис.1.** Сечение рассеяния КРС (в произвольных единицах) для GaAs квантовых проволок в конфигурации рассеяния  $\tilde{Z}(\mathbf{e}_l, \mathbf{e}_{sz})X$ .



Численные расчеты проведены для значений параметров, использованных на Рис.1. Резонансные межподзональные переходы, соответствующие электронам и дыркам, указаны как  $\omega_e(n_e; m_e, m_h)$  и  $\omega_h(n_e; m_e, m_h)$ .

**Рис.2.** Коэффициент рассеяния для квантовой проволоки GaAs как функция  $(\hbar\omega_s)/E_0$  (спектр рассеяния) для конфигурации рассеяния  $\tilde{Z}(\mathbf{e}_l, \sigma_-)Z$ .

Для испускания фотонов вторичного излучения необходимо выполнение условия  $\hbar\omega_l - \hbar\omega_s - E_g > E_0 x_{nm}^2$ . Для данных значений  $\hbar\omega_l$ ,  $E_g$  и  $E_0$  точки порогов определяются значениями  $x_{nm}$ . Это указано на рис.1а.



Численные расчеты проведены для значений параметров, использованных на Рис.1. Резонансные межзонные переходы электрон-дырка, указаны как  $\omega(n_e; m_e, m_h)$ .

**Рис.3. Коэффициент рассеяния для квантовой проволоки GaAs как функция  $(\hbar\omega_l - E_g)/E_0$  (спектр возбуждения) для конфигурации рассеяния  $\tilde{Z}(e_l, \sigma_-)Z$ .**

Во второй главе «Магнитополяроны в квантовой яме в сильном магнитном поле» теоретически исследуются влияние тройных и четверных магнитополяронных эффектов на межзонные магнитооптические поглощения света. В качестве  $2D$  - системы рассматривается одиночная квантовая яма. В магнитном поле, направленном нормально к границе раздела, уровни энергии в яме становятся дискретными (с бесконечно кратным вырождением), а их классификация зависит от соотношения энергии в яме и циклотронной энергии. Предполагается, что энергия квантования в яме велика по сравнению с циклотронной. Рассматривается только низший уровень размерного квантования связанными с ним уровнями Ландау. Взаимодействие с длинноволновыми оптическими ( $LO$ ) фононами, которое определяет в рассматриваемом случае расщепление пиков, будем считать слабым. Во многих полупроводниках выполняется условие  $(m_e/m_h) \ll 1$ . Рассмотрен межзонный оптический переход, в результате которого рождается электрон в квантовой яме зоны проводимости и дырка в валентной зоне на уровне Ландау (возможностью образования экситонных

состояний пренебрегаем). Если температуры низкие, то дырочные состояния будут стационарными в рамках выбранного механизма взаимодействия, в этом случае дырка не может реально испустить  $LO$  фотон, поскольку ее энергия для этого недостаточна. Поглотить же фотон дырка не может ввиду их отсутствия. Электрон в зоне проводимости в этих условиях может реально испустить  $LO$  фотон и перейти из уровня с квантовым числом  $n + 1$  на уровень с квантовым числом  $n$ .

Определены уровни энергии и волновые функции частиц в сильном однородном магнитном поле в квантовой яме. На основе этих волновых функций получено выражение для гамильтониана взаимодействия электронов с объемными длинноволновыми оптическими фотонами.

Доля поглощенной энергии в квантовой яме определена как

$$W = W_0 \omega_{eH} \sum_{\alpha} \text{Re} i G_r(\alpha, \omega - \omega_{hH\alpha})$$

где  $G_r(\alpha, \varepsilon) = [\varepsilon - \omega_{eH\alpha} - \Sigma(\alpha, \varepsilon) + i\delta]^{-1}$ ;  $\delta \rightarrow +0$ .

$$W_0 = \frac{8\sqrt{\varepsilon_p}}{(\sqrt{\varepsilon_p} + \sqrt{\varepsilon_l})^2} \left(\frac{e^2}{c\hbar}\right) \frac{|P_{cv}^y|^2}{m_0 E_g} \left(\frac{m_e}{m_0}\right), \quad \omega_{eH\alpha} = \omega_{eH} \left(n_{\alpha} + \frac{1}{2}\right) + \omega_{0e},$$

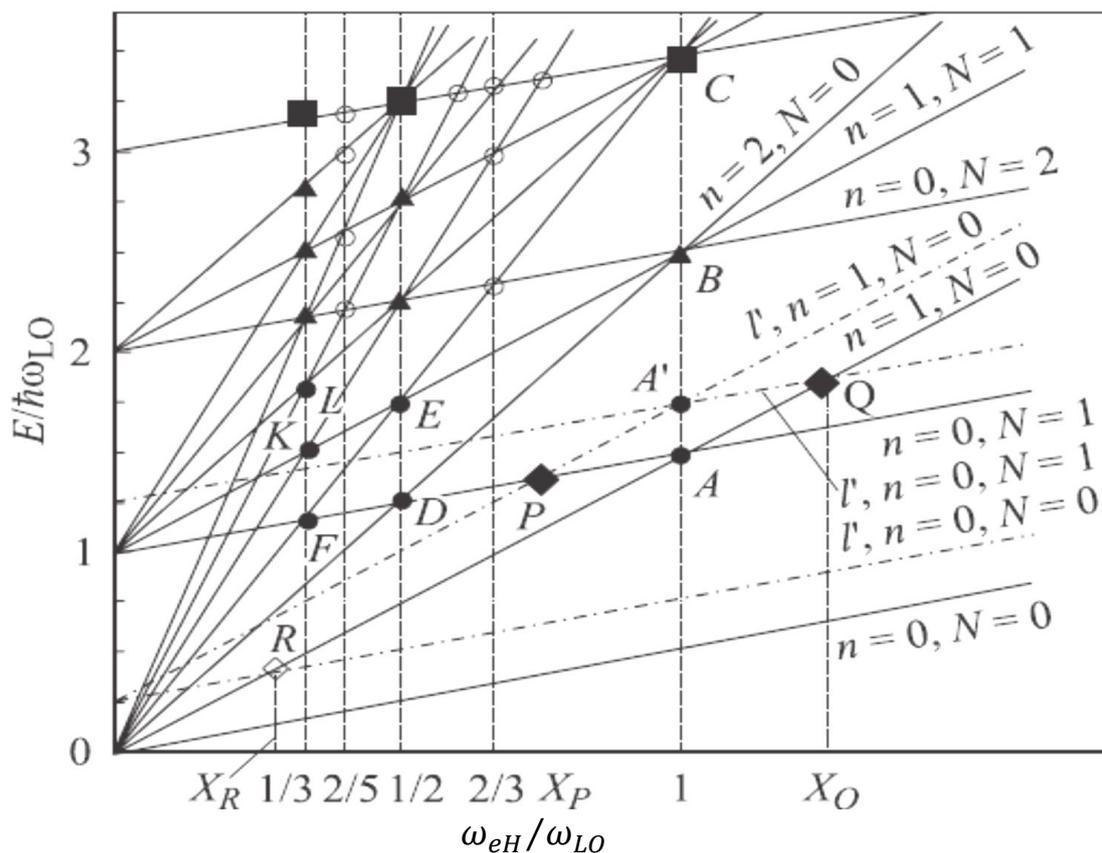
$$\omega_{hH\alpha} = E_g/\hbar + \omega_{hH} \left(n_{\alpha} + \frac{1}{2}\right) + \omega_{0h}, \quad \omega_{0e(h)} = (\hbar\pi^2/2d^2 m_{e(h)}),$$

$G_r(\alpha, \varepsilon)$  - одночастичная запаздывающая функция Грина электрона,  $\Sigma(\alpha, \varepsilon)$  - массовый оператор,  $\omega$  - частота возбуждающего внешнего ИК - излучения.

Здесь,  $P_{cv}^y$  - межзонный матричный элемент импульса, вычисленный на блоховских модулирующих множителях,  $\varepsilon_{p(l)}$  - статистическая диэлектрическая проницаемость полупроводника (диэлектрика),  $\hbar\omega_{0e(h)}$  - энергия размерно - квантованного уровня в квантовой яме при  $l = 1$ .

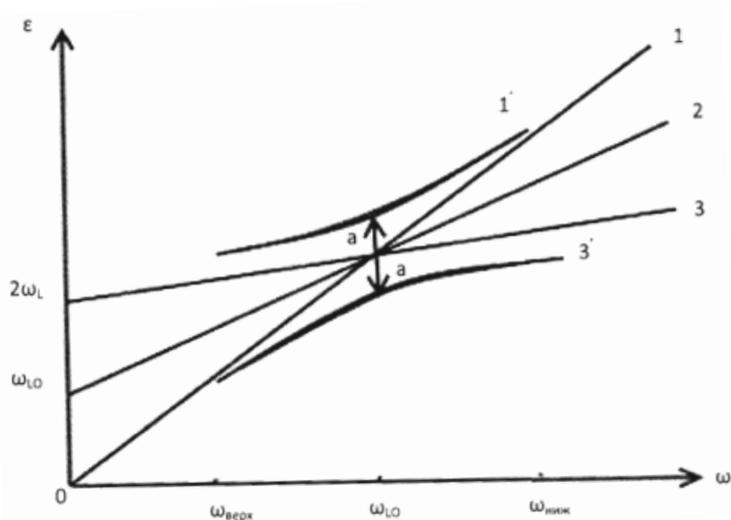
Производилась классификация поляронов в сильном магнитном поле в квантовой яме. Используется модель, в которой все фононы, существенные при образовании магнитополяронов, имеют одну частоту  $\omega_{LO}$  без учёта дисперсии. По оси абсцисс (см. на рис.4.) отложено отношение  $j^{-1} = \omega_{eH}/\omega_{LO}$  а, по оси ординат – отношение  $E/\omega_{LO}$ , где  $E$  - энергия, отсчитанная от энергии  $\varepsilon_{e(h)l}$ , соответствующей уровню  $l$  размерного квантования. Сплошными линиями показаны термы электрон - фотонной системы, относящиеся к значению квантового числа размерного квантования  $l$  и числу фотонов  $N$  (см. на рис.4.).

Поляронный эффект в рассматриваемой модели есть фактический эффект расщепления уровней электрон-фотонной системы. Рассмотрен переход электрона под действием света из уровня Ландау  $n=2$  валентной зоны на уровень Ландау с  $n=2$  в зону проводимости. Тройному магнитополярону В (рис.4) соответствует три терма электрон-фотонной



Точкам пересечения линий соответствуют полярные состояния. Темные кружки – двойные полярны, треугольники – тройные полярны, квадраты – четверные полярны, светлые кружки – ослабленные полярны, темные ромбы - комбинированные полярны, светлые ромбы – ослабленные и комбинированные полярны.

**Рис. 4. Уровни электрон (дырочно) – фононной системы как функции магнитного поля.**



**Рис.5. Схематический спектр электрона с учетом взаимодействия с оптическими LO – фононами.**

системы (электрон на уровне  $n=2$ , электрон на уровне  $n=1$  и один  $LO$  – фонон и электрон на уровне  $n=0$  и два  $LO$  – фонона), рассматриваемые как функции  $\omega_{eH}$ , пересекаются в точке  $\omega_{eH} = \omega_{LO}$  (рис.4). Электрон-фононное взаимодействие приводит к снятию вырождения в точке  $\omega_{eH} = \omega_{LO}$  и соответственно, к появлению трех непересекающихся ветвей спектра (рис.5).

Проведен анализ ряда теории возмущений для массового оператора в случае тройного магнетополярона. При этом в линейном по электрон-фононному взаимодействию в приближении для массового оператора получено выражение

$$\Sigma_1^B(2, \varepsilon) = \omega_{LO} \frac{7}{4} \cdot \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\eta}{\gamma^B + \lambda^B}, \quad \eta = \frac{\alpha_0}{2} \left( \frac{\omega_{eH}}{\omega_{LO}} \right)^{1/2},$$

$\gamma^B = (\varepsilon - \omega_{eH2})/\omega_{LO}$ ,  $\lambda^B = (\omega_{eH} - \omega_{LO})/\omega_{LO}$ ,  $\alpha_0$  - безразмерная константа электрон-фононного взаимодействия.

Получено также выражение массового оператора для тройных магнетополяронов  $G$  и  $H$ :

$$\Sigma_1^G(2, \varepsilon) = \omega_{LO} \frac{15}{2} \cdot \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\eta}{(\gamma^G + \lambda^G)}, \quad \Sigma_1^H(2, \varepsilon) = \omega_{LO} \cdot 277\sqrt{\pi} \frac{\eta}{(\gamma^H + \lambda^H)}, \quad \lambda^G = \lambda^B.$$

Определяя полюса причинной функции Грина для трёх ветвей электрон-фононного спектра, соответственно, получим:

$$\gamma_1 = -\lambda + \frac{2}{\sqrt{3}} \sqrt{\lambda^2 + (11\sqrt{\pi}/8)\eta \cos \frac{\alpha}{3}}, \quad \cos \alpha = \frac{(9\sqrt{3}\pi/16)\eta\lambda}{\sqrt{[\lambda^2 + (11\sqrt{\pi}/8)\eta]^3}}$$

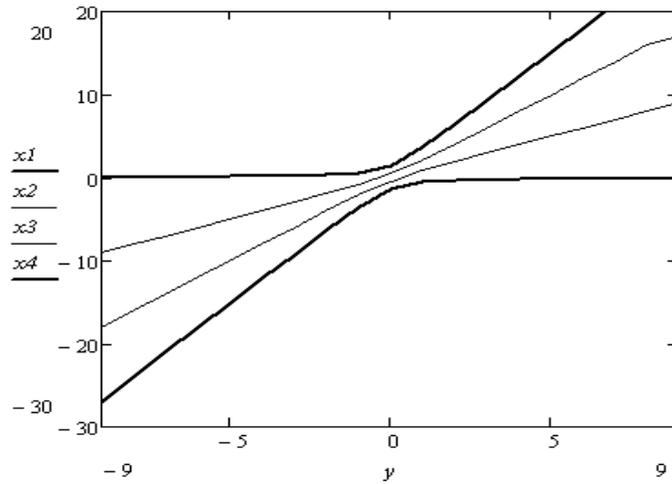
$$\gamma_{2,3} = -\lambda + \frac{2}{\sqrt{3}} \sqrt{\lambda^2 + (11\sqrt{\pi}/8)\eta \cos(\frac{\alpha}{3} \pm \frac{\pi}{3})}, \quad \lambda = \lambda^B.$$

Рассмотрены предельные случаи при различных значениях магнитного поля  $\lambda$  ( $\lambda = 0$ ,  $\lambda > 0$ ,  $\lambda < 0$ ).

Пик магнитооптического поглощения света, соответствующий переходу электрона в уровень Ландау с квантовым числом  $n$  ( $n = 2$  для магнетополярона  $B$ ,  $n = 4$  для магнетополярона  $G$ ,  $n = 5$  для магнетополярона  $H$  и т.д.), расщепится при  $\omega_{LO} = \omega_{eH}$  на три  $\delta$ -образные пика, расстояние между которыми  $\sim \sqrt{\eta}$ , причем поглощение будет определяться тремя ветвями электрон-фононного спектра в зоне проводимости, так как при выполнении условия  $(m_e/m_h) \ll 1$  дырки не дают вклада в нестационарность уровней (см.рис.5).

В случае четверного магнетополярона рассмотрен переход электрона под действием света на уровень Ландау с  $n = 3$  в зоне проводимости. В этом случае четыре терма электрон-фононной системы (электрон на уровне  $n = 3$ , электрон на уровне  $n = 2$  и один  $LO$  фонон, электрон на уровне  $n = 1$  и два  $LO$  фонона и электрон на уровне  $n = 0$  и три  $LO$  фонона), рассматриваемые как функции  $\omega_{eH}$ , пересекаются в точке  $\omega_{eH} = \omega_{LO}$  (см.рис.4). Электрон-

фононное взаимодействие приводит к снятию вырождения в точке  $\omega_{eH} = \omega_{LO}$  и, соответственно, к появлению четырех непересекающихся ветвей спектра (рис.6).



**Рис.6. Спектр четверного магнитополярона с учетом взаимодействия с оптическими фононами в зависимости от внешнего магнитного поля.**

Определяя полюса причинной функции Грина получим следующее уравнение для вычисления спектра четверного магнитополярона:

$$\gamma - \frac{(51\sqrt{\pi}/128)\eta}{\gamma + \lambda - \frac{(7\sqrt{\pi}/16)\eta}{\gamma + 2\lambda - \frac{(\sqrt{\pi}/2)\eta}{\gamma + 3\lambda}}} = 0, \quad \gamma = (\varepsilon - \omega_{eH3})/\omega_{LO}.$$

которое можно записать в виде

$$x^4 + 6yx^3 + (11y^2 - 171\sqrt{\pi}/128)x^2 + (6y^2 - 487\sqrt{\pi}/128)yx - (306\sqrt{\pi}/128)y^2 + 51\pi/256 = 0, \quad x = \gamma/\sqrt{\eta}, \quad y = \lambda/\sqrt{\eta}.$$

При  $\lambda = 0$  (резонансный случай  $\omega_{eH} = \omega_{LO}$ ), то корни будут:

$$\gamma_1 = 1.44\sqrt{\eta}, \quad \gamma_2 = 0,55\sqrt{\eta}, \quad \gamma_3 = -0,55\sqrt{\eta}, \quad \gamma_4 = -1.44\sqrt{\eta}.$$

Пик магнитооптического поглощения света, соответствующий переходу электрона в уровень Ландау с квантовым числом  $n = 3$ , расщепляется при  $\omega_{eH} = \omega_{LO}$  на четыре  $\delta$ -образные пика расстояние между которыми  $\sim\sqrt{\eta}$ , причем поглощение  $\omega_{eH} = \omega_{LO}$  будет определяться четырьмя ветвями электрон-фононного спектра в зоне проводимости.

В третьей главе диссертации «**Многофононное резонансное комбинационное рассеяние света (МРКРС) в квантовой яме в сильном магнитном поле**» развита теория МРКРС в квантовой яме с участием свободных ЭДП. Процесс МРКРС состоит из следующих частей: поглощение кванта

возбуждающего света частоты  $\omega_l > (E_g/\hbar = \omega_g)$  приводит к прямому рождению ЭДП, затем последовательной генерацией электроном или дыркой  $N$  фононов и, не прямой аннигиляции пары и рождения кванта рассеянного света  $\omega_s$ . Возможен процесс с непрямым рождением и прямой аннигиляции пары.

Для изолированной квантовой ямы приведены волновые функции и уровни энергии электрона и дырки в квантующем магнитном поле.

В теории учитывается как пересечение термов электрон-фононной системы, так их расщепление резонансным электрон-фононным взаимодействием.

В рассматриваемом явлении основную роль играют объемные  $LO$ -фононы. Приеден фрелиховский гамильтониан электрон-фононного взаимодействия, соответствующий квантовой яме в сильном квантующем магнитном поле.

На основе общей формулы вычислен тензор рассеяния для МРКРС с участием двух, трех, четырех и пяти фононов. Установлено, что в трех-фононом рассеянии два фонона испускаются в результате реальных переходов между уровнями Ландау, а третий фонон испускается при не прямой аннигиляции или непрямого рождения ЭДП.

В частотном интервале

$$\omega_g + \omega_{oe} + (9/2)\omega_{eH} \leq \omega_l < \omega_g + \omega_{oe} + (11/2)\omega_{eH} \quad (1)$$

электрон и дырка в результате прямого рождения ЭДП оказываются на уровнях  $n = 4$ . В этих условиях возможен как двух-фононный, трех-фононный, так и четырех-фононный процесс. Уровень Ландау  $n = 4$  связан с электрон - фононным взаимодействием с уровнями  $n = 3, 2, 1$  и  $0$  и в области резонанса имеются пять уровней электрон-фононной системы. Второе фононное повторение (ФП) в этом интервале состоит из восьми пиков, четыре из них связаны с прямым рождением ЭДП и четыре – с прямой аннигиляцией (рис.7).

Для второго ФП тензор рассеяния  $S_2$  принимает вид

$$S_2 = S_2^0 \delta(\omega_l - \omega_s - 2\omega_{LO}) \omega_{LO}^{-6} [C_2(4,3)w_2(4,3) + C_2(2,3)w_2(2,3)],$$

В случае прямого рождения ЭДП имеем

$$w_2(4,3) = \frac{1}{16} \frac{[\vartheta^2 - F(1,0) - F(2,1)]^2}{\{\vartheta^4 - u\vartheta^2 + F(4,3)[F(1,0) + F(2,1)]\}^2},$$

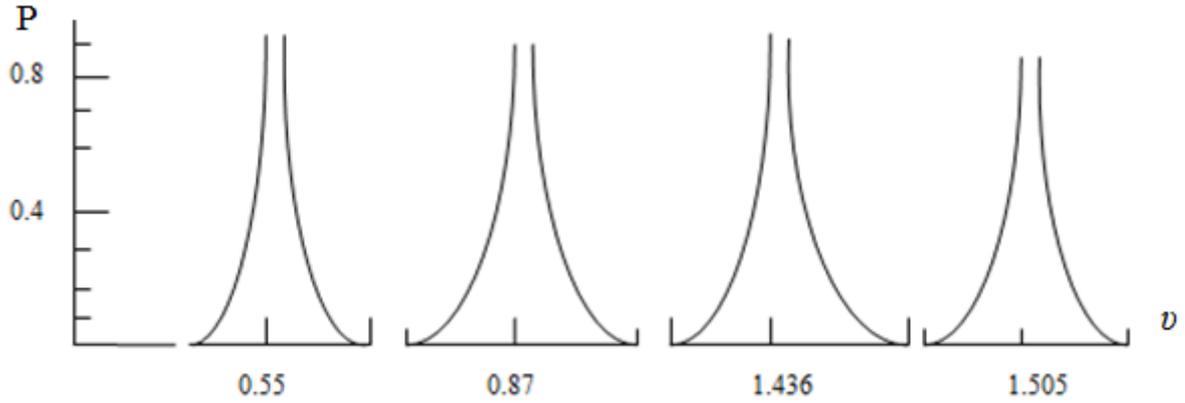
$$\vartheta = \Gamma/\sqrt{\eta}, \quad u = F(1,0) + F(2,1) + F(3,2) + F(4,3),$$

$$\Gamma = \left( \omega_l - \omega_g - \omega_{oe} - (11/2)\omega_{eH} \right) / \omega_{LO},$$

$$w_2(2,3) = \frac{1}{14} \frac{[\vartheta^2 - F(1,0)]^2}{\{\vartheta^4 - [F(1,0) + F(2,1) + F(3,2)]\vartheta^2 + F(1,0)F(3,2)\}^2}$$

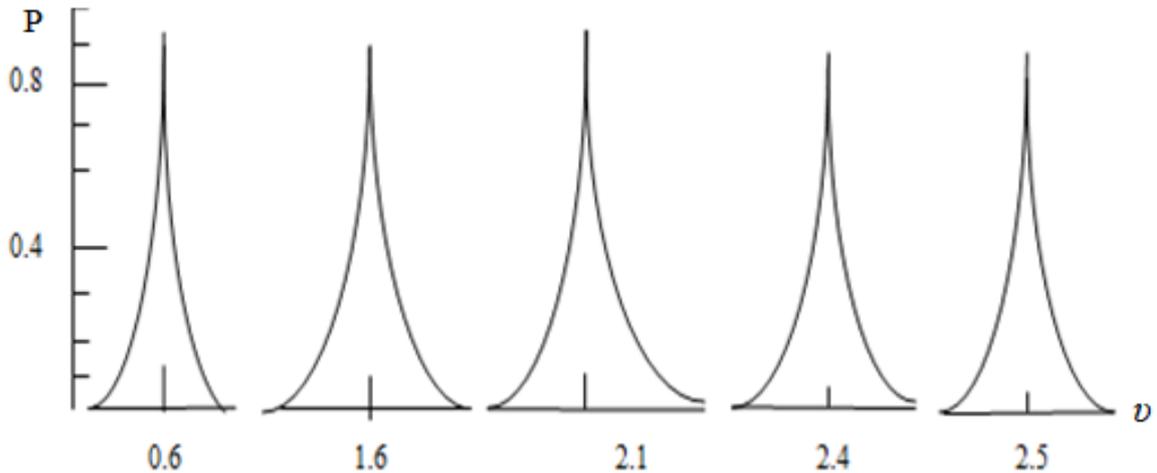
В следующем частотном интервале

$$\omega_g + \omega_{oe} + (11/2)\omega_{eH} \leq \omega_l < \omega_g + \omega_{oe} + (13/2)\omega_{eH} \quad (2)$$



$$C_2(2,3) = 0,210, C_2(4,3) = 0,208, F(1,0) = 0,886, F(2,1) = 0,775, \\ F(3,2) = 0,705, F(4,3) = 0,657.$$

**Рис.7. Зависимость функции  $P = C_2(4,3)w_2(4,3) + C_2(2,3)w_2(2,3)$ , соответствующей второму ФП в частотном интервале (1), от безразмерной частоты  $\vartheta$  в условиях точного резонанса.**



$$C_2(5,4) = 0,2012, C_2(3,4) = 0,2077, F(1,0) = 0,886, F(2,1) = 0,775, \\ F(3,2) = 0,705, F(4,3) = 0,657, F(5,4) = 0,615.$$

**Рис.8. Зависимость функции  $P = C_2(5,4)w_2(5,4) + C_2(3,4)w_2(3,4)$ , соответствующей второму ФП в частотном интервале (2), от безразмерной частоты  $\vartheta$  в условиях точного резонанса.**

электрон и дырка в результате прямого рождения ЭДП оказываются на уровнях  $n = 5$ . В этих условиях возможен как двух-фононный, трех-фононный, четырех-фононный, так и пяти-фононный процесс. В этом случае

второе ФП состоит из десяти пиков, шести из них связаны с прямым рождением ЭДП и четыре – с прямой аннигиляцией (рис.8).

Показано, что в случае прямого рождения ЭДП, сначала электрон и дырка оказываются на уровне Ландау с номером  $n$ , затем электрон в реальном переходе испускает  $N=n-1$  фонон и переходит на уровень  $n=1$ . И, наконец, ЭДП аннигилирует непрямым образом, испуская квант рассеянного света и последний фонон. Другой канал начинается с непрямого рождения ЭДП, в результате электрон оказывается на уровне  $n-1$ , а дырка должна быть на уровне  $n=0$ , так как в противном случае невозможна прямая (без участия фонона) аннигиляция пары. Испустив  $N=n-1$  фонон, электрон переходит на уровень  $n=0$  и пара аннигилирует. Показано, что тензор рассеяния имеет две особенности. Во-первых, он описывает  $n$  пиков, симметрично расположенных относительно точки  $\vartheta=0$ . Во-вторых, в резонансе исчезает множитель  $\eta^2$ , который вдали от резонанса определяет малость тензора рассеяния. В этой области частот исчезает зависимость тензора рассеяния от константы связи  $\eta$ , что приводит к рассеянию в  $\eta^{-1}$  раз большему, чем рассеяние в сильном магнитном поле массивного полупроводника.

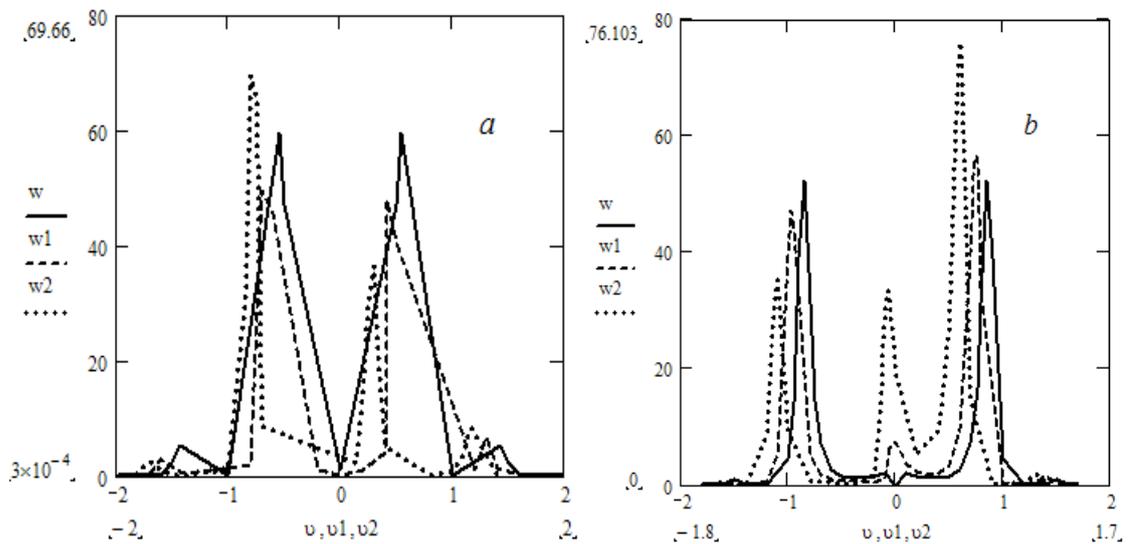
В магнитном поле вследствие электрон-фононного взаимодействия появляются  $n+1$  близко расположенных уровней Ландау, вместо одного уровня с номером  $n$ , расстояние между которыми  $\sqrt{\alpha_0}$ . Если  $n$  – нечетное, то центральный уровень отсутствует, если  $n$  – четное, то в серии уровней электрон-фононной системы имеется центральный несмещенный уровень. Если в результате рождения ЭДП электрон оказался на уровне  $n$ , то число компонент пика ФП определяется номером этого уровня.

Физическая причина понижения степени фреиховской константы связи  $\alpha_0$  в выражении для сечения МРКРС в случае двумерной системы заключается в следующем. В объемном полупроводнике в процессе МРКРС  $N$ -го порядка ( $N \geq 4$ ), когда  $N$  из  $N+1$  промежуточных состояний реальны, происходит реальное блуждание электрона по кристаллу. Сечение процесса МРКРС пропорционально вероятности возврата электрона в точку рождения ЭДП после испускания  $N-1$   $LO$  фононов (тяжелая дырка остается в точке рождения ЭДП), что является необходимым условием аннигиляции ЭДП. Вероятность возврата электрона в точку рождения ЭДП прямо пропорциональна кубу константы связи  $\alpha_0$ , поэтому сечение  $\sigma_N \sim \alpha_0^3$  для  $N \geq 4$ . Другими словами, для  $N > 4$  характерный объем, занимаемый ЭДП  $V_{ЭДП}$ , рожденный светом, после испускания нескольких  $LO$  фононов пропорционален кубу длины свободного пробега, а так как в полярных полупроводниках длина свободного пробега электрона пропорциональна первой степени  $\eta$ , то  $V_{ЭДП} \sim \alpha_0^{-3}$ , а вероятность аннигиляции ЭДП  $\sim V_{ЭДП}^{-1}$  и поэтому  $\sigma_N \sim \alpha_0^3$ .

В случае квазидвумерных систем, в процессе МРКРС  $N$ -го порядка ( $N \geq 2$ )  $N$  из  $N+1$  промежуточных состояний реальны, и можно пользоваться приведенными выше качественными соображениями, связанными с

реальным блужданием электрона по кристаллу. В квантовой яме движение электрона поперек ямы размерно квантовано, тогда как движение в плоскости ямы остается свободным, т.е. происходит квазидвумеризация движения электрона. Характер распределения по относительному расстоянию между электроном и дыркой различен поперек и в плоскости квантовой ямы. Проекция вектора относительного расстояния между электроном и дыркой на плоскость ямы после испускания нескольких  $LO$  фононов пропорциональна длине свободного пробега, т.е. характерная площадь, занимаемая ЭДП,  $S_{\text{ЭДП}} \sim \alpha_0^{-2}$ , при возрастании числа  $N$  испущенных фононов меняется только численно. Поперек квантовой ямы относительное положение электрона и дырки после испускания  $LO$  фононов зависит только от числа испущенных фононов и номера размерного квантованного уровня, но не зависит от вероятности испускания фонона (а следовательно, и от  $\alpha_0$ ). Вероятность аннигиляции ЭДП  $\sim S_{\text{ЭДП}}^{-1} \sim \alpha_0^2$ . Другими словами, вероятность возврата электрона в точку рождения ЭДП после испускания  $N - 1$  фононов прямо пропорциональна квадрату константы связи, и, следовательно,  $\sigma_N \sim \alpha_0^2$  для  $N \geq 2$ .

В сильном магнитном поле, если выполнено условие  $R \ll l_0$ , блуждание происходит в одном измерении вдоль поля, так как в поперечном направлении электрон не может уйти на расстояние больше  $R$ . Поэтому область блуждания становится одномерной, ее длина  $\sim \alpha_0^{-1}$ , и, следовательно-



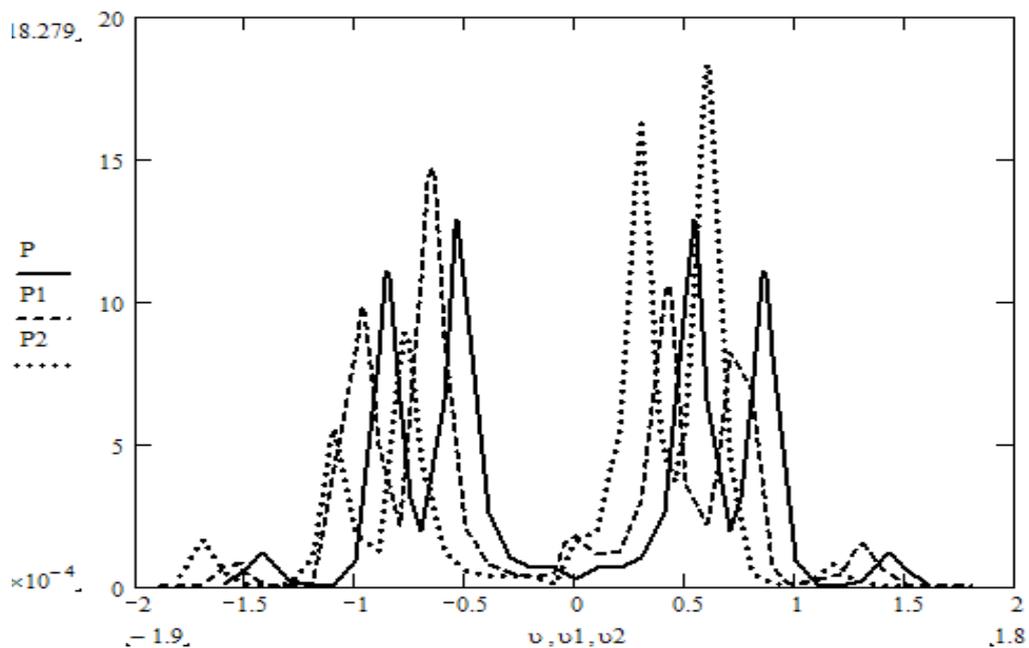
$F(1,0) = 0,886, F(2,1) = 0,775, F(3,2) = 0,705, F(4,3) = 0,657; \mu = 0$  – сплошная линия;  $\mu = 0,05$  - пунктирная линия;  $\mu = 0,1$  - точечная линия.

**Рис.9. Функции  $w_2(4, 3)$  и  $w_2(2, 3)$ , определяющие тензор рассеяния в интервале частот (1) в канале прямого рождения при некоторых значениях параметра  $\mu$ .  $a$  – канал прямого рождения,  $b$  – канал прямой аннигиляции.**

но,  $\sigma_N \sim \alpha_0$ . В квантовой яме, которая будет рассматриваться в качестве примера квазидвумерной системы, в сильном магнитном поле, направленном перпендикулярно плоскости ямы, движение электрона полностью квантовано, иными словами область блуждания становится нульмерной и сечение рассеяния  $\sigma_N \sim \alpha_0^0$ . Отсюда и следует вывод о независимости сечения рассеяния от константы связи.

Рассмотрена картина расщепления пика ФП как функция магнитного поля, т.е, когда  $\omega_{eH} \neq \omega_{LO}$ .

Зависимость функций  $w_2(4,3)$  и  $w_2(2,3)$  от безразмерной частоты  $\vartheta$  для различных значений магнитного поля приведена, соответственно, на рис.9а., рис.9б. Как видно из рис.9 и рис.10, положения и интенсивности пиков ФП сложно зависеть от магнитного поля. В точном резонансе ( $\mu = 0$ ) для второго ФП тензор рассеяния состоит из восьми симметричных относительно точки  $\vartheta = 0$  пиков.



$C_2(2,3) = 0,210$ ,  $C_2(4,3) = 0,208$ ,  $F(1,0) = 0,886$ ,  $F(2,1) = 0,775$ ,  $F(3,2) = 0,705$ ,  $F(4,3) = 0,657$ .  $\mu = 0$  – сплошная линия;  $\mu = 0,05$  - пунктирная линия;  $\mu = 0,01$  - точечная линия.

**Рис. 10. Зависимость функции  $P = C_2(4,3)w_2(4,3) + C_2(2,3)w_2(2,3)$ , соответствующей второму ФП в интервале частот (1), от безразмерной частоты  $\vartheta$  в условиях точного резонанса.**

Развитая выше теория предсказывает, что для квантовой ямы в квантующем магнитном поле рассеяние в процессе МФРКС резко увеличивается. Тензор рассеяния в резонансной области перестает зависеть от константы связи ( $\sigma_N \sim \alpha_0^0$ ), вдали от резонанса пропорционален квадрату константы связи ( $\sigma_N \sim \alpha_0^2$ ). Таким образом, если константы связи достаточно малы, рассеяния в квазидвумерной системе оказывается в  $\alpha_0^{-1}$  раз сильнее,

чем аналогичное рассеяния в массивном образце. Пики ФП в области резонанса как функция магнитного поля соответствует спектру электрон-фононной системы. Разбиения пика ФП на несколько компонент происходит из-за расщеплений электрон-фононных уровней. Интенсивность и положения пиков ФП сложным образом меняется в зависимости от магнитного поля. Здесь имеются два канала рассеяния (прямого рождения и прямой аннигиляции). Каждый пик возникает в результате суперпозиции этих каналов рассеяния, положение и интенсивность которых по-разному зависят от магнитного поля. Расстояние между расщепившимися компонентами пиков ФП оказывается  $\sim\sqrt{\alpha_0}$ . Значения численных множителей в данной теории не приводятся, так как при вычислении массового оператора графики с пересечением фононных линий не учитывались. Однако, принимая во внимание численные оценки вклада этих графиков, можно убедиться, что изменения, связанные с учетом этих графиков, будут невелики.

В четвертой главе диссертации «**«Ослабленные» поляронные состояния в магнитооптических эффектах в квантовой яме»** приводятся результаты по исследованию магнитооптического поглощения, учитывающее процессы распада электронных состояний, обусловленные двухфононным гамильтонианом взаимодействия. Наиболее отчетливо двухфононные процессы проявляются когда частота продольного оптического фонона  $\omega_{LO}$  и циклотронная частота  $\omega_{eH}$  электрона удовлетворяют условию ( $n$  – номер уровня Ландау)  $n\omega_{eH} = 2\omega_{LO}$ ,  $n = 1, 3, 5, 7$  и т.д. В этих условиях верхний электронный уровень (на который забрасывается электрон в результате магнитооптического поглощения) оказывается сильно нестационарным, так как вероятность его распада с испусканием двух фононов становится большой. Легко видеть, что при выполнении условия  $n\omega_{eH} = 2\omega_{LO}$   $n$ -й уровень совпадает (вырождается) с уровнем  $n=0$  плюс два оптических фонона. Учет взаимодействия между этими уровнями через электрон-фононное взаимодействие приводит к снятию вырождения и, соответственно, к расщеплению пиков магнитооптического поглощения. Если условие  $3\omega_{eH} = 2\omega_{LO}$  выполнено, то этому соответствует следующий физический процесс: Электрон светом перебрасывается из валентной зоны с уровня Ландау  $n = 3$  (ниже предполагается, что энергия квантования в яме велика по сравнению с циклотронной, и учитывается только низший уровень  $l = 1$  с примыкающими к нему уровнями Ландау), в зону проводимости на уровень  $n=3$ . После чего, испуская два оптических фонона переходит на уровень  $n=0$ . В этом случае для массового оператора получим

$$\Sigma_1(3, \varepsilon) = \omega_{LO} \frac{(15\sqrt{\pi}/8)\eta'}{(\gamma' + \lambda')}, \quad \eta' = \frac{\mathcal{A}^2}{2} \left( \frac{\omega_{eH}}{\omega_{LO}} \right)^{1/2}, \quad \gamma' = (\varepsilon - \omega_{e3})/\omega_{LO},$$

$\lambda' = (3\omega_{eH} - 2\omega_{LO})/\omega_{LO}$ . Здесь  $\mathcal{A}$  - константа электрон-двухфононного взаимодействия.

Величины расщепления (при  $\lambda' = 0$ ) для различных значений номера уровня Ландау  $n$  приведены в таблице.

**Таблица.**

Величины расщепления для различных значений номера уровня Ландау

Номер уровня Ландау $n$	3	5	7	9
Величина расщепления	$2\sqrt{\frac{15\sqrt{\pi}}{8}}\eta$	$2\sqrt{\frac{(1485\sqrt{\pi})\eta}{32}}$	$2\sqrt{\frac{289575\sqrt{\pi}\eta}{128}}$	$2\sqrt{\frac{4922775\sqrt{\pi}\eta}{256}}$

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По результатам исследования, проведенного по теме диссертации доктора философии (PhD) «Особенности оптических свойств низкоразмерных электронных систем» сделаны следующие выводы:

1. Показано, что в размерно-квантованных полупроводниковых проволоках прямоугольной и цилиндрической формы КРС анизотропно. В случае переходов электрона между размерно – квантованными  $n_1 = 2$  и  $n_1 = 3$  в зоне проводимости или переходов дырки между уровнями  $n_2 = 2$  и  $n_2 = 3$  в валентной зоне форма линии вторичного излучения Лоренцева.
2. Установлено, что сечение межзонного КРС размерно – квантованной полупроводниковой проволоки имеет резонанс на частотах, пропорциональных величине  $[\omega_s - \pi^2(E_0/\hbar) \left(\frac{m_0}{m^*}\right) (n_1^2 - n_2^2)]^{-2}$  частота рассеянного света принимает, согласно закону сохранения энергии, дискретный ряд значений. Если переходы происходят без изменения номера размерного квантования  $n_1 = n_2 = n$  и  $m_1 = m_2 = m$ , то частота удовлетворяет условию  $\omega_s(n, m) = \omega_l - (E_\phi/\hbar) - \frac{\pi^2\hbar}{2\mu d^2} n^2 - \frac{\pi^2\hbar}{2\mu \ell^2} m^2$ , где  $n = 1, 2, \dots, m = 1, 2, \dots$ .
3. Показано, что при выполнении условия  $\omega_{LO} = j\omega_{eH}$  различным значениям числа  $j$  соответствуют различные поляронные состояния, например, значению  $j = 1$  соответствует один двойной полярон, значению  $j = 2$ , т.е.  $\omega_{eH}/\omega_{LO} = 1/2$ , отвечают два двойных полярона ( $D$  и  $E$ ), значению  $j = 3$ , т.е.  $\omega_{eH}/\omega_{LO} = 1/3$  -три двойных полярона ( $F$ ,  $K$  и  $L$ ) и т.д. При дробных значениях числа  $j$  образуются «ослабленные» поляронные состояния.
4. Рассмотрены поляронные эффекты в случае резонансной связи трех и четырех уровней Ландау, когда циклотронная частота близка к частоте объемного фонона. Установлено, что уровни энергии системы расщепляются резонансным электрон-фононным взаимодействием соответственно на три и четыре компонента. Показано, что величина расщепления  $\sim \sqrt{\alpha_0}$ , что превышает в  $\alpha_0^{1/6}$  раз аналогичное расщепление в объемном случае.
5. Установлено, что поведение пиков в области резонанса как функция магнитного поля отражает спектр электрон-фононной системы. Разбиения пика ФП на несколько компонент происходит из-за расщеплений электрон-фононных уровней. Интенсивность и положение пиков ФП сложным образом меняется как функция магнитного поля. Показано, что при

достаточно малых значениях константы связи  $\alpha_0$  можно ожидать увеличение сечения рассеяния в квазидвумерной системе в  $\sim \alpha_0^{-2}$  раз, чем аналогичное рассеяния в массивном образце.

6. Показано, что в этом случае имеются два канала рассеяния (прямого рождения и прямой аннигиляции), и каждый пик возникает в результате суперпозиции этих каналов рассеяния. Установлено, что положение и интенсивность которых по-разному зависят от магнитного поля и расстояния между расщепившимися компонентами пиков ФП оказывается  $\sim \sqrt{\alpha_0}$ .
7. Показано, что расщепление магнитооптического пика поглощения, обусловленное поляризационным механизмом нелинейного электрон-фононного взаимодействия и магнитооптический пик поглощения света состоит из двух  $\delta$ -образных пиков, расстояние между которыми равно  $\hbar\Delta$ . Установлено, что коэффициенты при  $\delta$ -функциях пропорциональны интегральным интенсивностям пиков.

**SCIENTIFIC COUNCIL ON AWARD OF THE SCIENTIFIC DEGREE  
DOCTOR OF PHILOSOPHY PhD.29.08.2017. FM.02.04  
SAMARKAND STATE UNIVERSITY**

---

**SAMARKAND BRANCH  
OF TASHKENT UNIVERSITY OF INFORMATION TECHNOLOGIES**

**KHUJANOVA DILAFRUZ SHAKARBEKOVNA**

**PECULIARITY OF OPTICAL PROPERTIES OF A LOW-DIMENSIONAL  
ELECTRONIC SYSTEMS**

**01.04.05 – Optics**

**ABSTRACT OF DISSERTATION OF THE DOCTOR OF PHILOSOPHY (PhD) ON  
PHYSICAL AND MATHEMATICAL SCIENCES**

**Samarkand – 2019**

**The theme of dissertation of Doctor of Philosophy (PhD) on physical and mathematical sciences was registered at the Supreme Attestation Commission at the Cabinet of Ministers of the Republic of Uzbekistan under number B2018.3.PhD/FM278.**

Dissertation has been prepared at the Samarkand branch of Tashkent University of Information Technologies

The abstract of the dissertation is posted in three languages (uzbek, russian, english (resume)) on the website ([www.samdu.uz](http://www.samdu.uz)) and the “Ziyonet” information and educational portal ([www.ziyonet.uz](http://www.ziyonet.uz)).

**Scientific supervisor:**

**Eshpulatov Barat**

Doctor of Physical and Mathematical Sciences

**Official opponents:**

**Oksendgentler Boris Leonidovich**

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor

**Kuyliyev Baxron Tuxliyevich**

Doctor of Philosophy (PhD) in Physics and Mathematics,  
Assistant Professor

**Leading organization:**

**Fergana State University**

Dissertation defence will be held on “\_\_\_\_\_” \_\_\_\_\_ 2019 at \_\_\_\_\_ at the meeting of Scientific Council number PhD 29.08.2017. FM. 02. 04 at Samarkand State University (**Address:** University Boulevard 15, Samarkand, 140104, Uzbekistan, **Ph.:** (99866) 239-17-14, 239-11-40; **fax:** (99866) 239-11-40, **e-mail:** [devonxona@samdu.uz](mailto:devonxona@samdu.uz). cabinet 63, ground floor, the department of Physics, Samarkand State University).

Dissertation is possible to review in Information Resource Centre at Samarkand State University (is registered № \_\_\_\_\_) (**Address:** University Boulevard 15, Samarkand, 140104, Uzbekistan, **Ph.:** (99866) 239-17-14, 239-11-40; **fax:** (99866) 239-11-40).

Abstract of dissertation sent out on “\_\_\_\_\_” \_\_\_\_\_ 2019 year  
(Mailing report № \_\_\_\_\_ on “\_\_\_\_\_” \_\_\_\_\_ 2019 year)

**M. Kh. Ashurov**

Chairman of Scientific Council  
on award of scientific degrees,  
DSc in physics and mathematics, academician

**R. M. Radjabov**

Scientific secretary of Scientific Council  
on award of scientific degrees,  
CSc in physics and mathematics, docent

**D. I. Semenov**

Chairman of scientific seminar under Scientific  
Council on award of scientific degrees,  
DSc in physics and mathematics

## INTRODUCTION (abstract of PhD dissertation)

**The aim of the research** is the study of interband Raman scattering of light in dimensionally quantized semiconductor wires and magnetopolar effects in interband magneto-optical absorption, as well as multi-phonon resonant Raman scattering in a quantum well in a quantizing magnetic field.

**The tasks of the research:**

to obtain and analyze the differential cross section for Raman scattering of light in a rectangular and cylindrical quantum wire;

to determine the types of magnetopolarons in a quantum well in a magnetic field;

to study the splitting of the peaks of interband magneto-optical absorption of light in semiconductor quantum wells in a strong magnetic field, due to triple and quadruple magnetopolarons;

to study the contribution of processes involving free electron – hole pairs in a strong magnetic field in a quantum well to the MFRS cross section;

to analyze the role of “weakened” magnetopolarons in the spectrum of interband optical absorption of light in a magnetic field.

**The scientific novelty of the research** is as follows:

it was found that the interband Raman of a quantized semiconductor wire of a rectangular and cylindrical shapes are anisotropic. The frequency of the scattered light takes a discrete series of values;

it was shown that the multiple amplification of the multi-phonon resonant Raman scattering in quantum wells in a magnetic field compared with similar scattering in a bulk semiconductor;

splitting of the electron - phonon levels leads to splitting of the peak of phonon repetitions (FR) into several components, the position and intensity of which in a complex way changes as a function of magnetic field. It is shown that the distance between the components of the FR peaks is  $\sim\sqrt{\alpha_0}$ , (where,  $\alpha_0$  is the dimensionless electron – phonon coupling constant);

magnetopolarons formed in semiconductor quantum wells in a magnetic field are classified;

upon the formation of triple and quadruple magnetopolarons in quantum wells, the peak of magneto-optical absorption splits into three and four components, respectively, and has a value substantially larger than the splitting existing in bulk semiconductors. The position and relative intensities of the peaks are highly dependent on the magnetic field;

it is shown that in the case of “attenuated” polarons, the magneto-optical absorption peak splits into two components, the distance between which is proportional to  $\alpha_0$ .

**Practical results of the research** are as follows:

obtaining graphs of the cross section of the scattering of interband Raman scattering of light in quantum wires by numerical calculation using the values of the parameters corresponding to the GaAs semiconductor;

mathematical models of magnetopolarons in a quantum well in a magnetic field have been developed and these models are qualified. Models improved for triple and quadruple magnetopolarons;

resonance values of magnetic fields and distances of magneto-optical absorption peaks for  $A^3B^5$  semiconductors were determined;

the models developed in the study of cattle for two, three, four and five phonons are optimized for studies in the case of many phonons;

the Hamiltonian model of electron-two-photon nonlinear interaction is developed.

**Implementation of the research results.** On the basis of the results obtained in this work, the features of the optical properties of low-dimensional electronic systems:

The results obtained in the study of the effect of triple and quadruple magnetopolarons in quantum wells in a magnetic field on interband magneto-optical light absorption were used in studies of the  $\Phi 2-\Phi K-0-47339 \Phi 2-015$  project “Physics of Quantum Nanostructures” (2012-2016 years) (Information from the Ministry of Development of Information Technologies and Communications of the Republic of Uzbekistan № 33-8/6280 of August 25, 2018 y). The introduction of scientific developments in the grant reports made it possible to explain the optical properties of quantum-sized nanostructures and expand the scientific understanding of such structures;

Raman scattering of light in a quantum wire, multi-phonon resonant Raman scattering of light in a quantum well in a magnetic field, as well as effects associated with magnetopolarons in magneto-optical band absorption of light, were used in teaching the theoretical course in astrophysics (reference Manhattan College, May 14, 2019). The use of scientific results allowed to study and explain the properties of naturally existing of neutron stars;

the results obtained in the thesis in the study of multiphonon Raman scattering of light with the participation of free electron-hole pairs in a quantum well in a magnetic field; The splitting of the magneto-optical interband light absorption peak into three and four peaks, respectively, was used in studies of the project BV-F4-014 “Development of the mathematical foundations of magnetoelasticity and applied methods for solving the problem of magnetoelastic vibrations of thin-walled elements of electronic devices, micro- and nanosystems in a magnetic field with taking into account electromagnetic compatibility” (2017-2020) (Information from the Ministry of Development of Information Technologies and Communications of the Republic of Uzbekistan № 33-8/7136 dated October 10, 2019) to explain the change in the frequencies of magnetoelastic vibrations in a magnetic field and to solve screening problems in micro - and nanosystems. The introduction of scientific results made it possible to explain the optical properties of nanostructures.

**The structure and volume of the dissertation.** The dissertation consists of an introduction, four chapters, conclusion, list of references and applications. The volume of the dissertation is 123 pages.

**ЭЪЛОН ҚИЛИНГАН ИШЛАР РЎЙХАТИ**  
**СПИСОК ОПУБЛИКОВАННЫХ РАБОТ**  
**LIST OF PUBLISHED WORKS**

**I бўлим (I часть; I part)**

1. Эшпулатов Б. Э., Абдукаримов А., Хужанова Д. Ш. Комбинационное рассеяние света в полупроводниковых проволоках // Вестник ТУИТ. - Ташкент. 2008. № 2. С.75-80. (05.00.00, №10).
2. Эшпулатов Б., Очилов О., Абдукаримов А., Хужанова Д. Ш. Особенности магнитооптического поглощения в двухмерных наноструктурах // Вестник ТУИТ. – Ташкент. 2008. №4. С.88-91. (05.00.00, №10).
3. Эшпулатов Б. Э., Арзикулов Э. У., Хужанова Д. Ш. Комбинационное рассеяние света в полупроводниковых проволоках // Электронная обработка материалов. –Кишинев, 2010. № 1.С.90-96, ISSN 1068-3755 (Print); ISSN 1934-8002 (Online). (№3. Scopus; IF= 0,289).
4. Eshpulatov B. E., Arzikulov Esh. U., Khuzhanova D. Sh. Raman Scattering of Light In Semiconductor Wires // Surface Engineering and Applied Electrochemistry. 2010. vol.46. No.1, pp. 80-85. ISSN 1068-3755 (Print); ISSN 1934-8002 (Online). (№3. Scopus; IF = 0,289).
5. Хужанова Д.Ш. Теория многофононного резонансного комбинационного рассеяния света квантовыми ямами в сильном магнитном поле // СамДУ илмий тадқиқотлар ахборотномаси. - Самарқанд. 2019. № 1 (113). С.70-72. (01.00.00, №2)
6. Хужанова Д.Ш. Яримўтказгичли квантланган ишларда ёруғликнинг комбинацион сочилиши // Бухоро давлат университети илмий ахбороти. - Бухоро.2019. № 2. С.50-53. ISSN 2181-6875 (01.00.00, №3)
7. Эшпулатов Б. Э., Хужанова Д. Ш. Магнитооптическое поглощение света в квантовой яме с участием четверных поляронов // Доклады Академии наук Республики Узбекистан. - Ташкент. 2019. № 3.С.28-31. (01.00.00, №7)
8. Eshpulatov B. E., Hujanova D. Sh. Quadruple magnetopolarons in magnetooptics of a quantum-dimensional nanostructures // European science review. – Vienna. Austria. 2019.№ 5-6. (May-June) Pp.108-111. ISSN 2310-5577 (№5. Global impact factor; IF=1.26. 05.00 00, №3).

**II бўлим (II часть; II part)**

9. Эшпулатов Б. Э., Хужанова Д. Ш. Волновые функции и уровни энергии электрона в размерно-квантованной полупроводниковой проволоке // Материалы международной конференции «Новые направления в теории динамических систем и некорректных задач». Самарканд, 19-20 октябрь 2007, С.255-257.
10. Эшпулатов Б. Э., Хужанова Д. Ш., Абдукаримов А. А. Влияние магнитного поля на двухфононное резонансное комбинационное рассеяние света в квантовой яме // Материалы республиканской научно-практической

конференции «Фундаментальные и прикладные проблемы современной физики». Ташкент, 2007. С.83-84.

11. Эшпулатов Б. Э., Хужанова Д. Ш., Вахобов О. В. Теория магнитополяронного эффекта в низкоразмерных системах // Материалы республиканской научно-практической конференции «Фундаментальные и прикладные проблемы современной физики». Ташкент, 2007. С.85-86.

12. Эшпулатов Б. Э., Хужанова Д. Ш. Тройные магнитополяроны в кванто-размерных наноструктурах // «Физика ва физик таълимнинг замонавий муаммолари» мавзусидаги республика конференцияси тезислари (ФФТЗМ - 1). Самарканд. 11-12 декабрь 2009. С.21.

13. Хужанова Д. Ш. Расщепление межзонного поглощения света в квантовой яме в магнитном поле // «Замонавий физиканинг долзарб муаммолари» мавзусидаги республика ёш олимлар ва иктидорли талабалар мактаб-семинари материаллари. Самарканд. 28-29 май 2010 йил. С.110-111.

14. Эшпулатов Б. Э., Азимов У. И., Равшанов О., Хужанова Д. Ш. Влияние четверных магнитополяронов на магнитооптическое поглощение света в квантовой яме в сильном магнитном поле // «Интеллектуал салохиятли иктидорли ёшлар» мавзусидаги ёш олимлар, магистрант ва талабаларнинг анъанавий XI республика илмий-амалий конференцияси материаллари, (Шқисм), 23-24 май 2014 й, Самарканд, С.72-75.

15. Eshpulatov B. E., Kuvondikov Sh., Eshniyazov O., Xujanova D. Sh. Effect of tetradic magnetopolarons on a magneto-optical absorption of light in a quantum well in a strong magnetic field // Moscow International Symposium on Magnetism (MISM), 29 June–3 July 2014, Moscow, Boor of Abstracts, p. 808. (Сб23, УДК 537, ББК 22.334, ISBN 978-5-91978-025-0).

16. Эшпулатов Б. Э., Азимов У. И., Хужанова Д. Ш. Спектр «ослабленных» поляронов в полупроводниковых квантовых ямах в квантующем магнитном поле // Сборник тезисов докладов республиканской конференции, посвященной 100-летию академика С.А.Азимова «Фундаментальные и прикладные вопросы физики» 6-7 ноября 2014 г. Ташкент, С.159-160.

17. Эшпулатов Б. Э., Азимов У. И., Хужанова Д. Ш. «Ослабленные» магнитополяронные состояния в квантовой яме // «Конденсатланган мухитлар физикаси ва физика ўқитишининг долзарб муаммолари» республика илмий-амалий семинар материаллари, 13 июнь 2015 й., Наманган, С.145-148.

18. Эшпулатов Б. Э., Азимов У. И., Хужанова Д. Ш. Магнитооптические эффекты в квантовой яме с участием «ослабленных» поляронов // Сборник тезисов докладов международной конференции, «Фундаментальные и прикладные вопросы физики», 5-6 ноября 2015, Ташкент, С.314-317.

19. Эшпулатов Б.Э., Хужанова Д.Ш., Игамбердиев С. Комбинационное рассеяние света в цилиндрической квантовой проволоке // Труды международной конференции «Фундаментальные и прикладные вопросы физики», 13-14 июнь 2017, Ташкент, С.279-283.

20. Эшпулатов Б. Э., Хужанова Д. Ш., Игамбердиев С. Х. Комбинационное рассеяние света с участием двух оптических фононов в квантовой яме //

Интернаука. - Москва. 2018. № 8 (42). С.19-21. ISSN 2410-213X (Print); ISSN 2410-9371 (Online). (№14. ResearchBib; IF=0,465).

21. Эшпулатов Б. Э., Азимов У. И., Хужанова Д. Ш. Тройные магнитополяроны в квантовых ямах // Интернаука. - Москва. 2018. № 15 (49). С.32-34. ISSN 2410-213X (Print); ISSN 2410-9371 (Online). (№14. ResearchBib; IF=0,465).

22. Эшпулатов Б. Э., Хужанова Д. Ш., Хотамов Н. Магнитооптическая поглощения света в квантовой яме с участием четверных поляронов // «Ярим-ўтказгичлар физикасининг ва қайта тикланувчи энергия манбаларини ривожлантиришнинг замонавий муаммолари» Республика илмий-амалий анжумани материаллари. 20-21 апрел, Андижон-2018, С.191-192.

23. Эшпулатов Б. Э., Хужанова Д. Ш., Игамбердиев С. Спектр «ослабленных» магнитополяронов в квантовой яме // “Замонавий ахборот-коммуникация технологиялари ва инновацион ғояларни жорий қилиш” Муҳаммад ал-Хоразмий номидаги ТАТУ СФ 13 илмий-амалий конференция материаллари тўплами, 26-27апрел, 2018, Самарқанд. С.145-146.

24. Эшпулатов Б. Э., Хужанова Д. Ш., Салахитдинов А. Н., Салахитдинова М. К. Четверные магнитополяроны в магнитооптике квантоворазмерных наноструктур // XXIII Международная конференция «Новое в магнетизме и магнитных материалах» Сборник трудов (30 июня – 5 июля 2018, Москва). С.736-737.

Автореферат СамДУ “Илмий ахборотнома” журнали таҳририятида  
таҳрирдан ўтказилиб, ўзбек ва рус тилларидаги матнлар ўзаро  
мувофиқлаштирилди (11.12.2019 йил).