

**ЎЗБЕКИСТОН МИЛЛИЙ УНИВЕРСИТЕТИ ҚОШИДАГИ
ЯРИМЎТКАЗГИЧЛАР ФИЗИКАСИ ВА МИКРОЭЛЕКТРОНИКА
ИЛМИЙ ТАДҚИҚОТ ИНСТИТУТИ ХУЗУРИДАГИ ФАЛСАФА
ДОКТОРИ ИЛМИЙ ДАРАЖАСИ БЕРУВЧИ
PhD.30.08.2018.ФМ/Т.01.12 РАҚАМЛИ ИЛМИЙ КЕНГАШ**

ФАРҒОНА ПОЛИТЕХНИКА ИНСТИТУТИ

АХМАДАЛИЕВ БОЗОРБОЙ ЖОБОРАЛИЕВИЧ

**CdS ТИПИДАГИ КРИСТАЛЛАР ЭКСИТОН-ПОЛЯРИТОН
ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯСИ СПЕКТРИДА ФАЗОВИЙ ДИСПЕРСИЯ ВА
ЭКСИТОН СЎНИШИ**

01.04.10-Яримўтказгичлар физикаси

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

ТОШКЕНТ-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**

Ахмадалиев Бозорбой Жоборалиевич

CdS типдаги кристаллар экситон-поляритон люминесценцияси спектрида
фазовий дисперсия ва экситон сўниши 3

Ахмадалиев Бозорбой Жоборалиевич

Пространственная дисперсия и экситонное затухание в спектрах экситон-
поляритонной люминесценции кристаллов типа CdS.....27

Akhmadaliev Bozorboy Joboralievich

Spatial dispersion and exciton decay in the exciton-polariton luminescence spectra
of CdS type crystals..... 51

Эълон қилинган ишлар рўйхати

Список опубликованных работ

List of published works..... 55

**ЎЗБЕКИСТОН МИЛЛИЙ УНИВЕРСИТЕТИ ҚОШИДАГИ
ЯРИМЎТКАЗГИЧЛАР ФИЗИКАСИ ВА МИКРОЭЛЕКТРОНИКА
ИЛМИЙ ТАДҚИҚОТ ИНСТИТУТИ ХУЗУРИДАГИ ФАЛСАФА
ДОКТОРИ ИЛМИЙ ДАРАЖАСИНИ БЕРУВЧИ
PhD.30.08.2018.FM/T.01.12 РАҚАМЛИ ИЛМИЙ КЕНГАШ**

ФАРҒОНА ПОЛИТЕХНИКА ИНСТИТУТИ

АХМАДАЛИЕВ БОЗОРБОЙ ЖОБОРАЛИЕВИЧ

**CdS ТИПИДАГИ КРИСТАЛЛАР ЭКСИТОН-ПОЛЯРИТОН
ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯСИ СПЕКТРИДА ФАЗОВИЙ ДИСПЕРСИЯ ВА
ЭКСИТОН СЎНИШИ**

01.04.10-Яримўтказгичлар физикаси

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

ТОШКЕНТ-2019

Физика-математика фанлари бўйича фалсафа доктори (PhD) диссертацияси мавзуси Ўзбекистон Республикаси Вазирлар Махкамаси ҳузуридаги Олий аттестация комиссиясида В2019.2. PhD/FM324 рақам билан рўйхатга олинган.

Диссертация Фарғона Политехника институтида бажарилган.

Диссертация автореферати уч тилда (ўзбек, рус, инглиз (резюме)) Илмий кенгаш веб-саҳифасида (ispm.uz) ва “ZiyoNet” Ахборот-таълим порталида (www.ziynet.uz) жойлаштирилган.

Илмий раҳбар:

Юлдашев Носиржон Хайдарович
физика-математика фанлари доктори, профессор

Расмий оппонентлар:

Мамадалимов Абдугафур Тишабаевич
физика-математика фанлари доктори, академик

Ғуломов Абдурасул Ғофурович
физика-математика фанлари доктори

Етакчи ташкилот:

Тошкент ахборот технологиялари университети

Ўзбекистон Миллий университети қошидаги Яримўтказгичлар физикаси ва микроэлектроника илмий-тадқиқот институти ҳузуридаги Фалсафа доктори илмий даражасини берувчи PhD.30.08.2018.FM/T.01.12 рақамли илмий кенгашнинг 2019 йил «__» _____ соат _____ даги мажлисида бўлиб ўтади. (Манзил: 100057, Тошкент шаҳри, Янги Олмазор кўчаси, 20-уй. Тел./факс: (99895) 146-77-44; e-mail: info@ispm.uz), ЎЗМУ қошидаги ЯФМ ИТИ мажлислар зали).

Диссертация билан Ахборот технологияларни жорий этиш бўлимида танишиш мумкин. (__ рақам билан рўйхатга олинган). Манзил: 100057, Тошкент шаҳри, Янги Олмазор кўчаси, 20-уй. Тел./факс: (99895) 146-77-44; e-mail: info@ispm.uz),

Диссертация автореферати 2019 йил «__» _____ да тарқатилди.

(2019 йил «__» _____ даги рақамли реестр баённомаси).

Ш.Б. Утамурадова
Фалсафа доктори илмий даражасини берувчи Илмий кенгаш раиси, ф.-м.ф.д., профессор

С.С. Насриддинов
Фалсафа доктори илмий даражасини берувчи Илмий кенгаш котиби т.ф.д., доцент

А.Т. Мамадалимов
Фалсафа доктори илмий даражасини берувчи Илмий кенгаш қошидаги илмий семинар раиси, ф.-м.ф.д., академик

КИРИШ (фалсафа доктори (PhD) диссертациясининг аннотацияси)

Диссертация мавзусининг долзарблиги ва зарурати. Жаҳонда каттиқ жисмларнинг замонавий оптик спектроскопиясида ҳажмий ва кичик ўлчамли яримўтказгичларнинг экситон нурланиши ҳам фундаментал, ҳам амалий нуқтаи назардан фаол илмий тадқиқотлар предмети ҳисобланади. Бунда монокристаллар, поликристаллар, таркиби назорат қилинадиган юпка плёнкалар билан бир қаторда, ҳар хил тузилишга эга квант-ўлчамли структураларга асосий эътибор қаратилмоқда. Бу улар экситон нурланишининг лазер технологиялари соҳасида амалий қўлланиши ва спектрлари таҳлилидан сермахсул маълумот олиш имкониятларини беради. Шунга кўра микро- ва наноэлектроникада тадқиқ қилинаётган намуналарнинг ички тузилиши ҳамда электрон хоссаларини диагностика қилишда бевосита ва энг ишончли усул бўлиб қолмоқда.

Ҳозирги кунда жаҳон миқёсида экситон спектроскопиясидаги муҳим муаммолардан бири CdS типигаги бир ўқли кристалларда оралиқ экситон-фотон ўзаро таъсири ҳамда аномал дисперсия шароитида реал экситон сўнишини эътиборга олиб, экситон-поляритон люминесценцияси (ЭПЛ) спектрларини аниқ ҳисоблаш ва экспериментга мос ҳолда назарий таҳлил қилишдир. Шу сабабли механик экситон сўниши $\hbar\Gamma$ ни эътиборга олган ҳолда CdS типигаги кристаллар ЭПЛ ига бўйлама экситонлар ҳамда сирт-радиацион спектрал модаларнинг кўшадиган парциал ва интерференцион улушларини сонли ҳисоблаш усулларини яратиш, CdS типигаги кристалларда кучли экситон сўниши ва аномал дисперсия шароитида аралаш экситон-поляритон тўлқинлари анизотроп нурланишининг шаклланиш механизмлари, CdS типигаги кристалларда экситон сўнишининг критик қиймати яқинида ва ўта катта сўниш шароитида аралаш модаларнинг интерференцион нурланиши каби масалаларнинг чуқурроқ илмий тадқиқоти асосий вазифалардан бири бўлиб қолмоқда.

Кейинги йилларда Ўзбекистон Республикаси ҳукумати фундаментал ва амалий тадқиқотларнинг долзарб устивор йўналишларига алоҳида аҳамият бермоқда. Хусусан, қуёш элементлари яшаш учун керакли моно- ва поликристалл яримўтказгичлар олиш технологиясида муҳим натижаларга эришилди. Ўзбекистон Республикасини янада Ривожлантириш стратегиясида илмий ва инновацион ютуқлардан амалда фойдаланишнинг самарали механизмларини яратишга алоҳида эътибор қаратилган. Шу аснода фотоника ва оптоэлектроника соҳасида яримўтказгич тизилмалар оптик параметрларини аниқлашнинг янги, чуқур назарий тадқиқот усулларини яратиш жуда муҳимдир. Ушбу диссертация CdS типигаги бир ўқли кристалларда паст температурали ($T \approx 2-70$ K) ЭПЛ спектрлари шаклланишининг янги механизмларини назарий ўрганишга бағишланган бўлиб, унинг натижалари ионлаштирувчи нурланиш детекторлари, поляритон лазерлар, ахборот технологиялари элементлари ва бошқа шунга ўхшаш оптоэлектрон асбобларни такомиллаштиришда муҳим аҳамиятга эга.

Диссертация тадқиқотлари маълум даражада Ўзбекистон Республикаси Президентининг 2017 йил 7 февралдаги “Ўзбекистон Республикасини янада ривожлантириш бўйича ҳаракатлар стратегияси тўғрисида”ги ПФ-4947-сон Фармони ва 2017 йил 13 февралдаги “2017-2021 йилларда электротехника саноатини бошқаришни янада такомиллаштириш, ривожланишини жадаллаштириш ва диверсификациялаш чора-тадбирлари ҳақида” ПҚ-2772-сон қарори, 2017 йил 17 февралдаги “Фанлар академияси фаолияти, илмий тадқиқот ишларини ташкил этиш, бошқариш ва маблағ билан таъминлашни янада такомиллаштириш чора-тадбирлари ҳақида” ПҚ-2789-сон қарорида ҳамда шу соҳада қабул қилинган бошқа шунга ўхшаш меъёрий-ҳуқуқий ҳужжатларда кўзда тутилган вазифаларни бажаришга хизмат қилади.

Тадқиқотнинг республика фан ва технологиялар ривожланишининг устивор йўналишларига мослиги. Мазкур тадқиқот республика фан ва технологиялар ривожланишининг III.Энергетика, энерго-ресурс тежамкорлиги, асбобсозлик, замонавий электроника, микроэлектроника, электрон асбобсозликнинг ривожлантиришни устувор йўналиши доирасида бажарилган.

Муаммонинг ўрганилганлик даражаси. Поляритон люминесценцияси (ПЛ) шаклланишининг умумназарий масалалари америкалик олимлар Томас ва Хопфильд, япониялик Тойозава, Киевдан Пекар, россиялик Агранович ва унинг шогирдлари ҳамда Пикус, Ивченко ва бошқаларнинг ишларида ўрганилган. CdS кристалларида ПЛ спектрлари бўйича экспериментлар россиялик Гросс ва унинг шогирдлари Пермогоров, Селькин, Травниковларнинг классик ишларида ҳамда яқин йилларда CdTe кристалларида Клевков, Парфенюк ва бошқаларнинг тадқиқотларида келтирилган.

Экспериментлар кўрсатишича, CdS ва CdTe кристаллар паст температурали фотолюминесценциясининг (ПТФЛ) шаклланишида эркин экситонлар (поляритонлар) ҳамда уларнинг киришмалар билан бирикмалари муҳим роль ўйнайди. ПЛ ни назарий тавсифлашда асосан Больцманнинг кинетик яқинлашишидан фойдаланиб келинган, ҳолбуки унинг қўлланиш шартлари экситон резонанс частоталари атрофида доимо бузилади.

Ўзбекистонда Н.Х.Юлдашевнинг қатор ишларида экситон люминесценцияси назарияси кинетик яқинлашувда экситон нурланишининг кўп қаррали сочилиши ҳамда кутбланишини эътиборга олиб, поляритонларнинг резонанс қўзғатилишида кучли ҳамда кучсиз экситон-фотон ўзаро таъсири ҳолларида кўрилган. Кейинчалик Н.Х. Юлдашев, А.Г. Абдуқодиров ва Б.З.Полвоновларнинг ишларида бу назария экситоннинг диссипатив сўниши поляритонлар тақсимот функцияси учун Больцман кинетик тенгламасининг қўлланилиш шартларини бузган вақтда механик экситонларнинг сўнишини ҳисобга олиб такомиллаштирилган. Бу назария асосида бўйлама экситон ω_L частотаси яқинида ПЛ га қуйи ва кучли сўнувчан юқори поляритон тармоқларининг ҳиссалари изчиллик билан ҳисобланди ва ZnP₂, CdS ва CdTe кристалларининг экспериментал спектрлари таҳлил қилинди. Шуниси бор-ки, бунда муайян ҳисоб ва тажриба

энг оддий ҳолат таҳлили – поляритон нурланиши кристаллдан вакуумга нормал чиқиши билан чекланган. Бўйлама экситонлар, сирт-радиацион модалар ва уларнинг интерференцион нурланишининг ПЛ га қўшадиган, фазовий дисперсия (ФД) оқибатида келиб чиқадиган ва экситон сўнишига кучли боғлиқ бўлган улушлари миқдорий жиҳатдан шу кунгача деярли таҳлил қилинмаган. CdS кристалларида аралаш экситон-поляритон модалари (АЭПМ) нинг бурчак остидаги (анизотроп) нурланиши сифатида, оралик экситон-фотон ўзаро таъсири (бўйлама-кўндаланг ажралиш миқдори $\omega_{LT} \leq \Gamma$) шароитида юзага келадиган ЭПЛ нинг назарий тадқиқотлари ҳам яратилмаган. Бундай улушларни батафсил миқдорий таҳлил қилишга ва мавжуд экспериментлар билан таққослашга эътибор қаратиш зарур.

Тадқиқотнинг диссертация бажарилган олий таълим муассасасидаги илмий тадқиқот ишларининг режалари билан боғлиқлиги. Диссертация тадқиқоти Фарғона политехника институтининг 28-рақамли “Алоқа каналларини ташкил қилишнинг поляритонли принциплари” (ЎзР ФТРМҚ, 2012-2013 йиллар) фундаментал илмий лойиҳаси доирасида бажарилган.

Тадқиқотнинг мақсади: кадмий сулфиди типидagi бир ўқли яримўтказгич монокристалларда фазовий дисперсия ва экситон сўнишининг ўзига хос жиҳатларини ҳисобга олиб, экситон-поляритон люминесценцияси спектрлари шаклланишининг янги механизмларини яратишдан иборат.

Тадқиқотнинг вазифалари:

– CdS типидagi кристалларда механик экситонлар ($A_{n=1}$) сўниши $\hbar\Gamma$ ни эътиборга олиб, **s**– ва **p**– қутбланган қўшимча тўлқинларнинг вакуумга нурланиш геометриясида ҳажмий ва сирт-радиацион спектрал модаларнинг экситон-поляритон люминесценциясига қўшадиган парциал ва интерференцион ҳиссаларини ҳисоблашнинг сонли усулларини ишлаб чиқиш ва уларнинг натижаларини эксперимент билан таққослаш;

– кучли экситон сўниши ва аномал дисперсия шароитида CdS типидagi бир ўқли яримўтказгич кристалларда аралаш экситон-поляритон тўлқинларининг анизотроп нурланиш спектрларини шаклланиш механизмларини ишлаб чиқиш;

– CdS типидagi бир ўқли кристалларда экситон сўнишининг критик қийматлари яқинида ва чегаравий катта қийматларида экситон-поляритон аралаш модалар интерференцион нурланишининг шаклланиш механизмларининг ўзига хос томонларини ўрнатиш.

Тадқиқот объекти - CdS типидagi бир ўқли гексагонал симметрияли соф ва легирланган яримўтказгич кристаллардан иборат.

Тадқиқот предмети - CdS типидagi бир ўқли кристалларда фазовий дисперсия ва экситон сўнишининг ўзига хос жиҳатларини ҳисобга олувчи паст температурали ($T \approx 2-70$ К) экситон-поляритон люминесценция назариясидан иборат.

Тадқиқот усуллари. Кўйилган масалаларни ечимини топиш учун яримўтказгичлар физикаси ва математик физиканинг назарий усуллари,

хусусан, Келдиш диаграмма техникаси ёрдамида ҳисоблаш ва компьютерда сонли моделлаштириш, яримўтказгич материаллар тадқиқотининг ПТФЛ га асосланган оптик-спектроскопик усуллари қўлланилган.

Тадқиқотнинг илмий янгилиги қуйидагилардан иборат:

– вакуумга бурчак остида нурланадиган бўйлама экситонлар улушини ҳисобга олган ҳолда яримўтказгич кристаллнинг оптик параметрларини аниқлаш имконини берувчи, экситон-поляритон люминесценцияси спектрини квант-механик назарий ҳисоблаш усули ишлаб чиқилган;

– реал экситон сўниши нормал тўлқинлар дисперсия спектрини қайта шаклланишига, натижада кристалл чегараси орқали энергия узатишда кўндаланг ва бўйлама сирт-радиацион модаларнинг иштирок этишига, фазовий дисперсиянинг мавжудлиги эса уларнинг интерференциясига олиб келиши кўрсатилган;

– кўндаланг поляритонлардан фарқли ўлароқ, аралаш экситон-поляритон модаларнинг фотолюминесценция спектрларида кучли анизотропия, аномал дисперсия ва улкан интерференцион нурланиш мавжудлиги аниқланган;

–CdS типдаги бир ўқли яримўтказгич кристаллларнинг анизотроп нурланиш геометриясида экситон сўниши ва фазовий дисперсия роли билан боғлиқ бўлган экситон-фотон ўзаро таъсирининг оралиқ қийматлари учун экситон-поляритон люминесценция спектрининг шаклланиш механизмлари илк бор ишлаб чиқилган;

– чиқиш бурчагининг критик қиймати ортиши билан экситон-фотон ўзаро таъсир параметри ҳам монотон тарзда ўсиб бориши натижасида аномал дисперсия фонидagi интерференцион экситон-поляритон люминесценция спектрининг шаклланишида оралиқ аралаш поляритонлар ҳукмронлик қилиши кўрсатилган.

Тадқиқотнинг амалий натижалари қуйидагилардан иборат:

– кристаллар поляритон люминесценциясининг парциал спектрларини квант-механик ҳисоблаш усули CdS кристаллида аралаш модалар ЭПЛ ининг экспериментал спектрлари нозик тузилишини $A_{n=1}$ экситон резонанси яқинида $\hbar\Gamma$ нинг чекли қийматларида таҳлил қилишда ишлатилган;

– вакуумга чиқиш бурчагининг нисбатан кичик қийматларида аралаш экситон-поляритон модалар нурланиш спектри бўйича A_L чизик ярим кенглигини ўлчаш, $T=4.5-77$ К кенг температура оралиғида ω_L частота яқинидаги экситон сўнишининг $\hbar\Gamma$ параметрини энг содда усул билан аниқлаш имконини беради.

Тадқиқот натижаларининг ишончлилиги ушбу диссертацияда яримўтказгичлар физикасининг замонавий назарий тадқиқот усулларида фойдаланилганлиги ҳамда олинган формулалар бўйича ҳисобланган фотолюминесценция спектрлари CdS кристаллининг маълум ўта нозик экспериментал спектрларига яхши мос келганлиги билан таъминланган.

Тадқиқот натижаларининг илмий ва амалий аҳамияти. Тадқиқот натижаларининг илмий аҳамияти, таклиф қилинган ЭПЛ спектрларини

ҳисоблаш ва таҳлил қилиш усуллари CdS типдаги бошқа кристалларнинг ҳам ПТФЛ ини тўғри талқин қилишга ишлатилиши мумкин ҳамда яримўтказгичларни бузмасдан назорат ва диагностика қилишда оптик спектроскопия учун янги фундаментал имкониятлар яратиб беришдан иборат.

Тадқиқот натижаларининг амалий аҳамияти, ПТФЛ спектрларини таҳлил қилишнинг ишлаб чиқилган назарий ва таклиф этилган экспериментал усуллари CdS кристалли асосида ионлаштирувчи нурланиш детекторларини, ёруғликнинг когерент манбаларини ва шунга ўхшаш бошқа оптоэлектрон асбобларни яратиш технологиясини такомиллаштиришда қўлланилиши билан изоҳланади.

Тадқиқот натижаларининг жорий этилиши. Бир ўқли кадмий сулфиди кристалларида экситон-поляритон люминесценцияси спектрларининг шаклланиш механизмларини ўрганиш асосида:

– вакуумга бурчак остида нурланадиган бўйлама экситонлар улушини ҳисобга олган ҳолда экситон-поляритон люминесценцияси спектрини квант-механик назарий ҳисоблаш усули ишлаб чиқилган бўлиб, ундан "ФОТОН" акциядорлик жамиятида ярим ўтказгич кристалларнинг оптик параметрларини аниқлашда фойдаланилган ("Ўзэлтехсаноат" акциядорлик компаниясининг 2019 йил 20- февралдаги 02-435 сонли маълумотномаси). Илмий натижалардан фойдаланиш яримўтказгич материалларнинг тозалигини назорат қилиш услубини такомиллаштириш имконини берган;

– кадмий сулфиди типдаги кристалларнинг спектрларини механик экситонларнинг чекли сўнишини ҳисобга олиниб назарий ҳисоблаш натижаларидан ОТ-Ф2 рақамли "Яримўтказгичларда ва уларнинг квант-ўлчамли чуқурларида кутбланиш оптик эффектлари" фундаментал лойиҳасини бажариш жараёнида яримўтказгич қатлам тизилмаларда электронлар ва экситонлар қатнашган кинетик жараёнларнинг хос параметрларини аниқлаш учун фойдаланилган (ЎзР ОЎМТВ нинг 2019.16.01 даги 89-03-233-сон маълумотномаси). Илмий натижалардан фойдаланиш яримўтказгич қатламли тизилмаларда стационар фотоқўзғатиш шароитида электронлар кинетик ҳодисаларининг физикавий табиатини таҳлил қилиш имконини берган;

– кадмий сулфиди типдаги кристалларда экситон-поляритон нурланиш спектрларини реал оптик параметрларга боғлаб ҳисоблаш усули Ф2-ОТ-О-15494 рақамли "Квант нуқтали гетеро- ва нанотизилмаларда экситонлар, биполяронлар ва кинетик ҳодисаларнинг тадқиқоти асосида нурлантиргичлар, фотоэлементлар ва бошқа оптоэлектрон асбобларнинг самарадорлигини яхшилаш" давлат грантини бажариш жараёнида яримўтказгичларда экситонлар ва поляритонлар иштирокидаги нурланиш спектрларининг нозик тузилишини аниқлашда ишлатилди (ЎзР ОЎМТВ нинг 2019.16.01 даги 89-03-233-сон маълумотномаси). Илмий натижалардан фойдаланиш яримўтказгичларда оптик ҳодисаларнинг физикавий табиатини

экситон-фотон ўзаро таъсирини ҳисобга олган ҳолда назарий таҳлил қилиш имконини берган.

Тадқиқот натижаларининг апробацияси. Диссертация ишининг асосий натижалари 6 та халқаро ва 2 та республика илмий-амалий конференцияларда муҳокама қилинди.

Тадқиқот натижаларининг эълон қилиниши. Диссертация мавзуси бўйича 15 та илмий иш эълон қилинган, шундан ЎЗР ОАК тавсия қилган журналларда 7 мақола чоп этилган.

Диссертациянинг тузилиши ва ҳажми. Диссертация таркиби кириш, тўртта боб, хулоса, илова ва фойдаланилган адабиётлар рўйхатидан иборат. Диссертациянинг ҳажми 31 та расм ва 2 та жадвални ўз ичига олган ҳолда 126 бетни ташкил этади.

ДИССЕРТАЦИЯНИНГ АСОСИЙ МАЗМУНИ

Кириш қисмида диссертация мавзусининг долзарблиги ва зарурияти қисқача асосланган, тадқиқотларнинг Ўзбекистон Республикасида фан ва технологиялар ривожланишининг асосий устивор йўналишлари билан қандай боғланганлиги кўрсатилган, диссертация мавзуси бўйича илмий ишларнинг қисқача таҳлили, муаммонинг ўрганилганлик даражаси келтирилган, мақсад ва вазифалар ифодаланган, тадқиқот объекти, предмети ва усуллари аниқланган, тадқиқотларнинг илмий янгилиги кўрсатилган, олинган натижаларнинг ишончлилиги асосланган, уларнинг назарий ва амалий аҳамияти очиқ берилган, натижаларни жорий этиш ва иш апробацияси ҳақида маълумотлар келтирилган.

“CdS типдаги кристалларда фазовий дисперсия, поляритон эффекти ва экситон сўниши” номли биринчи бобда экситонлар ва поляритонларнинг энергетик спектри ҳақида асосий бошланғич тушунчалар қисқача келтирилган. Кадмий сульфиди ва кадмий теллуриди кристалларида $A_{n=1}$ экситон резонанси атрофида ФД ва кечикиш эффектлари, люминесценциянинг поляритон механизми ва ПТФЛ бўйича бир қатор умумий масалалар кўрилган. Адабиётлардаги маълумотларнинг танқидий таҳлили асосида диссертациянинг умумий вазифалари шакллантирилган.

“CdS типдаги кристалларнинг экситон-поляритон люминесценцияси спектрлари шаклланишида сирт-радиацион модалари ва бўйлама экситонларнинг роли” номли иккинчи бобда CdS типдаги кристалларда фазовий дисперсия $\varepsilon(\omega, k)$, поляритон эффекти $\omega_{LT} \neq 0$ ва механик экситонларнинг сўниши $\hbar\Gamma$ ҳисобга олинган ҳолда, экситон резонанс частотаси $A_{n=1}$ атрофида ЭПЛ спектрлари назарий тадқиқ қилинган. Бунда кўшимча тўлқинлар вакуумга нурлана оладиган геометрияда \mathbf{s} –ва \mathbf{p} –кутбланиш учун ҳажмий ва сирт-радиацион спектрал модаларнинг ЭПЛ га кўшадиган парциал ва интерференцион ҳиссаларининг назарий сонли ҳисоблаш натижалари таҳлил қилинган.

Диэлектрик сингдирувчанлиги

$$\varepsilon_{ij}(\omega, \vec{k}) = \varepsilon(\omega, k) \delta_{ij} = \varepsilon_b \left[1 + \frac{\omega_{LT}}{\omega_0(k) - \omega - i\Gamma(\omega, k)/2} \right] \cdot \delta_{ij} \quad (1)$$

изотроп тензор бўлган кристаллда резонанс частотаси ω_0 , эффектив массаси M ва бўйлама-кўндаланг ажралиши $\omega_{LT} = \omega_L - \omega_0$ бўлган дипол-актив экситон кўрилган. Бунда ε_b - фон диэлектрик сингдирувчанлик, $i = (-1)^{1/2}$, $\hbar\omega_0(k) = \hbar\omega_0 + \frac{\hbar^2 k^2}{2M}$ ва $\Gamma(\omega, k)$ - механик экситоннинг энергияси ва сўниши. Яримўтказгичларда $\omega_{LT} \ll \omega_0$ шарти бажарилганлиги учун резонанс частота ω_0 атрофида кўндаланг поляритонлар ($\beta=1, 2$) ҳамда бўйлама экситон ($\beta=3$) дисперсия тенгламаларини соддалаштирилган шаклда ёзиш мумкин:

$$\omega = \omega_k^{(\beta)} = \omega_0 + \frac{\hbar k^2}{2M} - \frac{\varepsilon_b \omega_{LT}}{(ck/\omega_0)^2 - \varepsilon_b} - i \frac{\Gamma(\omega, k)}{2}, \quad \beta=1, 2 \quad (2)$$

$$\omega = \omega_k^{(3)} = \omega_L + \frac{\hbar k^2}{2M} - i \frac{\Gamma(\omega, k)}{2}, \quad \omega_L = \omega_0 + \omega_{LT}, \quad \beta=3. \quad (3)$$

Бунда 1 ва 2 поляритонлар (2) формула билан $k > k_0 \sqrt{\varepsilon_b}$ ва $k < k_0 \sqrt{\varepsilon_b}$ бўлган соҳаларда тавсифланади, $k_0 = \omega_0/c$, c ва k_0 - фотоннинг вакуумдаги тезлиги ва тўлқин сони, \vec{k} - поляритоннинг тўлқин вектори, .

Экситон-поляритон модаларнинг дисперсия тенгламалари (2) ва (3) сўниш $\hbar\Gamma$ ортиши билан кескин ўзгариб кетади. Бу айниқса 2 ва 3 модалар учун бўйлама частота ω_L яқинида яққол намоён бўлади: ушбу модалар фақат $\omega > \omega_\theta$ дагина тарқалувчи, $\omega < \omega_\theta$ да эса тўла сўнувчи, яъни **сирт-радиацион тўлқинлардир**. Характерли $\omega_\theta \geq \omega_L$ частота $\beta = 2, 3$ тўлқинларнинг тўла ички қайтиш шарти билан аниқланади:

$$\text{Re } n_\beta = c \text{Re } k_\beta(\omega) / \omega = \sin \theta. \quad (4)$$

Бунда θ – нурланишнинг кристаллдан вакуумга чиқиш бурчаги, n_β - β -тўлқин учун кристаллнинг синдириш кўрсаткичи ($\omega < \omega_\theta$ бўлганда $\text{Re } n_\beta < 1$).

Поляритон механизмига мувофиқ ЭПЛ кристалл-вакуум чегарасида турли дисперсия тармоқлари β га тегишли, частотаси $\omega_\beta(\vec{k})$ бўлган поляритонларнинг $\omega = ck_0 = \omega_\beta(\vec{k})$ частотали ташқи фотонларга айланиши натижасида ҳосил бўлади. ПЛ нинг квазиклассик назарияси поляритонларнинг тақсимот функцияси учун Больцманнинг кинетик тенгламасидан фойдаланишга асосланган. Кубик симметрияли кристалларда унинг қўлланиш мезони ушбу тенгсизликларнинг бажарилиши билан белгиланади:

$$\text{Re } k_\beta \gg \alpha_\beta, \quad \left| \text{Re } (\vec{k}_\beta - \vec{k}_{\beta'}) \right| \gg \alpha_{\beta'}, \quad \alpha_{\beta'}, \quad (\beta, \beta' = 2, 3). \quad (5)$$

Бу шартлар бажарилганда β тармоқдаги поляритоннинг тўлқин вектори \vec{k}_β яхши аниқланган квант сони бўлиб, турли дисперсия тармоқларига тегишли когерент нурланувчи поляритон ҳолатларнинг интерференцион ҳиссаларини ҳисобга олмаслик мумкин.

Экситон сўниши $\hbar\Gamma$ нинг чекли қийматларида 2 ва 3 тўлқинлар учун (5) шарт бажарилмайди. Шу сабабли ушбу бобда Келдишнинг диаграмма техникасидан фойдаланиб, ЭПЛ назарияси ривожлантирилган. 2 ва 3 тармоқларда ички сочилишни ҳисобга олмасдан, 1 тармоқ поляритонининг тақсимот функцияси берилган ҳолда, қутбланиши λ бўлган 2 ва 3 тармоқ поляритонлари учун Грин функцияси $G_{\beta\lambda}^{-+}(\vec{k}, \vec{k}'; \omega)$ ҳисобланди. уз текислигида ётувчи бирлик вектор $\vec{\Omega}(\theta, \varphi)$ йўналишида вакуумга тарқалаётган нурланишнинг спектрал интенсивлиги

$$I_{\lambda}^{(0)}(\omega, \vec{\Omega}) = \sum_{\beta} I_{\beta\lambda}^{(0)}(\omega, \vec{\Omega}) \quad (6)$$

аниқланди. Бунда кристаллнинг ички нормали z ўқи бўйлаб йўналган; $\lambda = s, p$, ва $s // x$, $p \perp x$: $\lambda=s$ учун $\beta = 1, 2$ ва $\lambda=p$ да $\beta = 1, 2, 3, 23$. Парциал улуш $I_{23p}^{(0)}(\omega, \vec{\Omega})$ когерент нурланувчи $|2\vec{k}\rangle$ ва $|3\vec{k}\rangle$ ҳолатларнинг интерференциясини ифодалайди. Кинетик яқинлашишда

$$I_{1\lambda}^{(0)}(\omega, \vec{\Omega}) = \frac{k_0^2}{(2\pi)^3} \hbar \omega T_{01}^{(\lambda)} \cdot f_{1k\lambda}(\omega, z = +0), \quad (7)$$

бунда $T_{o\beta}^{(\lambda)}$ - қутбланиши λ бўлган β тўлқиннинг кристаллдан вакуумга энергетик ўтказиш коэффициенти, $f_{1k\lambda}(\omega, z) = f_1(\omega) \exp(-z/L)$, $f_1(\omega)$ ва L - 1-тармоқ поляритонлари тақсимот функциясининг текис ўзгарувчи қисми ва диффузия узунлиги.

Келдишнинг диаграмма техникаси қоидаларини қўллаб,

$$I_{2s}^{(0)}(\omega, \vec{\Omega}) = \frac{F(\omega, \vec{\Omega})}{2k_0 \operatorname{Im} n_{2z} + L^{-1}} \left| \frac{t_{02}^{(s)}}{n_{2z}} \right|^2, \quad (8)$$

$$F(\omega, \vec{\Omega}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{2M^2 c \varepsilon_b \omega_{LT} \cos \theta}{\hbar \tau_{\beta 1} |(n_1^2 - n_2^2)|^2} f_1(\omega), \quad (9)$$

$$I_{\beta p}^{(0)}(\omega, \theta) = F_{\beta} \cdot \frac{|F_{\beta p}|^2}{2k_0 \operatorname{Im} n_{\beta z} + L^{-1}}, \quad \beta = 2, 3, \quad (10)$$

$$I_{23p}^{(0)}(\omega, \theta) = 2 \operatorname{Re} \left[F_{23} \cdot \frac{F_{2p} \cdot F_{3p}^*}{-ik_0(n_{2z} - n_{3z}^*) + L^{-1}} \right], \quad (11)$$

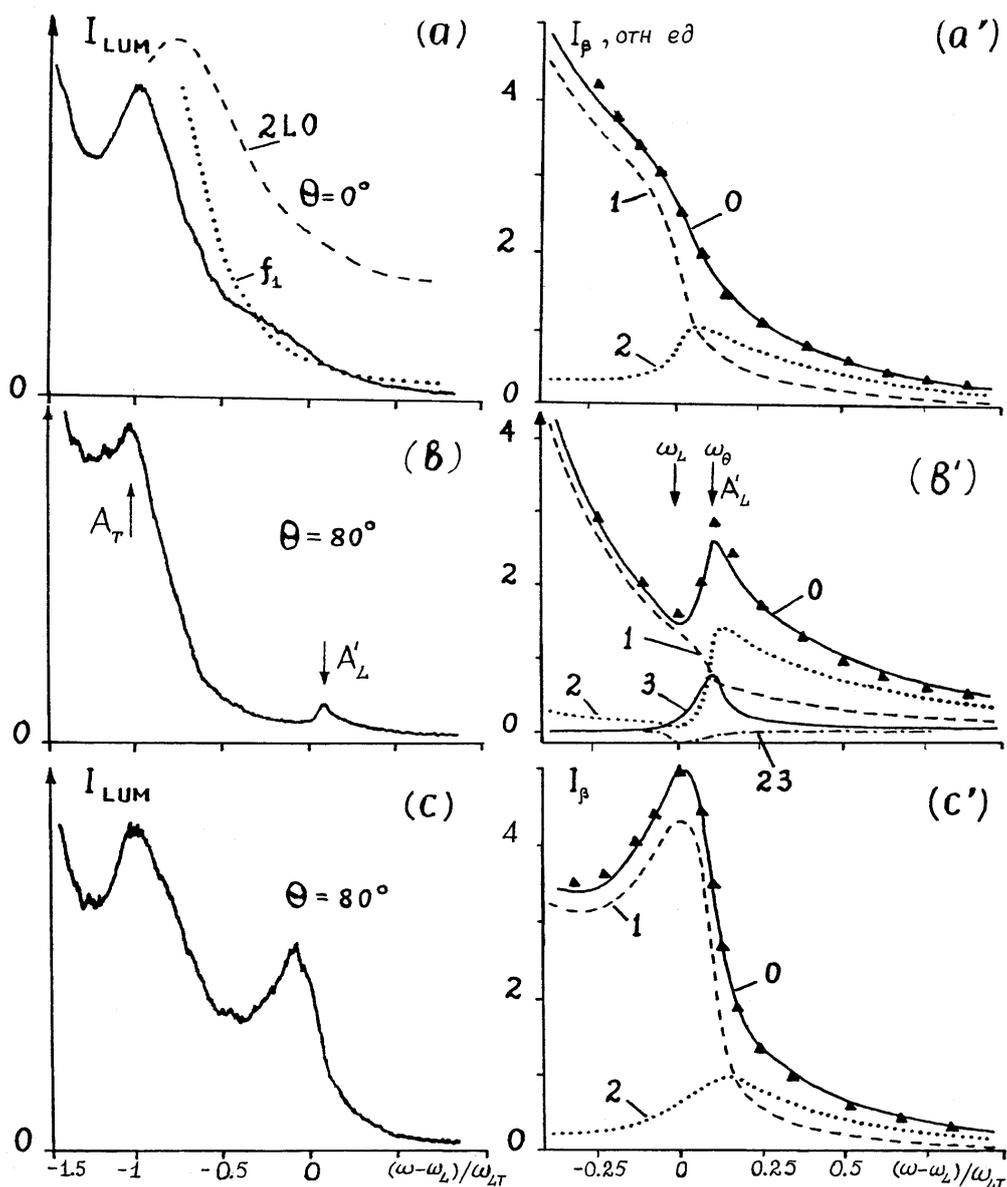
$$F_{\beta} = \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{2M^2 c \varepsilon_b \omega_{LT} \cos \theta f_1(\omega)}{\hbar \tau_{\beta 1}}, \quad F_{2p} = \frac{t_{02}^{(p)}}{n_{2z}(n_1^2 - n_2^2)}, \quad F_{3p} = \frac{t_{03}^{(p)}}{n_{3z} \varepsilon_b}, \quad (12)$$

натижалар олинган. Бунда F_{23} ни F_{β} дан $\tau_{\beta 1}$ катталикини $(\tau_{21} \cdot \tau_{31})^{1/2}$ га алмаштириш орқали ҳосил қилинади, $i=(-1)^{1/2}$, θ – нурланишнинг кристаллдан чиқиш бурчаги, $\tau_{\beta 1} - \beta$ тармоқдаги поляритоннинг $\beta \rightarrow 1$ сочилишга нисбатан яшаш вақти, $n_{\beta z} = (n_{\beta}^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}$, амплитудавий ўтказиш коэффициентлари $t_{0\beta}^{(s)}$ ва синдириш кўрсаткичлари n_{β} сўниш Γ ни эътиборга олиб ҳисобланади.

Келтирилган квант назарияси CdS кристалларида нурланишнинг “изотроп” геометриясида (**s**-кутбланиш, бунда $\vec{\omega}(\theta, \varphi)$ xz текислигида ётади ва оптик ўқ $\vec{c} // X$; **p**-кутбланиш, $\vec{\omega} \perp \vec{c} // Y$, z ўқи кристаллнинг нурланиш сиртига перпендикуляр) ЭПЛ нинг экспериментал¹ спектрларини тавсифлашда ишлатилди. 1-расмда нурланишнинг **s** – геометриясида $\theta=0$ (а) ва 80° (с) бўлганда люминесценция контурларининг умумий кўриниши тасвирланган. Параметрларнинг $\hbar\omega_0=2552.4$ мэВ, $\hbar\omega_{LT}=2$ мэВ, $\varepsilon_{b\perp}=9.4$, $M_{\perp}=0.9m_0$, $\hbar\Gamma = 0,075$ мэВ, $L = 0,8$ мкм, $\delta = 70^\circ$ қийматларида ҳисобланган ЭПЛ назарий спектрлари (1 а', с' расмларда 0 чизиқлар) экспериментга (учбурчак нуқталар) яхши мос келади. $\omega \geq \omega_L$ частоталарда умумий интенсивлик $I_s^{(0)}$ ҳосил бўлишида парциал улуш $I_{2s}^{(0)}$ (2 пунктир чизиқлар) муҳим роль ўйнайди.

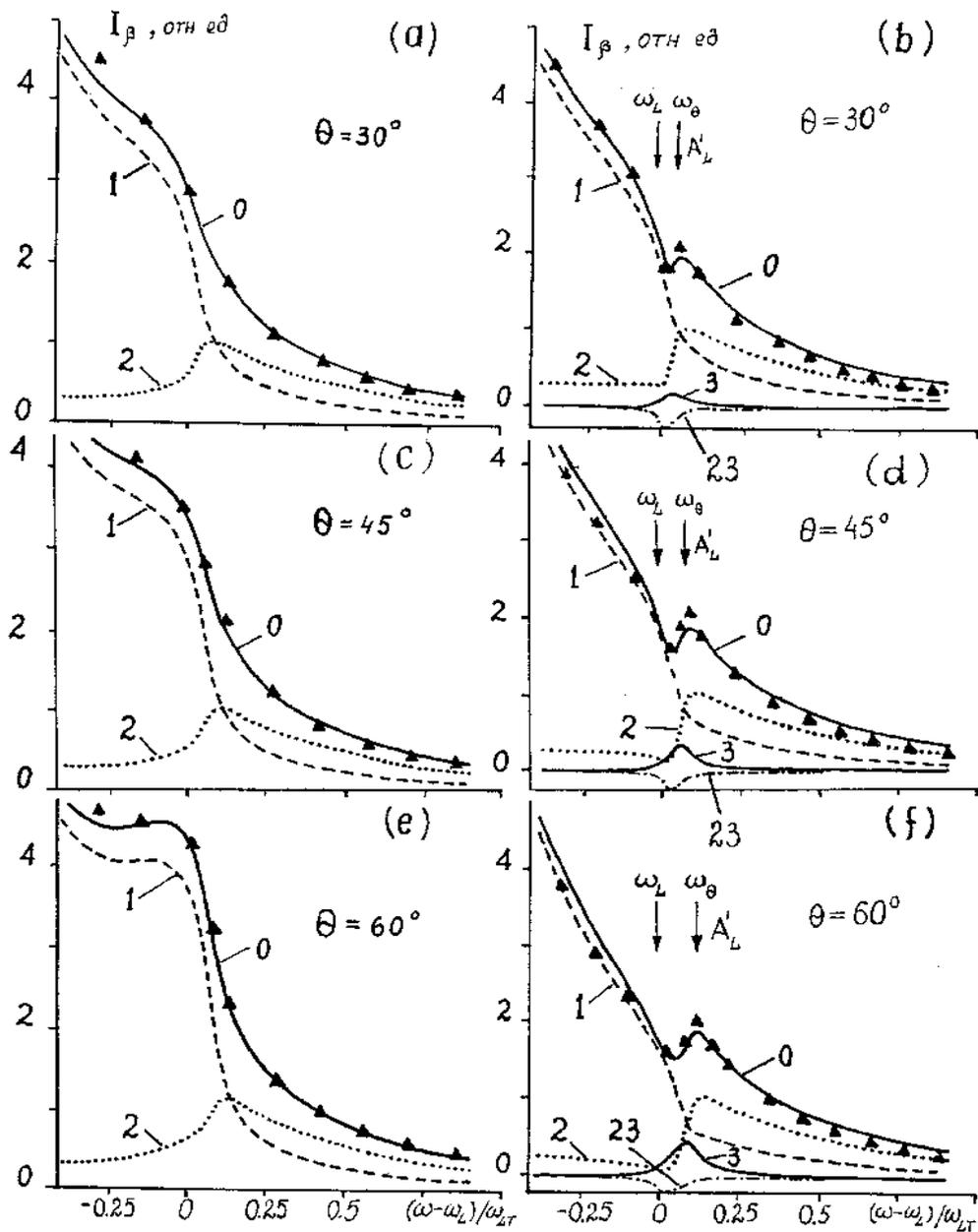
1в расмда нурланишнинг **p**-кутбланиш геометрияси учун $\theta \approx 80^\circ$ бўлганда CdS кристаллининг экспериментал ЭПЛ контури кўрсатилган. Бу спектрда нурланиш асосий максимуми A_T билан бир қаторда ω_L га нисбатан қиска тўлқинлар соҳасидаги $\omega_{\theta=80^\circ} = 2,5547$ эВ / \hbar частотада жойлашган қўшимча, унчалик катта бўлмаган A'_L максимум ҳам кўринади. Бу максимумнинг келиб чиқиши олдин фақат бўйлама экситонларнинг “нурланиши” билан тушунтирилган. Аммо сонли ҳисоблар кўрсатишича, A'_L чизиқнинг келиб чиқиши анча мураккаб. Частоталарнинг $\omega \leq \omega_L$ қисми диққатни тортади. Бу ерда кинетик яқинлашишга кўра бўйлама экситонлар ҳам, 2 кўндаланг поляритонлар каби, вакуумга нурланиши мумкин эмас. Бу бобда илгари сурилган ва экспериментга мос тушувчи (ε') тўлқин назариясига кўра, экситон сўниши сирт-радиацион модаларнинг нурланиши ҳамда уларнинг интерференциясига туртки бўлади. Бу эса шубҳасиз фазовий дисперсияли кристалларда ЭПЛ шаклланишининг янги механизмидир.

¹Экспериментал спектрлар А.Ф. Иоффе номидаги ФТИ да проф. А.В. Селькиннинг курилмасида олинган.



1-расм. CdS кристалли учун ($T=2K$) ЭПЛ экспериментал (a, b, c) ва назарий (a', b', c') спектрлари. Нурланишни қайд қилиш s (a, a'; c, c') – ва p (b, b') - (a', b', c') кутбланиш геометриясида. Расм a да штрих чизик 1-тармоқ поляритон ҳолатларининг эгалланиш функциясининг 2LO-такрорланиш спектрини кўрсатади, пунктир чизик билан кўрсатилган $f_1(\omega)$ тақсимланиш функцияси шу спектр учун ҳисобланган. 0 – нурланишнинг йиғинди интенсивлиги, учбурчаклар – эксперимент; 1, 2 –кўндаланг поляритонлар, 3 –бўйлама экситон улушлари, 23 – интерференцион I_{p23} улуш.

2-расмда CdS кристаллининг s(a, c, e) ва p(b, d, f)–кутбланишли нурланиш геометриясида, вакуумга чиқиш бурчаги $\theta = 30^\circ$ (a, b), 45° (c, d) ва 60° (e, f) бўлгандаги назарий ҳамда экспериментал ЭПЛ спектрлари таққосланган ва ҳисобланган парциал $I_{\beta\lambda}^{(0)}$ (1, 2, 3, 23 чизиклар) улушларнинг спектрлари келтирилган. Кўриниб турибдики, $I_{1\lambda}^{(0)}$ ва $I_{2\lambda}^{(0)}$ улушлар люминесценцияга қўшадиган нисбий ҳисса θ га кучли боғлиқ эмас, аммо $I_{3p}^{(0)}$ нинг ҳиссаси (3 чизиклар) θ ортиши билан сезиларли даражада кўпаяди ва



2-расм. CdS кристаллари s (a, c, e)– ва p (b, d, f)– кутбланган нурланишининг назарий (0 чизиқлар) ҳамда экспериментал (учбурчак нуқталар) ЭПЛ спектрларини таққослаш. Нурнинг чиқиш бурчаги $\theta=30, 45, 60^\circ$. Белгилашлар 1-расмдаги каби.

A'_L чизиғининг шаклланишида асосий роль ўйнайди. ФД сиз 3 тўлқин, 1 тўлқин каби $\omega > \omega_L$ частота диапазонида мавжуд бўла олмайди. $\theta = 0$ бўлганда 3 бўйлама тўлқинлар тўла ички қайтишга учрайди ва $I_p^{(0)}$ да $I_{3p}^{(0)}$ нинг ҳиссаси бўлмайди. Бу ҳолат $n_{3L} > \sin \theta$ бўлганда ҳам юз беради ва $\omega > \omega_\theta$ да частота ортиши билан $I_{3p}^{(0)}$ нинг кескин камайишини тушунтириб беради. Интерференцион ташкил қилувчи $I_{p23}^{(0)}$ йиғинди интенсивлик $I_p^{(0)}$ га озгина манфий ҳисса қўшади ва θ ортиши билан бу ҳиссанинг абсолют

қиймати камаяди. Аммо $I_{p23}^{(0)}$ улушисиз ЭПЛ спектрларида ω_L яқинида θ га деярли боғлиқ бўлмаган кичкина минимумни олиш қийин.

“CdS типдаги кристалларда кучли сўниш ва аномал дисперсия шароитида аралаш экситон-поляритон модаларнинг анизотроп нурланиши” номли учинчи боби CdS типдаги бир ўқли кристалларда кучли механик экситон сўниши $\hbar\Gamma$ шароитида, (5) даги иккала шарт ҳам бажарилмаганда АЭПМ фотолюминесценция спектрлари шаклланишининг назарий масалаларига бағишланган. Сўниш параметри $\hbar\Gamma$, чиқиш бурчаги θ ва ўлчамсиз экситон-фотон ўзаро таъсир параметри $\gamma_{LT} = \tilde{\omega}_{LT}/\Gamma$ қийматларига қараб аралаш модалар нурланиш спектрал A_L чизиқлари шаклланишининг турлича механизмлари юзага келиши кўрсатилган.

Бир ўқли CdS кристаллининг изоляцияланган диполь-актив $A_{n=1}$ экситон ҳолати яқинида поляритонларининг энергетик спектри кучли анизотропдир: тўлқин тарқалишининг $\vec{k} \perp \vec{c}$ ва $\vec{k} // \vec{c}$ дан бошқа ҳар қандай йўналишида ўзгармас частотада иккита кўндаланг поляритон модалар (T1, T2) ва иккита аралаш типдаги экситон-поляритон модалар (M1, M2) кўзғатилиши мумкин.

Бу модалар учун дисперсия тенгламалари

$$c^2 \vec{k}^2 / \omega^2 = \varepsilon_{\perp}(\omega, \vec{k}), \quad (\text{T1, T2 модалар})$$

$$\frac{c^2 k_x^2}{\omega^2 - c^2(\vec{k}^2 - k_x^2) / \varepsilon_{//}(\omega, \vec{k})} = \varepsilon_{\perp}(\omega, \vec{k}) \quad (\text{M1, M2 модалар})$$

қуйидаги кўринишларда ёзилиши мумкин:

$$\omega = \omega_{\vec{k}}^{(T)} \equiv \omega_T(\vec{k}) - \frac{\varepsilon_b \omega_{LT}}{(c\vec{k} / \omega_0)^2 - \varepsilon_b} - i \frac{\Gamma}{2}, \quad (13)$$

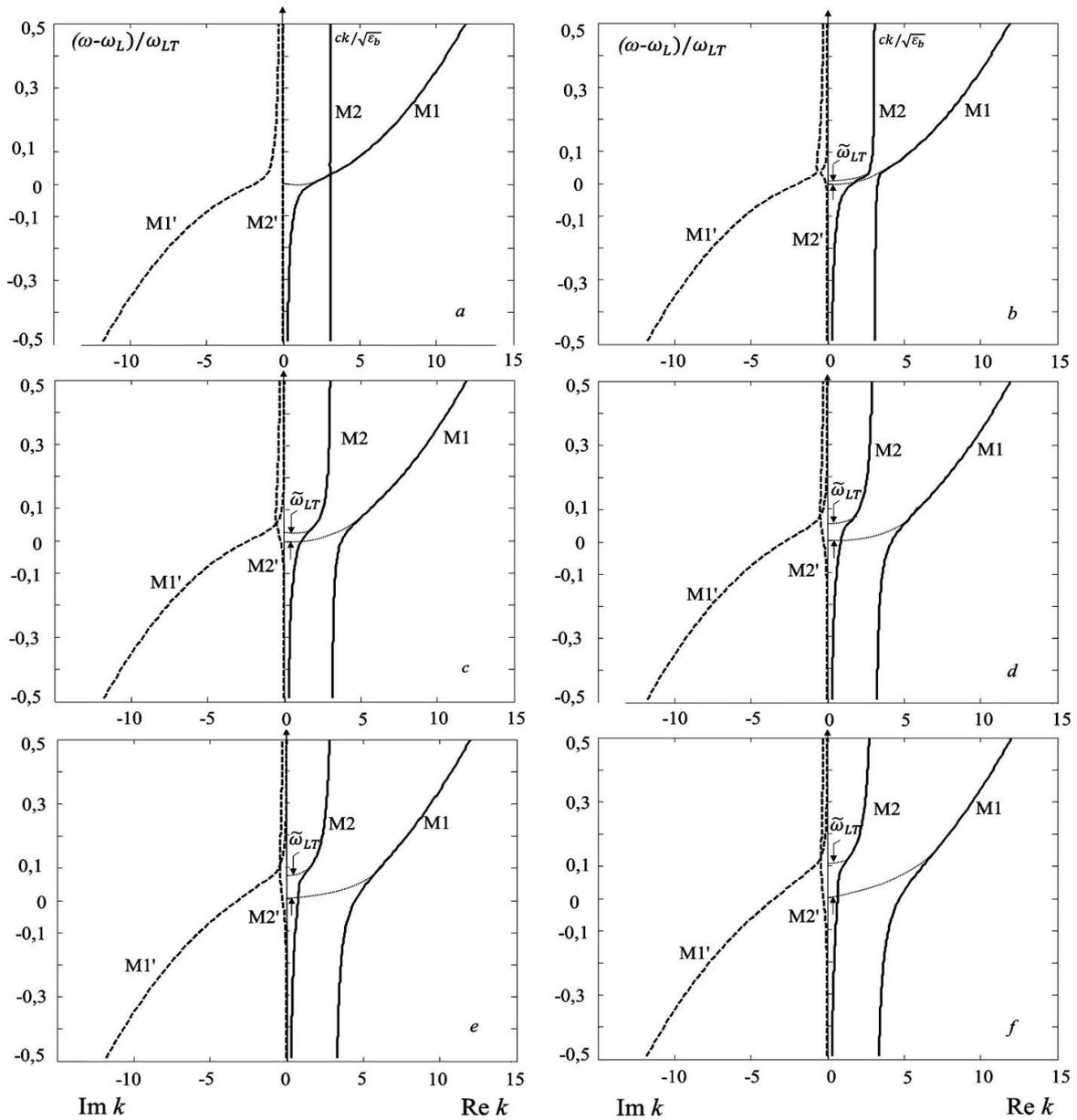
$$\omega = \omega_{\vec{k}}^{(M)} \equiv \omega_M(\vec{k}) - \frac{\varepsilon_b \tilde{\omega}_{LT}}{(c\vec{k} / \omega_0)^2 - \varepsilon_b} - i \frac{\Gamma}{2}, \quad (14)$$

Бунда

$$\omega_T(\vec{k}) = \omega_0 + \hbar k_x^2 / 2M_{//} + \hbar(\vec{k}^2 - k_x^2) / 2M_{\perp}, \quad \omega_M(\vec{k}) = \omega_T(\vec{k}) + \omega_{LT}, \quad \tilde{\omega}_{LT} = \omega_{LT} k_x^2 / \varepsilon_b k_0^2, \quad (15)$$

$\varepsilon_b = \varepsilon_{b\perp} \approx \varepsilon_{b//}$ деб қабул қилинган, $\tilde{\omega}_{LT}$ - эффектив бўйлама-кўндаланг ажралиш.

3-расмдан кўринадики, нурланувчи аралаш модаларнинг дисперсия чизиқлари M1, M1' ва M2, M2' механик экситон сўнишининг унча катта бўлмаган $\hbar\Gamma=0.1$ мэВ қийматида ҳам чиқиш бурчаги θ га боғлиқ равишда бир қатор ўзига хос жиҳатларга эга. Биринчидан, нурланишининг кичик чиқиш бурчакларида ($\theta \leq 10^0$) поляритон эффекти экситон сўниши нисбатан катталиги ($\tilde{\omega}_{LT} \ll \Gamma$) туфайли деярли юзага чиқмайди ва ω_L частотаси яқинида биз фақат бир жинсли бўлмаган сирт-радиацион модаларга эга бўламиз. Иккинчидан, $\theta \approx 15^0$ дан бошлаб сезиларли эффектив бўйлама-кўндаланг ажралиш $\tilde{\omega}_{LT} \approx 0.014$ мэВ пайдо бўлади (кучсиз поляритон эффекти) ва у θ бурчак ортиши билан кучаяди ($\theta=80^0$ да $\tilde{\omega}_{LT} \approx 0.2$ мэВ).



3-расм. Бир ўқли CdS кристаллида аралаш экситон-бир жинслимас тўлқин (a) ва экситон-поляритон (b-f) модаларининг ω_L яқинидаги ҳисобланган спектрлари. Кристаллдан вакуумга чиқиш бурчаги $\theta=5^\circ$ (a), 15° (b), 30° (c), 45° (d), 60° (e) ва 80° (f), оптик параметрларнинг қийматлари $\hbar\Gamma=0.1$ мэВ, $\hbar\omega_0=2552.4$ мэВ, $\hbar\omega_{LT}=2$ мэВ, $\epsilon_{b\perp}=9.4$, $M_{\perp}=0.9 m_0$, $M_{\parallel}=2.85 m_0$. $\theta \rightarrow 0$ да M1, M1' ва M2, M2' чизиклар бўйлама экситонлар ва кўндаланг фотонларга тегишли.

Учинчидан, θ бурчак 30° дан 90° гача ўзгарганда $\hbar \tilde{\omega}_{LT} \approx \hbar\Gamma=0.1$ мэВ бўлган оралиқ экситон-фотон ўзаро таъсири юзага келади (1-жадвалга қаранг).

1-жадвал

$\theta, ^\circ$	5°	10°	15°	30°	45°	60°	80°	90°
$\tilde{\omega}_{LT}, \text{ мэВ}$	0,0016	0,0064	0,014	0,053	0,107	0,16	0,207	0,213

Тажрибанинг бизни қизиқтирувчи \mathbf{p} -күтбланган нурланиш геометриясида спектрал интенсивлик $I = I_p^{(0)}(\omega, \bar{\Omega})$ га фақат аралаш модалар $M1$ ва $M2$ ҳисса қўшади. $M1$ ва $M2$ тармоқларнинг вакуумга нурланувчи ҳолатлари тақсимот функциялари берилган $T1$ поляритонларнинг ва вакуумга нурланмайдиган $M1$ поляритонларининг бир қарра сочилиши эвазига тўлдирилади, деб ҳисоблаймиз. Бу эса биз кинетик тенгламанинг қўлланиш шартлари (5) \bar{k}_{M1} нинг анча катта қийматларида $T1$ ҳолатлар ва вакуумга нурланмайдиган $M1$ ҳолатлар учун бажариладиган сўниш $\hbar\Gamma$ нинг юқоридан чекланган қийматлари билангина иш кўришимиз зарурлигини англатади.

Юқоридагилар асосида, иккинчи бобдаги каби, Келдишнинг диаграмма техникаси аралаш экситонлар кинетикасини ҳисобга олган ҳолда умумлаштирилган ва қуйидаги муносабатлар олинган:

$$I_p^{(0)}(\omega, \bar{\Omega}) = \sum_{\beta=M1, M2} I_{p,\beta}^{(0)}(\omega, \bar{\Omega}) + I_{p,M12}^{(0)}(\omega, \bar{\Omega}), \quad (16)$$

$$I_{p,\beta}^{(0)}(\omega, \bar{\Omega}) = F(\omega, \bar{\Omega}) \left| F_{\beta}(\omega, \bar{\Omega}) \right|^2 / (2k_0 \text{Im } n_{\beta z} + L^{-1}), \quad (17)$$

$$I_{p,M12}^{(0)}(\omega, \bar{\Omega}) = -F(\omega, \bar{\Omega}) \cdot 2 \text{Re} \left[\frac{F_{M1}(\omega, \bar{\Omega}) F_{M2}^*(\omega, \bar{\Omega})}{-i k_0 (n_{M1z} - n_{M2z}^*) + L^{-1}} \right], \quad (18)$$

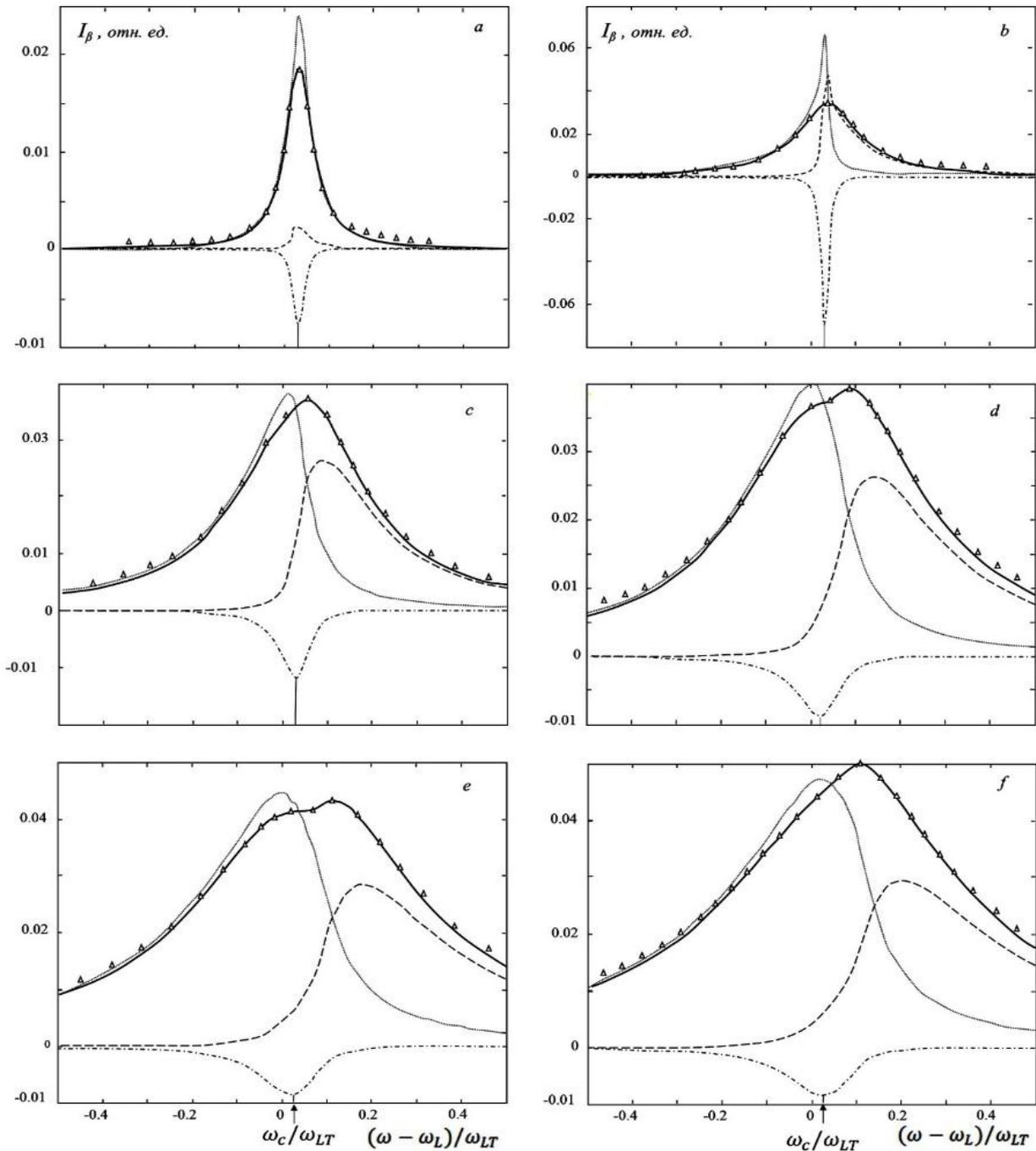
$$F(\omega, \bar{\Omega}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{2M_{ij} c \varepsilon_b \omega_{LT} \cos \theta}{\hbar |n_{M1}^2 - n_{M2}^2|^2} \sum_{\beta'=T1, M1} \sum_{\bar{k}_{\beta'}} \frac{f_{\beta', \bar{k}_{\beta'}}(\omega)}{\tau_{M, \beta', \bar{k}_{\beta'}}(\omega)},$$

$$F_{\beta}(\omega, \bar{\Omega}) = \frac{t_{0\beta}^{(p)}(\omega, \bar{\Omega})}{n_{\beta z}} \left[\frac{(n_{\beta}^2 - \varepsilon_b)^2}{\varepsilon_b^2} \frac{n_{\beta z}^2}{n_{\beta}^2} + \frac{n_{ox}^2}{n_{\beta}^2} \right]^{1/2}. \quad (19)$$

Бу ерда $\tau_{M, \beta', \bar{k}_{\beta'}}$ - вакуумга нурланувчи ҳолатлар ($M1, \bar{k}$) ёки ($M2, \bar{k}$) нинг ($\beta', \bar{k}_{\beta'}$) поляритон ҳолатларига $\bar{k}_{\beta'}$ йўналиш яқинида бирлик фазовий бурчак ичидаги емирилиш вақти. (18) ифода ташқи нурланиш интенсивлиги $I_p^{(0)}$ га $M1$ ва $M2$ аралаш модаларнинг қўшадиган интерференцион ҳиссаси бўлиб, $T1$ ёки $M1$ поляритон тармоқларининг битта марказда когерент нурланувчи $M1$ ва $M2$ ҳолатларга сочилиши натижасида ҳосил бўлади.

4-расмда АЭПМ нинг экспериментал люминесценция спектрлари ($T=2.5$ К) ва $\hbar\Gamma=0.1$ мэВ да ҳисобланган назарий натижалар кўрсатилган. A_L чизиқ бўйлама частота ω_L яқинида жойлашган ва унинг интенсивлиги θ ортиши билан тез ўсади. Нурланишни қайд этиш йўналишига нисбатан спектрда A_L чизиқ бутунлай йўқоладиган кристалл оптик \bar{c} ўқининг ориентацияси нурланиш чиқиш бурчагининг абсолют $\theta = 0^\circ$ санок бошини аниқлаш имконини беради. Сўниш $\hbar\Gamma$ нинг берилган қийматида θ ошиши A_L чизиқнинг интенсивлиги I_{A_L} билан бир қаторда ярим кенглигини ҳам ортиши поляритон эффектининг кучайиши (3- ва 4-расмларни таққосланг), яъни эффектив бўйлама-кўндаланг ажралиш $\tilde{\omega}_{LT}(\theta)$ ортиши билан боғлиқ. Бунда

маълум бир $\theta > 30^\circ$ бурчакдан бошлаб спектрда нозик дублет структура пайдо бўлади (4-d, e, f расмлар).



4-расм. CdS кристалл аралаш ЭПЛ ининг назарий (узлуксиз чизиклар) ва экспериментал (учбурчаклар) спектрларини таққослаш. p -қутбланган нурланиш чиқиш бурчаги $\theta = 5^\circ$ (a), 15° (b), 30° (c), 45° (d), 60° (e) и 80° (f), $\hbar\Gamma = 0.1$ мэВ ($T = 2.5$ К). Пунктир ва штрих чизиклар пастки I_{M1} ва юкори I_{M2} тармоқлардаги аралаш поляритонларнинг парциал улушларини, штрих-пунктир чизик эса уларнинг интерференцион хиссасини ифодалайди. Бу параметрларни ҳисоблашдаги оптик параметрларнинг қийматлари 3-расмдагидай. $L = 1,5$ мкм, $\ell = 70\text{\AA}$.

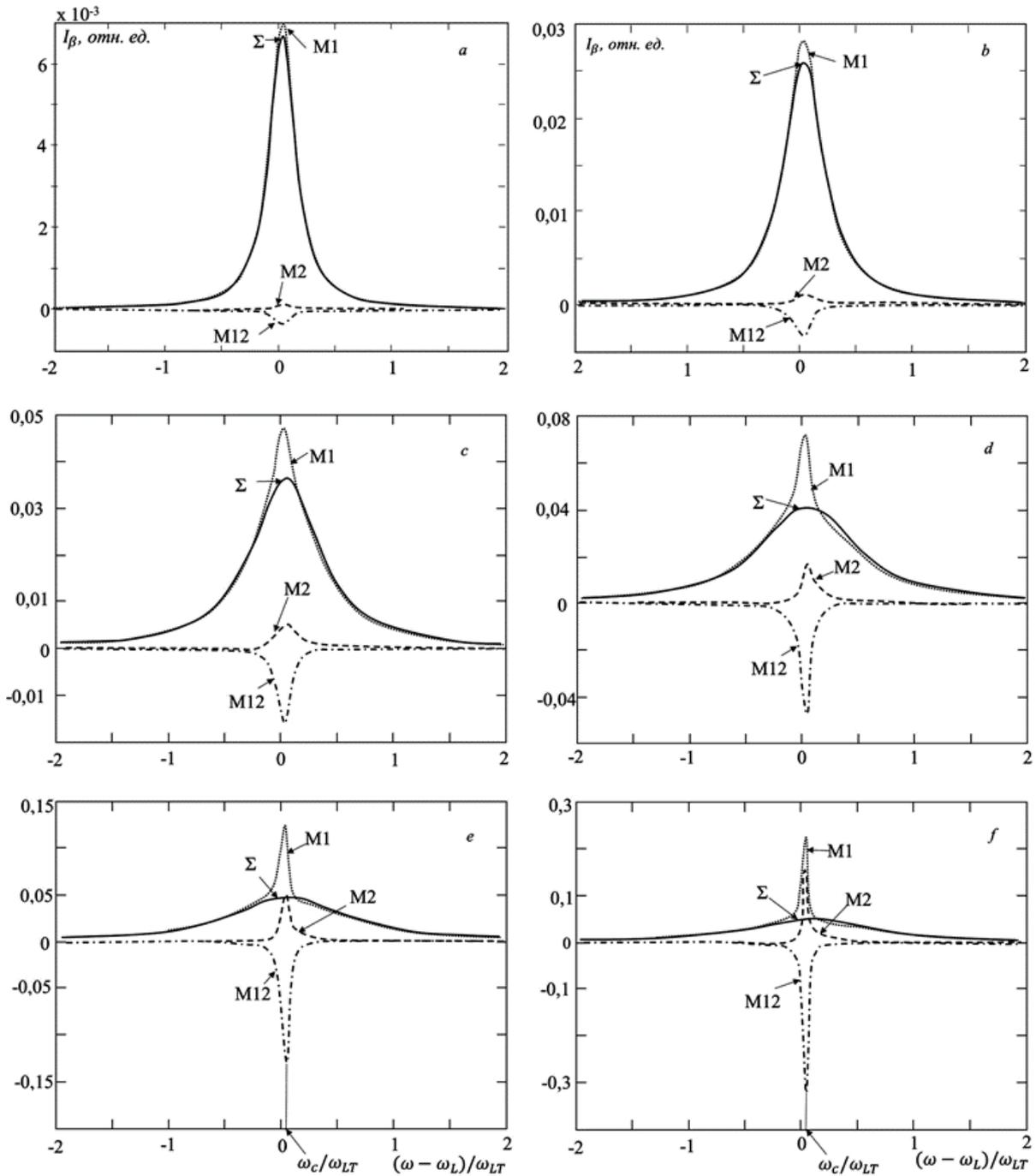
Анча катта ($\theta \geq 80^\circ$) бурчакларда бу структура шаклини ўзгартиради ва охири йўқолади. A_L чизикнинг топилган нозик структура пайдо бўлишининг динамикаси 4c, d, e, f расмларда узлуксиз чизиклар билан кўрсатилган ва бу

расмлар θ бурчак ортиши билан нурланиш максимумининг назарий шакли қандай ўзгаришини намоиш этади. Кўриниб турибди-ки, назарий спектрал чизиқлар экспериментал натижаларнинг асосий хоссаларини яхши такрорлайди. Назарияда ҳам, экспериментда ҳам максимумнинг дублет тузилиши бурчакнинг маълум бир оралиғида ($30^0 < \theta < 75^0$) намоён бўлади. Нурланишнинг изотропик геометриясидаги ЭПЛ (II боб) каби частотанинг $\omega \geq \omega_L$ қийматларида I_p^0 га аралаш юқори поляритон тармоқнинг ҳиссаси I_{M2} пастки поляритон тармоқнинг ҳиссаси I_{M1} дан анча катта, аммо шу билан бирга когерент нурланувчи M1 ва M2 ҳолатларнинг интерференцион ҳиссаси I_{M12} юқори поляритон тармоқ 2 нинг ва бўйлама 3 экситоннинг худди шундай ҳиссаси I_{p23} дан жуда катта эканлигини алоҳида эътиборга олиш лозим. θ нинг катта қийматларида дублет структура йўқола боради, максимум эса қисқа тўлқинлар томон силжийди.

Шунингдек, бу спектрал чизиқларнинг шаклланиш механизмлари $\hbar \Gamma$ и θ ларга боғлиқ ҳолда батафсил таҳлил қилинди ҳамда бу жараёнда бир жинсли бўлмаган тўлқинлар, экситон-фотон ўзаро таъсири ва фазовий, хусусан аномал дисперсиянинг роли очиб берилди. Шу мақсадда $5a-f$ расмларда $\hbar \Gamma = 0.5$ мэВ учун аралаш $\beta = M1, M2$ модаларнинг интерференцияси $I_{p, M12}^{(0)}$ ($\beta = M12$) ни ҳисобга олган ҳолда ташқи нурланишга берадиган улуш-лари туфайли ҳосил бўлган умумий $I_p^{(0)}(\omega, \theta)$ ва парциал $I_\beta(\omega, \theta) = I_{p, \beta}^{(0)}(\omega, \bar{\Omega})$ спектрлари кўрсатилган. Вакуумга чиқиш бурчаги θ ошган сари I_β интенсивликларнинг максимал қийматлари ва уларнинг спектрал контурларининг жиддий ўзгаришлари кўриниб турибди. Йиғинди интенсивлик $I = I_p^0$ га манфий ишора билан ((18) ни қаранг) кирувчи кучли интерференцион улуш I_{M12} айниқса диққатни тортади. Бу улуш $\hbar \Gamma$ ва θ нинг қийматларидан қатъий назар $\omega_c = \omega_L + \omega_{M1} \varepsilon_b$ даги спектрал максимум ўзининг қатъий симметрик шаклини сақлайди. Чиқиш бурчагининг $\theta = 5^0$ ва 15^0 қийматларида ω_c частотада бўйлама экситон ва фотон билан бирмунча аралашган кўндаланг экситон ҳал қилувчи ҳисса қўшади ($I_{M1}/I_p^0 = 1.07$ ва 1.12), $I_{M2}/I_p^0 \leq 0.04$ ва $I_{M12}/I_p^0 \leq 0.2$ ҳиссалар эса эътиборга олмаслик даражада. $I_p^0(\omega)$, $I_{M1}(\omega)$ ва $I_{M12}(\omega)$ ларнинг спектрал контурлари деярли Лоренц чизиғи шаклида, чунки $\theta = 15^0$ учун $\tilde{\omega}_{LT} / \Gamma \approx 0.005 \ll 1$ (1-жадвал) ва сўниш поляритон эффектини бутунлай босиб кетади, “аралаш экситон+кўндаланг фотон” эса кристаллда деярли классик осцилляторлар каби бир жинсли бўлмаган тўлқинлар сифатида тарқалади.

Чиқиш бурчагининг $20^0 < \theta < 30^0$ оралиғида экситон-фотон ўзаро таъсирининг ортиши ($\theta = 30^0$ да $\tilde{\omega}_{LT} \approx 0.05$ мэВ, $\tilde{\omega}_{LT} / \Gamma \approx 0.1$) бир жинсли бўлмаган M1, M2 тўлқинлар орасида интерференцияни кучайтиради ҳамда A_L чизиқни кенгайтиради, ваҳолангки ҳали аралаш поляритонлар ҳақида гап бўлиши мумкин эмас. $\theta \geq 45^0$ да парциал компонентлар I_{M1} , I_{M2} спектрал чизиқларининг нотекис кенгайиши ва I_p^0 максимумининг қисқа тўлқин томон

бирмунча силжиши кузатилади, бу эса, сўзсиз, кучли аномал дисперсия шароитида аралаш поляритонларнинг ҳал қилувчи ҳиссаси билан боғлиқ.



5-расм. CdS кристаллининг интеграл (узлуксиз чизик) ва парциал (пунктир - I_{M1} , штрих - I_{M2} , штрих-пунктир - I_{M12}) назарий ЭПЛ спектрлари. p -кутбланган нурланиш бурчаги $\theta=5^\circ$ (a), 15° (b), 30° (c), 45° (d), 60° (e) ва 80° (f), $\hbar\Gamma = 0.5$ мэВ ($T \approx 40$ К). Бу спектрлар дисперсия чизикларига мос ва оптик параметрларнинг 4-расмдаги қийматларида ҳисобланган.

“CdS типидagi кристалларда экситонлар сўнишининг критик ва чегаравий катта қиймалари яқинида аралаш модаларнинг интерференцион нурланиши” номли тўртинчи бобда икки махсус ҳолда – механик экситон сўниши критик қийматга яқинлашганда ва $\tilde{\omega}_{LT} / \Gamma, \Gamma_c / \Gamma \ll 1.0$

чегаравий шарт бажарилганда $\hbar\Gamma_c$ ва $\tilde{\omega}_{LT}$ ўсиб бориши билан аралаш модалар дисперсиясига мос равишда парциал $I_{p,\beta}^{(0)}(\omega, \theta_c)$ ва йиғинди $I_p^{(0)}(\omega, \theta_c)$ интенсивликлар спектрларининг ўзгариш динамикаси ҳамда уларнинг шаклланиш механизмлари ишлаб чиқилган.

CdS типигадаги бир ўқли кристалларда $(1 - M_{\perp} / M_{\parallel}) \sin^2 \theta \ll \varepsilon_b$ тенгсизлик ўринли бўлганда $\omega = \omega_c \cong \omega_L + \omega_{M_{\perp}} \cdot \varepsilon_b$ критик частотада (14) дан

$$n_{M_{\beta}}^2(\omega_c, \theta) = \varepsilon_b + \frac{\Gamma}{4\omega_{M_{\perp}}} \left[i - (-1)^{\beta} \sqrt{\frac{\Gamma_c^2(\theta)}{\Gamma^2} - 1} \right], \quad \beta = 1, 2, \quad (20)$$

$$\Gamma_c(\theta) \cong 4 \sin \theta \sqrt{\omega_{M_{\perp}} \omega_{LT}} = 4 \sqrt{\omega_{M_{\perp}} \tilde{\omega}_{LT} \varepsilon_b}, \quad \omega_{M_{\perp}} = \hbar k_0^2 / 2M_{\perp} \quad (21)$$

келиб чиқади. Бунда частота ω_c кутбланиши $\vec{E} \parallel \vec{C}$ бўлган кўндаланг фотонларнинг ва бўйлама экситонларнинг дисперсия чизиқларининг кесишиш нуқтасига тўғри келади. $\theta = \theta_c$ ва $\Gamma_c = \Gamma$ бўлганда дисперсион тенглама (20) нинг $n_{M_1} = n_{M_2}$ каррали илдизи ҳосил бўлади. Критик Γ_c катталиқда параметр сифатида экситоннинг эффектив масаси M_{\perp} мавжуд ва табиий-ки, $\Gamma_c(\theta) / \Gamma$ ўлчамсиз катталик сўнишга нисбатан ФД нинг қийматини кўрсатади, $\tilde{\omega}_{LT}(\theta) / \Gamma = \omega_{LT} \sin^2 \theta / \varepsilon_b \Gamma$ эса аралаш модалар спектрида экситон-фотон ўзаро таъсирининг ўлчовидир. $M_{\perp} \rightarrow \infty$ ($M_{\parallel} \rightarrow \infty$) ва $\Gamma \neq 0$ бўлганда $\Gamma_c / \Gamma \ll 1$ га келамиз, бу эса ФД йўқлигини билдиради, шу билан бирга ФД яққол намоён бўладиган кристалларда изотроп геометрияда $\Gamma_c \gg \Gamma$ бўлиши мумкин. АЭПМ учун Γ_c қиймат θ га боғлиқ (2-жадвал) ва оптик параметрларнинг CdS кристалларига хос қийматларида (21) дан $\theta = \pi / 2$ да максимал қийматлар $\Gamma_c \approx 0.48$ мэВ ($\tilde{\omega}_{LT} \approx 0.213$ мэВ) ни оламиз, ҳолбуки изотроп геометрияда $T \approx 4$ К температура яқинида $\Gamma_c \approx 1.457$ мэВ ($\omega_{LT} \approx 2.0$ мэВ).

2-жадвал

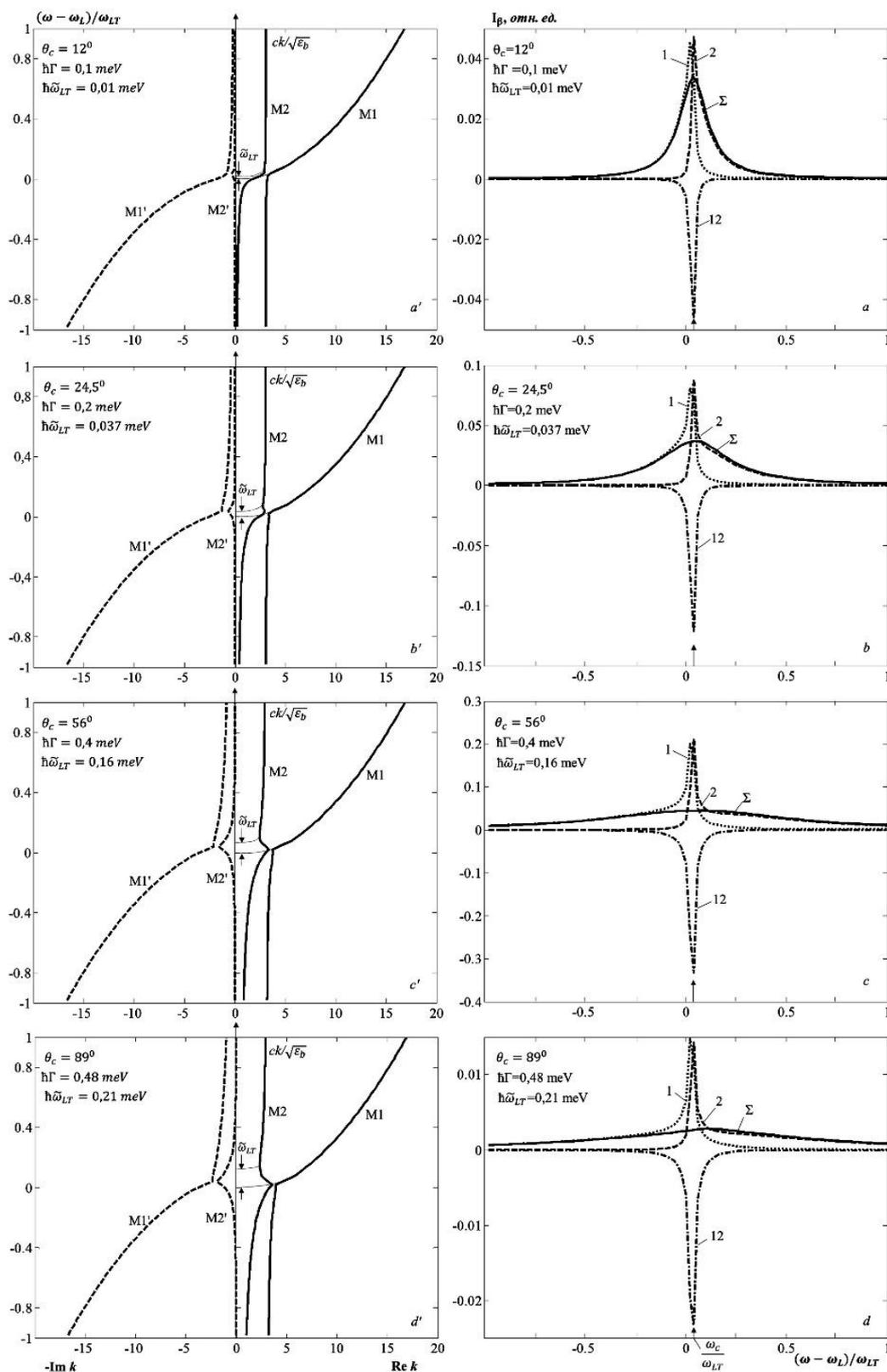
$\hbar\Gamma = \hbar\Gamma_c$, мэВ	0,05	0,1	0,2	0,3	0,4	0,48
θ_c	6^0	12^0	$24,5^0$	38^0	56^0	90^0

Чиқиш бурчаги θ га мос равишда Γ , Γ_c ва $\tilde{\omega}_{LT}$ катталиқлар ўртасида ушбу вазиятлар юзага чиқиши мумкин: 1) $\Gamma \gg \Gamma_c, \tilde{\omega}_{LT}$; 2) $\Gamma \geq \Gamma_c, \Gamma \gg \tilde{\omega}_{LT}$; 3) $\Gamma \leq \Gamma_c, \Gamma \geq \tilde{\omega}_{LT}$; 4) $\Gamma < \tilde{\omega}_{LT}, \Gamma_c$. Кучли экситон-фотон боғланишига мос $\Gamma \ll \tilde{\omega}_{LT}$ вазият бу муносабатлар қаторига киритилмади, чунки CdS кристалларида экситон сўнишининг реал қийматларига ($\Gamma \geq 0.075$ мэВ) ва эффектив бўйлама-кўндаланг ажралшига $0 \leq \hbar \tilde{\omega}_{LT} \leq 0.2$ мэВ тегишли чеклашлар бунга йўл қўймайди. Бундай вазият кўндаланг модалар геометриясида ($\vec{E} \perp \vec{C}, \vec{k} \perp \vec{C}$) $\Gamma \ll \omega_{LT}$ бўлганда (CdS учун $T = 2$ К да $\hbar \tilde{\omega}_{LT} \leq 0.2$ мэВ $\ll \hbar \omega_{LT} \approx 2$ мэВ) юзага чиқади. Чегаравий $\Gamma \gg \Gamma_c, \tilde{\omega}_{LT}$ ҳолда (1-вазият) ФД ва экситон-фотон ўзаро таъсири экситон нурланиш спектри шаклланишида акс этмайди ва спектр ярим кенглиги $\hbar\Gamma$ га боғлиқ симметрик Лоренц контури шаклида бўлади. 2-вазиятда ($\Gamma \geq \Gamma_c, \Gamma \gg \tilde{\omega}_{LT}$) кучсиз аномал

дисперсия шароитида бир жинсли бўлмаган аралаш модалар ($\vec{k}_{M1} \approx \vec{k}_{M2}$) квант ҳолатларининг кучли интерференцияси кузатилади, шу билан бирга поляритон эффекти унчалик аҳамиятли эмас. $\Gamma \leq \Gamma_c$ ва $\Gamma \geq \tilde{\omega}_{LT}$ бўлганда (3-вазият) ФД намоён бўлишида экситон-фотон ўзаро таъсири муҳим роль ўйнайди. Бу кучли аномал дисперсия ва АЭПМ спектрига қуйи $M1$ ҳамда юқори $M2$ тармоқларнинг ω_c частотаси яқинидаги кучли интерференцияси билан боғлиқ парциал улушларнинг спектрал ажралишида акс этади. 4-вазият ($\Gamma < \tilde{\omega}_{LT}, \Gamma_c$) жуда паст температуралар ва легирлаш даражасида чиқиш бурчагининг анча катта қийматларида рўй беради ҳамда оралиқ поляритон эффектининг ва аномал дисперсиянинг яққол намоён бўлиши сифатида кузатилади, бунда интерференцион ҳисса $I_{p12}^{(0)}$ бирмунча пасаяди.

Интенсивлик $I_{\beta}^{(0)}(\omega, \vec{\Omega})$ учун олинган (16)-(19) формулалар $\Gamma \equiv \Gamma_{\beta} \gg \tau_{pM\beta}^{-1}$ шarti бажарилганда Γ_c / Γ ва $\tilde{\omega}_{LT} / \Gamma$ нинг ҳар қандай қийматларида қўлланилиши мумкин, бунда $\tau_{pM\beta}$ - АЭПМ ларнинг нурланувчи ҳолатлари учун зона ичидаги сочилиши вақти. Бироқ кучли интерференция шароитида $\omega = \omega_c$ частотада сўнишнинг $\Gamma \approx \Gamma_c$ ($\theta \approx \theta_c$) қийматида махражидаги хосмаслик ($n_{M1}^2 - n_{M2}^2 = 0$) туфайли бу формулалардан фойдаланиб бўлмайди. Шунга қарамай, тўла интенсивлик $I_p^{(0)}(\omega, \vec{\Omega})$ учун бу хосмас хусусиятдан аналитик усулда қутилиш мумкинлиги диссертацияда кўрсатилган.

ba-d расмларда оптик параметрларнинг CdS кристаллига хос бўлган ($\hbar\omega_0=2552.4$ мэВ, $\hbar\omega_{LT}=2$ мэВ, $\epsilon_{b\perp}=9.4$, $M_{\perp}=0.9 m_0$, $M_{\parallel}=2.85 m_0$, $\ell = 70 \text{ \AA}$, $L = 0.8$ мкм) ва сўнишнинг критик ($\hbar\Gamma=\hbar\Gamma_c \approx 0.1, 0.2, 0.4, 0.48$ мэВ) қийматларида назарий ҳисобланган умумий $I_p^{(0)}(\omega, \theta_c)$ ва парциал $I_{p,\beta}^{(0)}(\omega, \theta_c)$ интенсивлик спектрлари келтирилган. Γ_c нинг бу қийматлари кристаллдан вакуумга чиқиш бурчагининг $\theta_c=12^\circ$ (*a*), $24,5^\circ$ (*b*), 56° (*c*), 89° (*d*) қийматларига мос келади. Бир қарашда бу расмларда Γ_c нинг ҳар хил қийматларидаги парциал спектрал чизиклар $I_{p,\beta}^{(0)}(\omega, \theta_c)$ гўё сифат жиҳатдан бир хил: ω_c яқинида уларнинг шакллари ва максимумлари бир хил, ярим кенгликлари Γ_c га деярли боғлиқ эмас, резонанс частотаси ω_c га нисбатан умумий спектр $I_p^{(0)}(\omega, \theta_c)$ биринчи яқинлашишда, парциал спектр $I_{p12}^{(0)}(\omega, \theta_c)$ эса бутунлай симметрик. Бунинг сабаби шундаки, барча *ba-d* расмларда фазовий дисперсия параметрининг қиймати $\gamma_{шд} = \Gamma_c / \Gamma \approx 1.0$ ўзгармасдир. Аммо бу спектрал чизикларни диққат билан солиштирилганда, қуйидаги фарқ қилувчи хусусиятларни аниқлаш мумкин:



6-расм. Аралаш модлар дисперсия чизикларини ($a'-d'$) ва фотолуминесценция спектрларини ($a-d$) критик $\Gamma_c = \Gamma$ қийматларда таққослаш.

– биринчидан, умумий интенсивлик $I_p^{(0)}(\omega, \theta_c)$ спектрал A_L чизигининг Δ_A ярим кенглигига $\Gamma = \Gamma_c$ (ёки θ_c) ва $\tilde{\omega}_{L\Gamma}$ кучли таъсир кўрсатади, θ_c ўсиши билан унинг максимуми қисқа тўлқин соҳасига силжийди ва, қатъий қилиб

айтганда, $\Gamma \approx \Gamma_c \gg \tilde{\omega}_{LT}$ қийматларга хос бўлган спектрнинг Лоренц характердаги симметрик шакли бузилади;

– иккинчидан, парциал $I_{M_1}(\omega, \theta_c)$ ва $I_{M_2}(\omega, \theta_c)$ спектрал контурларнинг кескин фарқ қилувчи икки қисми эътиборни тортади: ω_c частота атрофида умумий контур $I_p^{(0)}(\omega, \theta_c)$ устидаги ярим кенглиги $\Delta_p \approx 0.089$ мЭВ бўлган жуда кучли, тор резонанс қисми, ва нисбатан кучсиз, чўзилиб кетган, кескин асимметрик қанотлар. Энг қизиғи шундаки, резонанс мусбат парциал улушлар $I_{M_1}(\omega_c) + I_{M_2}(\omega_c)$ ва манфий интерференцион улуш $-I_{p12}(\omega_c)$ ўзаро компенсациялашиб, A_L чизиғининг ярим Δ_A кенглигига деярли таъсир кўрсатмайди;

– учинчидан, A_L чизиқнинг шаклланиш механизми экситон-фотон ўзаро таъсир $\tilde{\omega}_{LT}(\theta_c) / \Gamma_c$ параметрига боғлиқ. Масалан, $\theta_c = 12^\circ$ бўлгандаёқ $\tilde{\omega}_{LT} / \Gamma_c \approx 0.1$ бўлади ва кучсиз поляритон эффекти ω_c ($-I_{p12} \geq I_{M_1}, I_{M_2}$) яқинида кучли интерференцияга олиб келади, $\theta_c \geq 25^\circ$ да эса М1 ва М2 АЭПМ асосий рол ўйнайди. Кучли асимметрик $I_{M_1}(\omega)$, $I_{M_2}(\omega)$ ва симметрик $I_{p12}(\omega)$ контурли бу иккала моданинг суперпозицияси максимуми ω_c частотада жойлашган, деярли симметрик $I_p^{(0)}(\omega, \theta_c = 12^\circ)$ спектрал контурни ҳосил қилади (6а расм);

– тўртинчидан, чиқиш бурчагининг критик қиймати $\theta_c = 24.5^\circ, 56^\circ, 89^\circ$ каби ўзгарганда экситон-фотон ўзаро таъсирининг параметри $\tilde{\omega}_{LT} / \Gamma_c \approx 0.18, 0.4, 0.44$ шаклда монотон ўсиб боради ва оқибатда аномал дисперсия кучайиши шароитида АЭПМ нурланиш спектрларининг шаклланишида оралик аралаш поляритонлар устунлик қилади. Бу ҳолат парциал $I_{p,\beta}^{(0)}(\omega_c, \theta_c)$ интенсивликларнинг максимал қийматларини сезиларли ўзгаришида ва парциал спектрал контурлар шаклининг маълум алмашинувида намоён бўлади.

Ушбу боб давомида сонли ҳисоблар натижасида шу нарса кўрсатилганки, кичик θ бурчакларда A_L чизиқнинг ярим кенглигини ўлчаш экситон сўниши $\hbar\Gamma$ нинг қийматларини аниқлашнинг энг осон усули бўлади, $\hbar\Gamma$ нинг чегаравий катта қийматларида эса фазовий дисперсия эффектлари йўқолади ва АЭПМ спектри ярим кенглиги $\hbar\Gamma$ бўлган Лоренц чизиғи шаклини олади.

ХУЛОСА

ЭПЛ нинг микроскопик назариясида олинган натижалар ва бир ўқли CdS кристали экситон нурланишининг назарий ва экспериментал спектрларининг қиёсий таҳлили асосида қуйидаги хулосаларга келиш мумкин:

1. Сўниш $\hbar\Gamma$ нинг чекли қийматларида кўндаланг, бўйлама ва аралаш экситонларнинг Грин функцияси учун Келдиш диаграмма техникаси ёрдамида CdS типидagi бир ўқли кристалларнинг $A_{n=1}$ экситон резонанси атрофидаги ЭПЛ спектрининг парциал ташкил этувчиларини аналитик ва сонли ҳисоблаш усуллари ишлаб чиқилган.

2. ЭПЛ спектрининг шаклланиш жараёни бир қатор янги ўзига хос хусусиятларга эга. Реал экситон сўнишини ҳисобга олгандаги нормал тўлқинлар дисперсия спектрининг қайта қурилиши сирт-радиацион ва бир жинсли бўлмаган модаларнинг кристалл чегараси орқали энергия узатишда иштирок этишига, фазовий дисперсиянинг мавжудлиги эса уларнинг интерференцион ўзаро таъсирлашувига олиб келади.

3. Аралаш экситон модалар дисперсиясида фазовий дисперсия ва экситон-фотон ўзаро таъсир эффектлари соф кўндаланг экситонлардагига қараганда анча кучсиз номоён бўлади, бироқ охиригилардан фарқли ўлароқ аралаш ЭПЛ спектрида кучли анизотропия, аномал дисперсия ва улкан интерференцион нурланиш кузатилади.

4. Сўниш параметри $\hbar\Gamma$ ва вакуумга чиқиш бурчаги θ нинг қийматларига қараб аралаш модалар A_L нурланиш чизиғининг шаклланишини ўлчамсиз $\gamma_{LT} = \tilde{\omega}_{LT} / \Gamma$ параметр қиймати билан фарқланувчи учта механизми юзага келаши аниқланди. Масалан, $\hbar\Gamma=0.3$ мэВ да: а) $\theta \leq 15^\circ - \gamma_{LT} \ll 1$, аралаш экситонлар механизми; б) $20^\circ \leq \theta \leq 30^\circ - \gamma_{LT} < 1$ аралаш экситон-бир жинсли бўлмаган тўлқинлар механизми ва в) $\theta \geq 45^\circ - \gamma_{LT} \approx 1$ аралаш экситон-поляритон механизми.

5. Механик экситон сўнишининг критик Γ_c қийматга яқин ва $\Gamma_c/\Gamma, \tilde{\omega}_{LT}/\Gamma \ll 1.0$ шартлар бажариладиган етарлича катта қийматларидаги икки махсус ҳолатлар учун аралаш модаларнинг нурлана оладиган геометрияда бир ўқли кристаллар фотолюминесценция спектрининг шаклланиш принциплари ишлаб чиқилган.

6. Вакуумга чиқиш бурчаги θ нинг нисбатан кичик қийматларида аралаш экситон-поляритон модалар нурланиш спектри бўйича A_L чизиқ ярим кенглигини ўлчаш, $T=4,5-77$ К температура оралиғида ω_L частота яқинидаги экситон сўнишининг $\hbar\Gamma$ параметрини энг содда усул билан аниқлаш имконини беради.

**НАУЧНЫЙ СОВЕТ PhD.30.08.2018.FM/Т.01.12 ПО
ПРИСУЖДЕНИЮ УЧЕНОЙ СТЕПЕНИ ДОКТОРА ФИЛОСОФИИ
ПРИ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОМ ИНСТИТУТЕ ФИЗИКИ
ПОЛУПРОВОДНИКОВ И МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ
НАЦИОНАЛЬНОГО УНИВЕРСИТЕТА УЗБЕКИСТАНА**

ФЕРГАНСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

АХМАДАЛИЕВ БОЗОРБОЙ ЖОБОРАЛИЕВИЧ

**ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ДИСПЕРСИЯ И ЭКСИТОННОЕ ЗАТУХАНИЕ
В СПЕКТРАХ ЭКСИТОН-ПОЛЯРИТОННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ
КРИСТАЛЛОВ ТИПА CdS**

01.04.10 – Физика полупроводников

**АВТОРЕФЕРАТ ДИССЕРТАЦИИ ДОКТОРА ФИЛОСОФИИ (PhD)
ПО ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИМ НАУКАМ**

Ташкент-2019

Тема диссертации доктора философии (Doctor of Philosophy) по физико-математическим наукам зарегистрирована в Высшей аттестационной комиссии при Кабинете Министров Республики Узбекистан за № В2019.2.PhD/FM324.

Диссертация выполнена в Ферганском Политехническом институте.

Автореферат диссертации на трех языках (узбекский, русский, английский (резюме)) размещен на веб-странице Научного совета (ispm.uz) и на Информационно-образовательном портале «ZiyoNet» (www.ziynet.uz).

Научный руководитель: **Юлдашев Носиржон Хайдарович**
доктор физико-математических наук, профессор

Официальные оппоненты: **Мамадалимов Абдугафур Тишабаевич**
доктор физико-математических наук, академик

Гулямов Абдурасул Гафурович
доктор физико-математических наук

Ведущая организация: **Ташкентский университет информационных технологий**

Защита диссертации состоится «__» _____ 2019 года в __ часов на заседании Научного совета PhD.30.08.2018.FM/T.01.12 при Научно-исследовательском институте физики полупроводников и микроэлектроники Национального университета Узбекистана имени Мирзо Улугбека (Адрес: 100057, г. Ташкент, ул. Янги Алмазар, дом 20. Тел: (+99895) 146-77-44, факс (+99895) 146-77-44, e-mail: info@ispm.uz).

С диссертацией можно ознакомиться в отделе внедрения информационных технологий института. (зарегистрирована за №____) Адрес: 100057, г. Ташкент, ул. Янги Алмазар, дом 20. Тел: (+99895) 146-77-44,

Автореферат диссертации разослан «__» _____ 2019 года.
(реестр протокола рассылки №__ от «__» _____ 2019г.)

Ш.Б.Утамурадова
председатель Научного совета по присуждению
ученой степени доктора философии,
д.ф-м.н., профессор.

С.С.Насриддинов
ученый секретарь Научного совета по присуждению ученой
степени доктора философии, д.т.н., доцент

А.Т.Мамадалимов
председатель научного семинара при Научном
совете по присуждению ученой степени доктора
философии, д.ф-м.н., академик.

ВВЕДЕНИЕ (аннотация диссертации доктора философии (PhD))

Актуальность и востребованность темы диссертации. В мире в современной оптической спектроскопии твердых тел экситонное излучение объемных и низкоразмерных полупроводников является предметом активных научных исследований, как с фундаментальной, так и прикладной точек зрения. При этом особое внимание уделяется тонким механизмам формирования спектров экситон-поляритонной люминесценции (ЭПЛ) монокристаллов, поликристаллов, пленочных материалов контролируемого состава, так и квантово-размерных структур с различными архитектурными строениями. Это связано с уникальными возможностями практического применения в области лазерной технологии и получения информации из анализа спектров их экситонного излучения, представляющего основой для создания наиболее прямого и достоверного метода диагностики внутренней структуры и электронных свойств исследуемых образцов в микро- и нанoeлектронике.

В мировом масштабе на сегодняшний день в экситонной спектроскопии важной проблемой является адекватный эксперименту теоретический анализ спектров ЭПЛ одноосных кристаллов типа CdS и точный количественный расчет их с учетом реального экситонного затухания в условиях промежуточного светоэкситонного взаимодействия и аномальной дисперсии. В связи с этим представляет интерес проведение углубленных научных исследований по следующим актуальным задачам: разработка численных методов расчета парциальных и интерференционных вкладов продольных экситонов и поверхностно-радиационных спектральных мод в ЭПЛ кристаллов типа CdS с учетом параметра затухания $\hbar\Gamma$ механических экситонов; механизмы формирования спектров анизотропного излучения экситон-поляритонных смешанных волн в кристаллах типа CdS в условиях сильного экситонного затухания и аномальной дисперсии; интерференционное излучение смешанных мод в кристаллах типа CdS в окрестности критических и предельно больших значений затухания экситонов.

В последние годы правительством Республики Узбекистан уделяется существенное внимание актуальным приоритетным научным направлениям фундаментальных и прикладных исследований. В частности, в разработке технологий получения моно- и поликристаллических полупроводников для изготовления солнечных элементов достигнуты существенные результаты. Согласно Стратегии действий по дальнейшему развитию Республики Узбекистан, особое внимание обращается задачам создания эффективных механизмов практического применения научных и инновационных достижений. В этом аспекте очень важным является развитие новых методов глубокого теоретического исследования оптических параметров полупроводниковых структур в области фотоники и оптоэлектроники. Данная диссертация посвящена теоретическому исследованию новых механизмов формирования спектров низкотемпературной ($T \approx 2 \div 70$ K) ЭПЛ одноосных кристаллов типа CdS, результаты которого могут служить для

усовершенствования технологии создания детекторов ионизирующих излучений, поляритонных лазеров, элементов информационной технологии и других аналогичных оптоэлектронных приборов.

Настоящее диссертационное исследование в определенной степени служит выполнению задач, предусмотренных в Указе Президента Республики Узбекистан № УП–4947 «О стратегии действий по дальнейшему развитию Республики Узбекистан» от 7 февраля 2017 года и в Постановлениях Президента № ПП–2772 «О мерах по 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 аналогичных нормативно-правовых документах, принятых в данной сфере.

Соответствие исследования приоритетным направлениям развития науки и технологий Республики Узбекистан. Задачи диссертации выполнены в рамках приоритетных направлений развития науки и технологий Республики Узбекистан III. «Энергетика, энерго- и ресурсосбережение, транспорт, машино- и приборостроение; развитие современной электроники, микроэлектроники, фотоники, электронного приборостроения».

Степень изученности проблемы. Общетеоретические вопросы формирования поляритонной люминесценции (ПЛ) рассмотрены в работах американских ученых Томаса и Хопфильда, Тойозава из Японии, российских ученых Аграновича и его учеников, Пикуса и Ивченко и др., а эксперименты по изучению спектров ПЛ кристаллов CdS были выполнены в классических работах Гросса и его учеников Пермогорова, Селькина, Травникова, а также в недавних исследованиях Клевкова, Парфенюка и др. для кристаллов $CdTe$.

Эксперименты показывают, что в формировании фотолюминесценции CdS и $CdTe$ важную роль играют свободные экситоны (поляритоны), их ассоциации с примесями. Для теоретического описания ПЛ в основном применялось кинетическое приближение Больцмана, тогда как критерии применимости его нарушаются всегда в окрестностях частот экситонных резонансов.

В Узбекистане в работах Н.Х.Юлдашева была рассмотрена теория экситонной люминесценции в кинетическом приближении с учетом многократных рассеяний и поляризации экситонного излучения в случаях слабого и сильного светоэкситонного взаимодействия при резонансном возбуждении поляритонов. В дальнейшем в работах Н.Х. Юлдашева, А.Г. Абдукадырова и Б.З. Полванова эта теория была развита с учетом затухания механических экситонов, когда диссипативное затухание экситона нарушает критерии применимости кинетического уравнения Больцмана для функции распределения поляритонов. На основе этой теории были последовательно

рассчитаны вклады нижней и сильно затухающей верхней поляритонных ветвей в ПЛ вблизи частоты ω_L продольного экситона и проанализированы экспериментальные спектры кристаллов ZnP_2 , CdS и $CdTe$. При этом конкретный расчет и эксперимент ограничивались самым простым случаем – анализом нормально выходящего из кристалла в вакуум поляритонного излучения. Количественный анализ вклада продольных экситонов, поверхностно-радиационных мод и их интерференционного излучения в ПЛ, обусловленного пространственной дисперсией (ПД) и сильно зависящего от экситонного затухания, до сих пор практически не проводился. Также отсутствовали теоретические работы по исследованию ЭПЛ в случаях промежуточного свето-экситонного взаимодействия, когда значение продольно-поперечного расщепления $\omega_{LT} \leq \Gamma$, что всегда имеет место, например, при наклонном (анизотропном) излучении смешанных экситонных-поляритонных мод (СЭПМ) в кристалле CdS . Количественный анализ таких вкладов и сравнении с экспериментом до сих пор подробно не обсуждались.

Связь диссертационного исследования с планами научно-исследовательских работ научно-исследовательского учреждения, где выполнена диссертация. Диссертационная работа выполнена в Ферганском политехническом институте, в рамках фундаментальных научных проектов: Грант по контракту ККРНТ № 28 «Поляритонный принцип организации квантовых каналов связи» за 2012-2013гг.

Целью исследования является установление новых механизмов формирования спектров экситон-поляритонной люминесценции одноосных полупроводниковых монокристаллов типа CdS с учетом особенностей пространственной дисперсии и экситонного затухания.

Задачи исследования:

– разработка методов численных расчетов парциальных и интерференционных вкладов объемных и поверхностно-радиационных спектральных мод в ЭПЛ кристаллов типа CdS с учетом затухания $\hbar\Gamma$ механических экситонов $A_{n=1}$ в геометрии излучения добавочных волн в вакуум с **s**- и **p**-поляризациями и сравнение их с результатами эксперимента;

– установление особенностей механизмов формирования спектров анизотропного излучения экситон-поляритонных смешанных волн в одноосных кристаллах типа CdS в условиях сильного экситонного затухания и аномальной дисперсии;

– формирование интерференционного излучения смешанных мод в одноосных кристаллах типа CdS в окрестности критических и предельно больших значений затухания экситонов.

Объектом исследования являются чистые и легированные одноосные полупроводниковые кристаллы типа CdS с гексагональной симметрией.

Предметом исследования является экситон-поляритонная люминесценция в одноосных кристаллах типа CdS при низких температурах

($T \approx 2-70$ K) с учетом особенностей пространственной дисперсии и экситонного затухания.

Методы исследований. Для решения поставленных задач использованы теоретические методы физики полупроводников и математической физики, в частности, расчеты с помощью диаграммной техники Келдыша и компьютерного моделирования численных вычислений, а также оптико-спектроскопические методы исследования полупроводниковых материалов с помощью низкотемпературной фотолюминесценции (НТФЛ).

Научная новизна исследования заключается в следующем:

разработан кванто-механический метод анализа спектров экситон-поляритонной люминесценции с учетом вклада продольных экситонов при наклонном излучении в вакуум, позволяющий определить оптические параметры кристалла;

показано, что перестройка дисперсионного спектра нормальных волн с учетом реального экситонного затухания приводит к включению в перенос энергии через границу кристалла поперечных и продольных поверхностно-радиационных мод, а наличие пространственной дисперсии приводит к их интерференционному взаимодействию;

обнаружено, что наблюдается сильная анизотропия, аномальная дисперсия и гигантское интерференционное излучение в спектрах фотолюминесценции смешанных экситон-поляритонных мод, в отличие от случая поперечных поляритонов;

впервые установлены механизмы формирования спектров экситон-поляритонной люминесценции, связанные с ролью экситонного затухания и пространственной дисперсии в одноосных кристаллах типа CdS с промежуточной величиной эффективного свето-экситонного взаимодействия при анизотропной геометрии излучения;

показано, что доминируют промежуточные смешанные поляритоны в формировании спектров экситон-поляритонной люминесценции на фоне усиления аномальной дисперсии в результате увеличения критического значения угла выхода и монотонного увеличения параметра светоэкситонного взаимодействия

Практические результаты исследования заключаются в следующем:

квантово-механический метод расчета парциальных спектров поляритонной люминесценции кристаллов использован для анализа тонкой структуры экспериментальных спектров ЭПЛ смешанных мод CdS в окрестности экситонного резонанса $A_{n=1}$ при конечных значениях $\hbar\Gamma$;

измерение полуширины линии A_L по спектру излучения смешанных экситон-поляритонных мод при относительно малых углах выхода θ в вакуум позволяет определить значения параметра экситонного затухания $\hbar\Gamma$ вблизи частоты продольного экситона ω_L в довольно широком температурном интервале $T = 4.5 - 77$ K ;

Достоверность результатов исследований обосновывается тем, что в

данной диссертации использованы современные теоретические методы исследования физики полупроводников и, в частности, достигнуто хорошее совпадение результатов численного расчета спектров фотолюминесценции на основе полученных автором формул с экспериментальными спектрами ЭПЛ кристаллов *CdS* .

Научная и практическая значимость результатов исследования.

Научная значимость состоит в том, что предложенные методы расчета и анализа спектров ЭПЛ могут быть использованы для правильной интерпретации особенностей спектров НТФЛ других кристаллов типа *CdS* и полученные результаты изучения спектров открывают новые возможности оптической спектроскопии для неразрушающего контроля и диагностики полупроводников.

Практическая значимость результатов исследования заключается в том, что разработанные теоретические и экспериментальные методы анализа спектров НТФЛ могут быть использованы для усовершенствования технологии создания детекторов ионизирующих излучений, когерентных источников света и других аналогичных оптоэлектронных приборов на основе кристаллических *CdS*.

Внедрение результатов исследования. На основе результатов исследования механизмов формирования спектров ЭПЛ одноосных кристаллов *CdS*:

разработанный кванто-механический метод анализа спектров экситон-поляритонной люминесценции с учетом вклада продольных экситонов и смешанных поляритонов при наклонном излучении в вакуум, позволяющий определить оптические параметры полупроводниковых кристаллов был внедрен на АО «FOTON» АК «Узэлтехсаноат» (Справка АК «Узэлтехсаноат» № 02-435 от 20.02.2019 г.). Применение этого метода привело к модернизации способа контроля чистоты полупроводниковых материалов.

результаты теоретического расчета спектров кристаллов типа *CdS* при конечных затуханиях механических экситонов использованы при выполнении фундаментального проекта ОТ-Ф2 «Поляризационные оптические эффекты в полупроводниках и их размерно-квантованных ямах» (2007–2011гг.) для определения характеристических параметров кинетических процессов с участием электронов и экситонов в полупроводниковых структурах (Справка Министерства высшего и среднего специального образования Республики Узбекистан № 89-03-233 от 16.01.2019 г.). Использование научных результатов позволило проанализировать физическую природу электронных кинетических явлений в полупроводниковых структурах при стационарном фотовозбуждении;

модель поляритонного излучения и метод теоретического расчета спектров кристаллов типа сульфида кадмия в зависимости от реальных оптических параметров, использованы при выполнении фундаментального проекта Ф2–ОТ–О–15494 «Улучшение эффективности излучателей, фотоэлементов и других оптоэлектронных приборов на основе исследования

экситонов, поляронов, биполяронов и кинетических явлений в гетеро- и наноструктурах с квантовыми точками» для определения тонкой структуры спектров люминесценции с участием экситонов и поляритонов в полупроводниках структурах (Справка Министерства высшего и среднего специального образования Республики Узбекистан №89-03-233 от 16.01.2019 г.). Использование научных результатов позволило теоретически проанализировать физическую природу тонких оптических явлений с учетом экситон-фотонного взаимодействия в полупроводниках;

Апробация результатов исследования. Основные результаты диссертационной работы доложены и обсуждены на 6 международных и 2 республиканских научно-практических конференциях.

Публикации результатов исследования. По теме диссертации опубликовано 15 научных трудов, из них 7 статей в журналах, рекомендованных Высшей аттестационной комиссией Республики Узбекистан для публикации основных научных результатов диссертационных работ.

Структура и объём диссертации. Диссертационная работа состоит из введения, четырёх глав, заключения, списка использованных литературных источников и приложения. Текст диссертации изложен на 126 страницах, включая 31 рисунок, 2 таблицы.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во введении кратко обоснованы актуальность и востребованность темы диссертации, определена связь исследований с основными приоритетными направлениями развития науки и технологий в Республике Узбекистан, приведены краткий обзор научных работ по теме диссертации, степень изученности проблемы, сформулированы цели и задачи, выявлены объекты, предметы и методы исследования, изложена научная новизна исследования, обоснована достоверность полученных результатов, раскрыта их теоретическая и практическая значимость, приведены сведения о внедрении результатов и апробации работы.

В первой главе «**Пространственная дисперсия, поляритонный эффект и экситонное затухание в кристаллах типа CdS**» вкратце изложены предварительные основные сведения об энергетических спектрах экситонов и поляритонов. Рассмотрены ряд общих вопросов по эффектам ПД и запаздывания вблизи экситонного резонанса, поляритонному механизму люминесценции и НТФЛ кристаллов сульфида кадмия и теллурида кадмия в области экситонного резонанса $A_{n=1}$. На основе критического анализа имеющихся литературных данных сформулирована общая постановка задачи диссертации.

Во второй главе «**Роль поверхностно–радиационных мод и продольных экситонов в формировании спектров экситон-поляритонной люминесценции кристаллов типа CdS**» теоретически исследованы ЭПЛ в окрестности частоты экситонного резонанса $A_{n=1}$

кристаллов типа CdS с учетом пространственной дисперсии $\varepsilon(\omega, \vec{k})$, поляритонного эффекта $\omega_{LT} \neq 0$ и затухания $\hbar\Gamma$ механических экситонов. Проанализированы результаты численных расчетов парциальных и интерференционных вкладов объемных и поверхностно-радиационных спектральных мод в ЭПЛ в геометрии излучения добавочных волн в вакуум с **s**- и **p**- поляризациями.

Рассматривается дипольно-активный экситон с резонансной частотой ω_0 , эффективной массой M и продольно-поперечным расщеплением $\omega_{LT} = \omega_L - \omega_0$ в кристалле с изотропным тензором диэлектрической проницаемости

$$\varepsilon_{ij}(\omega, \vec{k}) = \varepsilon(\omega, k)\delta_{ij} = \varepsilon_b \left[1 + \frac{\omega_{LT}}{\omega_0(k) - \omega - i\Gamma(\omega, k)/2} \right] \cdot \delta_{ij}, \quad (1)$$

где ε_b – фоновая диэлектрическая проницаемость, $\hbar\omega_0(k) = \hbar\omega_0 + \frac{\hbar^2 k^2}{2M}$ и $\Gamma(\omega, k)$ – энергия и затухание экситона. Для полупроводников выполняется условие $\omega_{LT} \ll \omega_0$ и в окрестности резонансной частоты ω_0 дисперсионные уравнения поперечных поляритонов ($\beta=1, 2$) и продольных экситонов ($\beta=3$) можно представить в упрощенном виде:

$$\omega = \omega_k^{(\beta)} = \omega_0 + \frac{\hbar k^2}{2M} - \frac{\varepsilon_b \omega_{LT}}{(ck/\omega_0)^2 - \varepsilon_b} - i \frac{\Gamma(\omega, k)}{2}, \quad \beta=1, 2 \quad (2)$$

$$\omega = \omega_k^{(3)} = \omega_L + \frac{\hbar k^2}{2M} - i \frac{\Gamma(\omega, k)}{2}, \quad \omega_L = \omega_0 + \omega_{LT}, \quad \beta=3 \quad (3)$$

причем поляритоны 1 и 2 описываются формулой (2) соответственно в области $k > k_0\sqrt{\varepsilon_b}$ и $k < k_0\sqrt{\varepsilon_b}$, где $k_0 = \omega_0/c$, c и k_0 – скорость и волновое число фотона в вакууме, а \vec{k} – волновой вектор поляритона.

Дисперсионные кривые экситон-поляритонных мод (2) и (3) с ростом затухания $\hbar\Gamma$ сильно трансформируются. Это особенно заметно вблизи продольной частоты ω_L для мод 2 и 3, которые при $\hbar\Gamma = 0$ являются распространяющимися лишь при $\omega > \omega_\theta$ и чисто затухающими, т.е. поверхностно-радиационными, когда $\omega < \omega_\theta$. Характерная частота $\omega_\theta \geq \omega_L$ определяется условием полного внутреннего отражения волн $\beta = 2, 3$

$$\text{Re } n_\beta = c \text{Re } k_\beta(\omega)/\omega = \sin \theta. \quad (4)$$

Здесь θ – угол выхода излучения из кристалла в вакуум, n_β – показатель преломления кристалла для волны β , причем $\text{Re } n_\beta < 1$ при $\omega < \omega_\theta$.

Согласно поляритонному механизму, ЭПЛ возникает за счет преобразования на границе кристалл-вакуум поляритонов различных дисперсионных ветвей β с частотой $\omega_\beta(\vec{k})$ во внешние фотоны частоты $\omega = ck_0 = \omega_\beta(\vec{k})$.

Квазиклассическая теория ПЛ основана на использовании кинетического уравнения Больцмана для функции распределения поляритонов, критерии применимости которого в случае кубических кристаллов сводится к выполнению неравенств

$$\text{Re } k_{\beta} \gg \alpha_{\beta}, \quad \left| \text{Re } (\bar{k}_{\beta} - \bar{k}_{\beta'}) \right| \gg \alpha_{\beta}, \alpha_{\beta'}, \quad (\beta, \beta' = 2, 3), \quad (5)$$

при выполнении которых волновой вектор \bar{k}_{β} поляритона ветви β есть хорошо определенное квантовое число и можно пренебречь интерференционным вкладом когерентно излучающих поляритонных состояний разных дисперсионных ветвей.

При конечном значении затухания экситона $\hbar\Gamma$ условия (5) для волн 2 и 3 не выполняются. Поэтому в настоящей главе развивается теория ЭПЛ, используя диаграммную технику Келдыша. Рассчитаны функции Грина $G_{\beta\lambda}^{-+}(\bar{k}, \bar{k}'; \omega)$ для поляритонов ветви 2 и 3 с поляризацией λ при заданной функции распределения поляритонов ветви 1, пренебрегая рассеянием внутри ветвей 2 и 3. Исследуется спектральная интенсивность излучения в вакууме $I_{\lambda}^{(0)}(\omega, \bar{\Omega})$, распространяющегося в направлении единичного вектора $\bar{\Omega}(\theta, \varphi)$, который лежит в плоскости yz , а внутренняя нормаль кристалла направлена вдоль оси z ; $\lambda = s, p$, причем $s // x$, $p \perp x$:

$$I_{\lambda}^{(0)}(\omega, \bar{\Omega}) = \sum_{\beta} I_{\beta\lambda}^{(0)}(\omega, \bar{\Omega}), \quad (6)$$

где $\beta = 1, 2$ при $\lambda=s$ и $\beta = 1, 2, 3, 23$ при $\lambda=p$. Парциальный вклад $I_{23p}^{(0)}(\omega, \bar{\Omega})$ определяет интерференцию когерентно излучающих квантовых состояний $|2\bar{k}\rangle$ и $|3\bar{k}\rangle$, а $I_{1\lambda}^{(0)}$ определяется в кинетическом приближении как

$$I_{1\lambda}^{(0)}(\omega, \bar{\Omega}) = \frac{k_0^2}{(2\pi)^3} \hbar \omega T_{01}^{(\lambda)} \cdot f_{1k\lambda}(\omega, z = +0), \quad (7)$$

где $T_{\alpha\beta}^{(\lambda)}$ - энергетический коэффициент пропускания волны β с поляризацией λ из кристалла в вакуум, $f_{1k\lambda}(\omega, z) = f_1(\omega) \exp(-z/L)$, $f_1(\omega)$ и L - плавная часть функции распределения и диффузионная длина поляритонов ветви 1.

Используя диаграммную технику Келдыша, получены уравнения

$$I_{2s}^{(0)}(\omega, \bar{\Omega}) = \frac{F(\omega, \bar{\Omega})}{2k_0 \text{Im } n_{2z} + L^{-1}} \left| \frac{t_{02}^{(s)}}{n_{2z}} \right|^2, \quad (8)$$

$$F(\omega, \bar{\Omega}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{2M^2 c \varepsilon_b \omega_{LT} \cos \theta}{\hbar \tau_{\beta 1} |n_1^2 - n_2^2|^2} f_1(\omega), \quad (9)$$

$$I_{\beta p}^{(0)}(\omega, \theta) = F_{\beta} \cdot \frac{|F_{\beta p}|^2}{2k_0 \text{Im } n_{\beta z} + L^{-1}}, \quad \beta = 2, 3, \quad (10)$$

$$I_{23p}^{(0)}(\omega, \theta) = 2 \text{Re} \left[F_{23} \cdot \frac{F_{2p} \cdot F_{3p}^*}{-ik_0(n_{2z} - n_{3z}^*) + L^{-1}} \right], \quad (11)$$

$$F_{\beta} = \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{2M^2 c \varepsilon_b \omega_{LT} \cos \theta f_1(\omega)}{\hbar \tau_{\beta 1}}, \quad F_{2p} = \frac{t_{02}^{(p)}}{n_{2z} (n_1^2 - n_2^2)}, \quad F_{3p} = \frac{t_{03}^{(p)}}{n_{3z} \varepsilon_b}, \quad (12)$$

где F_{23} получается из F_{β} заменой величины $\tau_{\beta 1}$ на $(\tau_{21} \cdot \tau_{31})^{1/2}$, $i=(-1)^{1/2}$, θ - угол выхода излучения из кристалла, $\tau_{\beta 1}$ - время жизни поляритона ветви β по отношению к рассеяния $\beta \rightarrow 1$, $n_{\beta z} = (n_{\beta}^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}$, коэффициенты пропускания $t_{0\beta}^{(s)}$ и показатели преломления n_{β} рассчитываются с учетом затухания Γ .

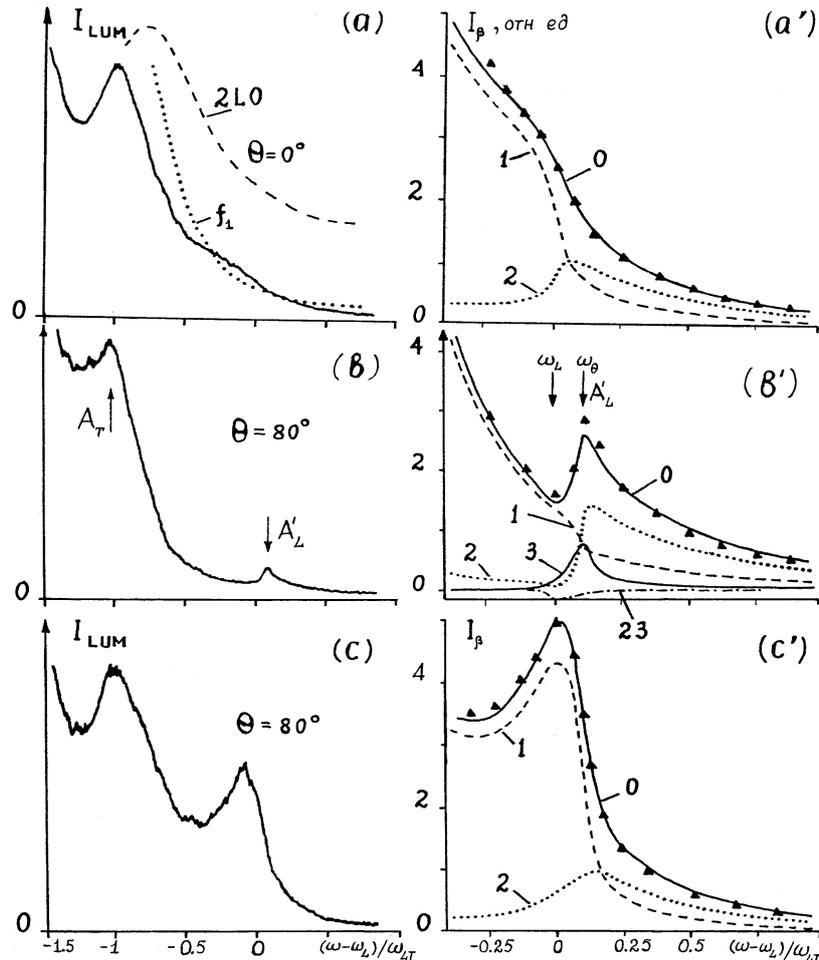


Рис. 1. Экспериментальные (а, б, с) и теоретические (а', б', с') спектры ЭПЛ кристаллов CdS ($T=2K$) в геометрии излучения в s (а, а'; с, с') - и p (б, б') - поляризации. Штриховая линия на рис. а - спектр 2LO-повторения, пунктир - функция распределения $f_1(\omega)$. 0- суммарная интенсивность излучения, треугольники-эксперимент; 1, 2 и 3 - вклады поперечных поляритонов и продольных экситонов, 23-интерференционный вклад I_{p23} .

Изложенная квантовая теория далее использована для описания экспериментальных² спектров ЭПЛ кристаллов CdS в “изотропных” геометриях излучения (s-поляризация, когда $\vec{\omega}(\theta, \varphi)$ лежит в плоскости xz и оптическая ось $\vec{c} // X$; p-поляризация, при $\vec{\omega} \perp \vec{c} // Y$, где ось z перпендикулярна излучающей поверхности кристалла). На рис. 1

² Экспериментальные спектры регистрировались на установке проф. А.В. Селькина в ФТИ им. А.Ф. Иоффе.

представлен общий вид контуров люминесценции в **s** – геометрии излучения при $\theta=0$ (а) и 80° (с). Теоретические спектры ЭПЛ (a', c' кривые 0), рассчитанные при значениях параметров $\hbar\omega_0=2552.4$ мэВ, $\hbar\omega_{LT}=2$ мэВ, $\varepsilon_{b\perp}=9.4$, $M_{\perp}=0.9m_0$, $\hbar\Gamma = 0,075$ мэВ, $L = 0,8$ мкм и $\delta = 70$ А°, хорошо совпадают с экспериментом (треугольники). Парциальный вклад $I_{2s}^{(0)}$ (пунктирные линии 2) играет существенную роль в формировании суммарной интенсивности $I_s^{(0)}$ в области частот $\omega \geq \omega_L$ (рис. 1 а, с).

Экспериментальный контур ЭПЛ CdS в геометрии излучения **p**-поляризации при $\theta \approx 80^\circ$ изображен на рис. 1 в, в которой наблюдается наряду с основным максимумом излучения A_T еще и дополнительный небольшой максимум A'_L , расположенный с коротковолновой стороны от ω_L на частоте $\omega_{\theta=80^\circ} = 2,5547$ эВ / \hbar . Появление максимума A'_L ранее объяснялось только «высвечиванием» продольных экситонов. Однако, как показывает результаты численного расчета, линия A'_L формируется сложным образом. Обращает на себя внимание область частот $\omega \leq \omega_L$, где с точки зрения кинетического приближения продольные экситоны так же, как и поперечные поляритоны 2, не могут высвечиваться в вакуум. Согласно развитой здесь волновой теории, совпадающей с экспериментом (e'), экситонное затухание индуцирует излучение поверхностно-радиационных мод, а также их интерференцию. Это, несомненно, является новым механизмом формирования ЭПЛ в кристаллах с пространственной дисперсией.

На рис. 2 сопоставлены теоретические и экспериментальные спектры ЭПЛ кристаллов CdS, а также расчетные парциальные вклады $I_{\beta\lambda}^{(0)}$ (кривые 1, 2, 3, 23) в геометриях излучения **s** (а, с, е) и **p** (b, d, f) – поляризации при разных значениях угла выхода в вакуум $\theta : 30^\circ$ (а, b), 45° (с, d) и 60° (е, f). Видно, что относительные вклады $I_{1\lambda}^{(0)}$ и $I_{2\lambda}^{(0)}$ в люминесценцию слабо зависят от θ , однако вклад $I_{3p}^{(0)}$ (кривые 3) волны 3 существенно увеличивается с ростом θ и играет основную роль в формировании линии A'_L . Без ПД волны 3 также, как и волны 1, не могут существовать в области частот $\omega > \omega_L$. При $\theta = 0$ продольные волны 3 испытывают полное внутреннее отражение и поэтому вклад $I_{3p}^{(0)}$ в $I_p^{(0)}$ отсутствует. Последнее имеет место также и при $n_{3L} > \sin \theta$, чем и объясняется резкое уменьшение $I_{3p}^{(0)}$ с ростом частоты в области $\omega > \omega_\theta$. Интерференционная составляющая $I_{p23}^{(0)}$ дает незначительный отрицательный вклад в суммарную интенсивность $I_p^{(0)}$, абсолютное значение которого уменьшается с увеличением θ . Однако, без вклада $I_{p23}^{(0)}$ количественно трудно получить

небольшой минимум в спектре ЭПЛ на частоте вблизи ω_L , практически не зависящий от θ .

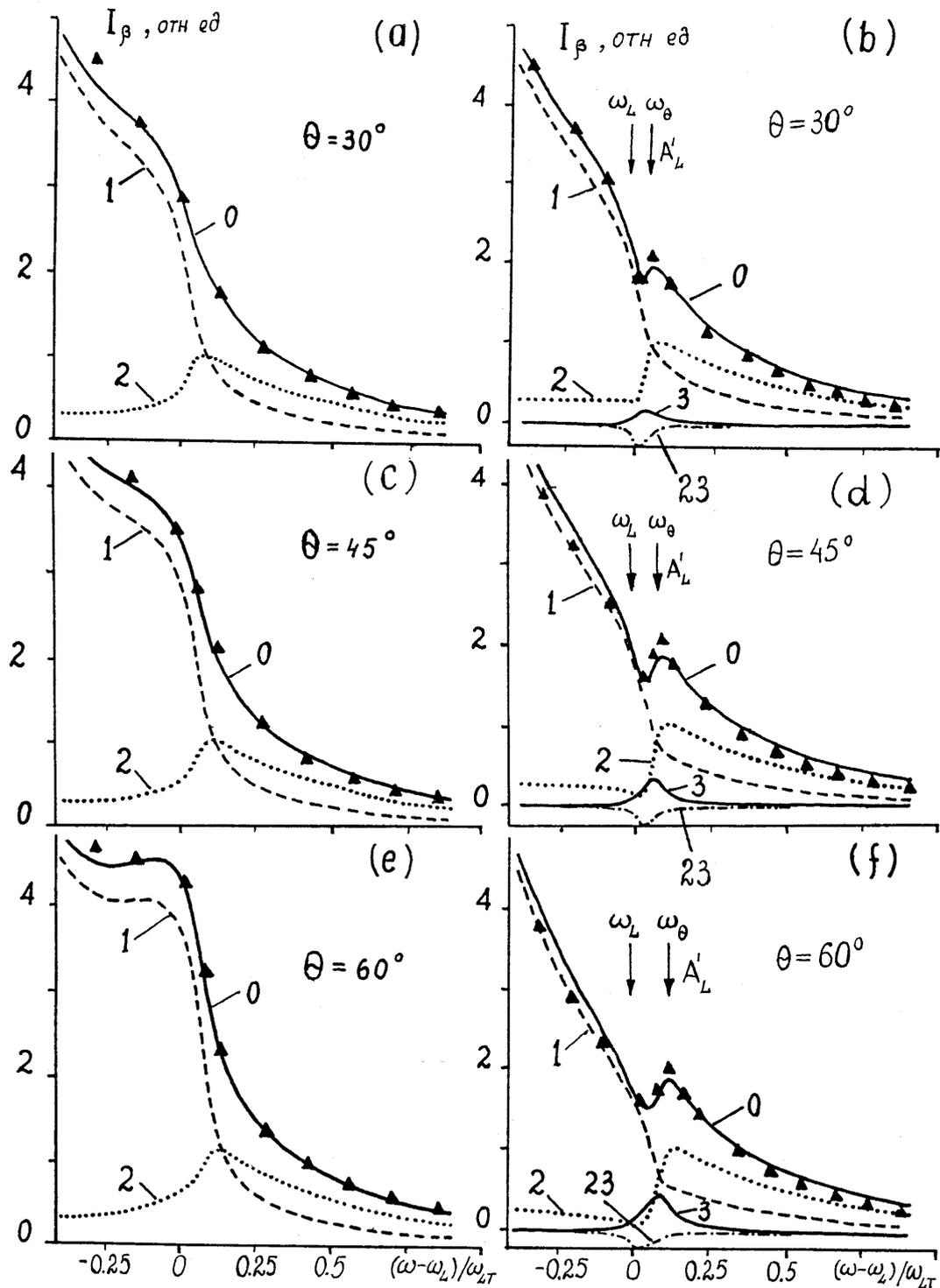


Рис. 2. Сравнение теоретических (кривые 0) и экспериментальных (треугольники) спектров ЭПЛ в s (a, c, e)– и p (b, d, f) – поляризации излучения кристаллов *CdS* для углов выхода $\theta=30, 45, 60^\circ$. Обозначения такие же, как и на рис. 1.

Третья глава «Анизотропия излучения экситон-поляритонных смешанных мод в кристаллах типа CdS в условиях сильного затухания и аномальной дисперсии» посвящена теоретическим вопросам формирования спектров фотолюминесценции СЭПМ одноосных кристаллов типа CdS при сильных затуханиях $\hbar\Gamma$ механических экситонов, когда имеет место нарушение обоих критериев (5).

Показано, что в зависимости от значений затухания $\hbar\Gamma$, угла выхода θ и безразмерного параметра светоэкситонного взаимодействия $\gamma_{LT} = \tilde{\omega}_{LT}/\Gamma$ реализуются разные физические механизмы формирования линии излучения A_L смешанных мод.

Энергетический спектр поляритонов одноосного кристалла CdS в окрестности изолированного дипольно-активного $A_{n=1}$ экситонного состояния, сильно анизотропен: в произвольном направлении распространения волны, отличной от $\vec{k} \perp \vec{c}$ и $\vec{k} // \vec{c}$, на фиксированной частоте могут возбуждаться две поперечные поляритонные моды (T1, T2) и две экситон-поляритонные моды смешанного типа (M1, M2).

Дисперсионные уравнения для этих мод

$$c^2 \vec{k}^2 / \omega^2 = \varepsilon_{\perp}(\omega, \vec{k}), \quad (\text{моды T1, T2})$$

$$\frac{c^2 k_x^2}{\omega^2 - c^2(\vec{k}^2 - k_x^2)/\varepsilon_{\parallel}(\omega, \vec{k})} = \varepsilon_{\perp}(\omega, \vec{k}) \quad (\text{моды M1, M2})$$

могут быть представлены в виде

$$\omega = \omega_{\vec{k}}^{(T)} \equiv \omega_T(\vec{k}) - \frac{\varepsilon_b \omega_{LT}}{(c\vec{k}/\omega_0)^2 - \varepsilon_b} - i \frac{\Gamma}{2}, \quad (13)$$

$$\omega = \omega_{\vec{k}}^{(M)} \equiv \omega_M(\vec{k}) - \frac{\varepsilon_b \tilde{\omega}_{LT}}{(c\vec{k}/\omega_0)^2 - \varepsilon_b} - i \frac{\Gamma}{2}, \quad (14)$$

где

$$\omega_T(\vec{k}) = \omega_0 + \hbar k_x^2 / 2M_{\parallel} + \hbar(k^2 - k_x^2) / 2M_{\perp}, \quad \omega_M(\vec{k}) = \omega_T(\vec{k}) + \omega_{LT}, \quad \tilde{\omega}_{LT} = \omega_{LT} k_x^2 / \varepsilon_b k_0^2 \quad (15)$$

и принято, что $\varepsilon_b = \varepsilon_{b\perp} \approx \varepsilon_{b//}$.

Как видно из рисунка 3, даже при умеренном значении $\hbar\Gamma=0.1$ мэВ механического экситона дисперсионные кривые M1, M1' и M2, M2' для излучающих состояний смешанных мод в зависимости от угла выхода θ обладают рядом особенностей. Во-первых, при малых углах выхода излучения $\theta \leq 10^\circ$ практически отсутствует поляритонный эффект из-за подавления его затуханием ($\tilde{\omega}_{LT} \ll \Gamma$), и мы имеем вблизи частоты ω_L только неоднородные поверхностно-радиационные моды. Во-вторых, начиная со значения $\theta \approx 15^\circ$, обнаруживается заметное эффективное продольно-поперечное расщепление $\tilde{\omega}_{LT} \approx 0.014$ мэВ (слабый поляритонный эффект), которое увеличивается с ростом угла θ , достигая значения $\tilde{\omega}_{LT} \approx 0.2$ мэВ при $\theta=80^\circ$. В-третьих, когда θ меняется в пределах $30^\circ-90^\circ$ имеем промежуточное свето-экситонное взаимодействие с $\hbar\tilde{\omega}_{LT} \approx \hbar\Gamma=0.1$ мэВ (см. табл.1).

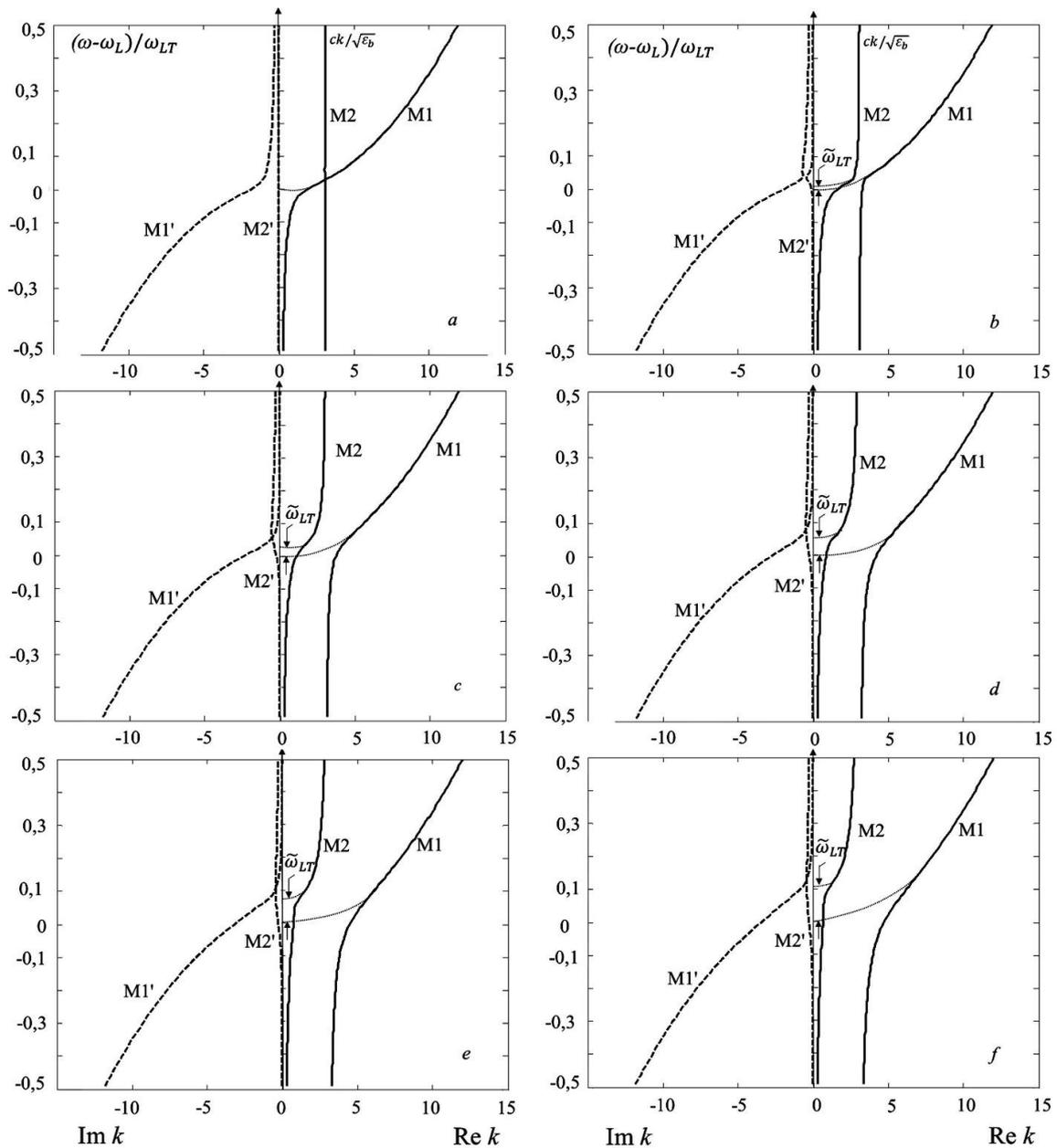


Рис. 3. Рассчитанные дисперсионные кривые смешанных экситон-неоднородных (a) и экситон-поляритонных (b-f) мод вблизи ω_L в CdS при углах выхода из кристалла в вакуум $\theta=5^\circ$ (a), 15° (b), 30° (c), 45° (d), 60° (e) и 80° (f) для следующих значений оптических параметров: $\hbar\Gamma=0.1$ мэВ, $\hbar\omega_0=2552.4$ мэВ, $\hbar\omega_{LT}=2$ мэВ, $\epsilon_{b\perp}=9.4$, $M_{\perp}=0.9 m_0$, $M_{\parallel}=2.85 m_0$.

Таблица 1

$\theta, ^\circ$	5°	10°	15°	30°	45°	60°	80°	90°
$\tilde{\omega}_{LT}, \text{ мэВ}$	0,0016	0,0064	0,014	0,053	0,107	0,16	0,207	0,213

В интересующей нас геометрии опыта вклад в спектральную интенсивность излучения $I = I_p^{(0)}(\omega, \vec{\Omega})$ с **p**-поляризацией дают только смешанные моды M1 и M2. Считаем, что излучающие состояния ветвей M1 и M2 заселяются в результате однократных рассеяний поляритонов Г1 и неизлучающих поляритонов M1 с заданными функциями распределения, тем самым

ограничиваемся такими значениями параметра затухания $\hbar\Gamma$, при которых условия применимости кинетического уравнения выполняются для состояний T1 и неизлучающих состояний M1 с достаточно большими значениями \bar{k}_{M1} .

Использована также как, и в гл. II, диаграммная техника Келдыша, обобщенная для рассмотрения кинетики смешанных экситонов и получены следующие соотношения:

$$I_p^{(0)}(\omega, \bar{\Omega}) = \sum_{\beta=M1, M2} I_{p, \beta}^{(0)}(\omega, \bar{\Omega}) + I_{p, M12}^{(0)}(\omega, \bar{\Omega}), \quad (16)$$

$$I_{p, \beta}^{(0)}(\omega, \bar{\Omega}) = F(\omega, \bar{\Omega}) \left| F_{\beta}(\omega, \bar{\Omega}) \right|^2 / (2k_0 \text{Im } n_{\beta z} + L^{-1}), \quad (17)$$

$$I_{p, M12}^{(0)}(\omega, \bar{\Omega}) = -F(\omega, \bar{\Omega}) \cdot 2 \text{Re} \left[\frac{F_{M1}(\omega, \bar{\Omega}) F_{M2}^*(\omega, \bar{\Omega})}{-i k_0 (n_{M1z} - n_{M2z}^*) + L^{-1}} \right], \quad (18)$$

$$\text{где } F(\omega, \bar{\Omega}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{2M_{\beta}^2 c \varepsilon_b \omega_{LT} \cos \theta}{\hbar |n_{M1}^2 - n_{M2}^2|^2} \sum_{\beta'=T1, M1} \sum_{k_{\beta'}} \frac{f_{\beta' \bar{k}_{\beta'}}(\omega)}{\tau_{M, \beta' \bar{k}_{\beta'}}(\omega)},$$

$$F_{\beta}(\omega, \bar{\Omega}) = \frac{t_{0\beta}^{(p)}(\omega, \bar{\Omega}) \left[\frac{(n_{\beta}^2 - \varepsilon_b)^2}{\varepsilon_b^2} \frac{n_{\beta z}^2}{n_{\beta}^2} + \frac{n_{ox}^2}{n_{\beta}^2} \right]^{1/2}}{n_{\beta z}}, \quad (19)$$

а величина $\tau_{M, \beta' \bar{k}_{\beta'}}$ есть время распада излучающего состояния (M1, \bar{k}) или (M2, \bar{k}) в поляритонные состояния ($\beta', \bar{k}_{\beta'}$) в единичном телесном угле вблизи направления $\bar{k}_{\beta'}$. При этом (18) описывает интерференционный вклад смешанных мод M1 и M2 в интенсивность внешнего излучения $I_p^{(0)}$, связанный с рассеянием на одном и том же центре поляритонов ветвей T1 или M1 в когерентно излучающие состояния M1 и M2.

Экспериментальные спектры ЭПЛ смешанных мод (T=2.5 K) и теоретические результаты, рассчитанные при $\hbar\Gamma=0.1$ мэВ, представлены на рис.4. Линия A_L локализуется вблизи продольной частоты ω_L и интенсивность ее быстро увеличивается с ростом θ . Ориентация оси \bar{c} кристалла относительно направления регистрации излучения, при которой линия A_L полностью исчезает в спектре, позволяет экспериментально установить абсолютную точку отсчета угла выхода $\theta = 0^\circ$.

По мере увеличения θ при заданном значении $\hbar\Gamma$, наряду с максимумом интенсивности I_{A_L} линии A_L , увеличивается и ее полуширина, что связано с усилением поляритонного эффекта (ср. рисунки 3 и 4), т.е. с ростом $\tilde{\omega}_{LT}(\theta)$. При этом начиная с некоторых углов $\theta > 30^\circ$ обнаруживается тонкая дублетная структура (рис. 4 d, e, f). Эта структура модифицируется по своей форме и исчезает при достаточно больших значениях $\theta \geq 80^\circ$. Динамика проявления обнаруженной тонкой структуры линии A_L иллюстрируются сплошными кривыми рис. 4 c, d, e, f, которые демонстрируют, каким образом меняется теоретическая форма максимума излучения по мере роста

угла θ . Видно, что теоретические кривые хорошо воспроизводят главные качественные особенности экспериментальных записей. Как в теории, так и в эксперименте, дублетная структура максимума проявляется в определенном интервале углов выхода ($30^0 < \theta < 75^0$).

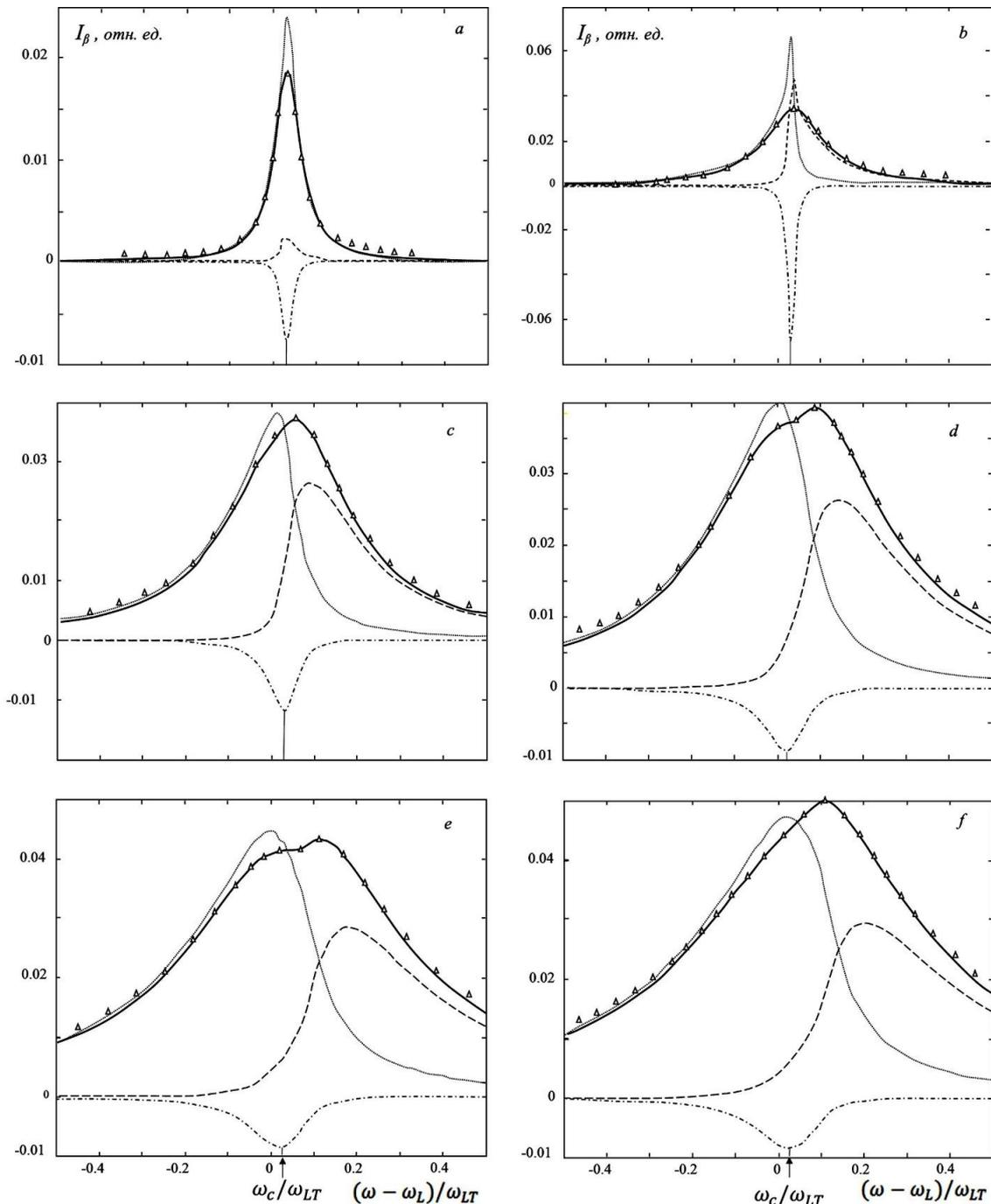


Рис. 4. Сравнение теоретических (сплошные линии) и экспериментальных (треугольники) спектров ЭПЛ кристалла CdS при наклонном излучении $\theta=5^\circ$ (a), 15° (b), 30° (c), 45° (d), 60° (e) и 80° (f) в p -поляризации при $\hbar\Gamma=0.1$ мэВ ($T=2.5$ К). Пунктирные и штриховые линии описывают парциальные вклады I_{M1} и I_{M2} , а штрих-пунктирная – их интерференционного вклада I_{M12} . $L=1,5$ мкм, $\ell=70\text{\AA}$.

Так же, как и в случае ЭПЛ, в изотропной геометрии излучения (гл. II), в области частот $\omega \geq \omega_L$ вклад в I_p^0 смешанных ПВВ I_{M2} значительно

превосходит вклад ПНВ I_{M1} , однако при этом следует отметить большой интерференционный вклад I_{M12} когерентно излучающих состояний M1 и M2 в I_p^0 по сравнению с таковым вкладом I_{p23} поперечного ПВВ 2 и продольного экситона 3. При больших значениях θ дублетная структура исчезает, а максимум смещается в коротковолновую сторону.

Далее детально проанализированы механизмы формирования этих спектральных кривых в зависимости от $\hbar\Gamma$ и θ , выяснена при этом роль неоднородных волн, свето-экситонного взаимодействия и пространственной, в частности, аномальной дисперсии. С этой целью на рис. 5 *a-f* представлены спектральные зависимости общей $I_p^{(0)}(\omega, \theta)$ и парциальных интенсивностей $I_\beta(\omega, \theta) = I_{p,\beta}^{(0)}(\omega, \vec{\Omega})$, обусловленных вкладами во внешнее излучение смешанных мод $\beta=M1, M2$ с учетом их интерференции $I_{p,M12}^{(0)}$ ($\beta=M12$) при $\hbar\Gamma = 0.5$ мэВ. Видно, что по мере увеличения угла выхода θ в вакуум происходит существенное изменение максимальных значений интенсивностей I_β и форма их спектральных контуров. Особое внимание обращает на себя очень сильный интерференционный вклад I_{M12} , который входит с отрицательным знаком в суммарную интенсивность $I=I_p^0$ (см. (18)) и сохраняет строго симметричную спектральную структуру с максимумом на частоте $\omega_c = \omega_L + \omega_{M1}\varepsilon_b$ независимо от значений $\hbar\Gamma$ и θ . При углах выхода $\theta=5^\circ$ и 15° на частоте ω_c определяющим вкладом ($I_{M1}/I_p^0=1.07$ и 1.12) обладает продольный экситон со слабым подмешиванием с поперечным экситоном и фотоном, а вклады $I_{M2}/I_p^0 \leq 0.04$ и $I_{M12}/I_p^0 \leq 0.2$, незначительны. Спектральные контура $I_p^0(\omega)$, $I_{M1}(\omega)$ и $I_{M12}(\omega)$ имеют почти лоренцевскую форму, т.к. при этом $\tilde{\omega}_{LT}/\Gamma \approx 0.005 \ll 1$ для $\theta=15^\circ$ (см. табл. 1) и затухание полностью экранирует поляритонный эффект, а «смешанный экситон + поперечный фотон» в кристалле излучают неоднородные волны, почти как классические осцилляторы.

В интервале $20^\circ < \theta < 30^\circ$ увеличение светоэкситонного взаимодействия ($\tilde{\omega}_{LT} \approx 0.05$ мэВ, $\tilde{\omega}_{LT}/\Gamma \approx 0.1$ при $\theta=30^\circ$) вызывает сильную интерференцию между неоднородными волнами M1, M2, а также уширение линии A_L , причем ещё нельзя говорить о смешанных поляритонах как таковых. При $\theta \geq 45^\circ$ происходит неоднородное спектральное уширение линий парциальных компонент I_{M1} , I_{M2} и небольшое коротковолновое смещение максимума I_p^0 , что, безусловно связано господствующим влиянием уже смешанных поляритонов в условиях сильной аномальной дисперсии.

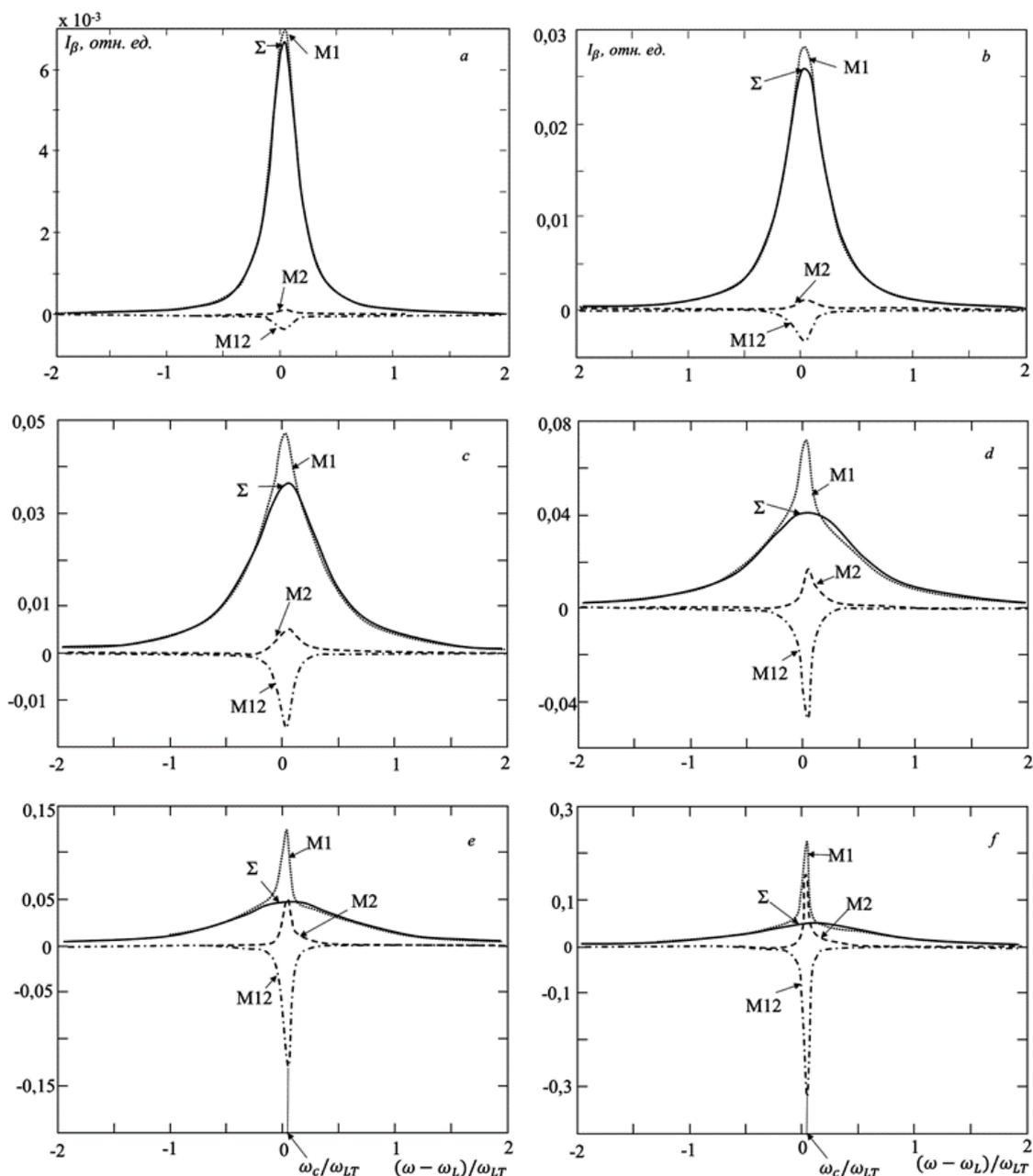


Рис. 5. Теоретические спектры интегрального (сплошные линии) и частичных (пунктир $-I_{M1}$, штрих $-I_{M2}$, штрих-пунктир $-I_{M12}$), вкладов СЭПЛ кристалла CdS при наклонном излучении $\theta=5^\circ$ (a), 15° (b), 30° (c), 45° (d), 60° (e) и 80° (f) в p -поляризации при $\hbar\Gamma=0.5$ мэВ.

В четвёртой главе «Интерференционное излучение смешанных мод в кристаллах типа CdS в окрестности критического и предельно больших значениях затухания экситонов» рассмотрены динамика развития спектров частичной $I_{p,\beta}^{(0)}(\omega, \theta_c)$ и суммарной $I_p^{(0)}(\omega, \theta_c)$ интенсивностей и механизмов формирования их в соответствии с дисперсией смешанных мод по мере увеличения $\hbar\Gamma_c$ и $\tilde{\omega}_{LT}$ в двух особых случаях, когда затухание Γ механического экситона приближается к его критическому значению Γ_c и когда выполняется условие $\tilde{\omega}_{LT} / \Gamma, \Gamma_c / \Gamma \ll 1.0$.

В случае одноосных кристаллов типа CdS , для которых выполняется условие $(1 - M_{\perp} / M_{\parallel}) \sin^2 \theta \ll \varepsilon_b$, при $\omega = \omega_c \cong \omega_L + \omega_{M_{\perp}} \cdot \varepsilon_b$, $\omega_{M_{\perp}} = \hbar k_0^2 / 2M_{\perp}$, из (14) получаем

$$n_{M_{\perp}}^2(\omega_c, \theta) = \varepsilon_b + \frac{\Gamma}{4\omega_{M_{\perp}}} \left[i - (-1)^{\beta} \sqrt{\frac{\Gamma_c^2(\theta)}{\Gamma^2} - 1} \right], \quad \beta = 1, 2, \quad (20)$$

$$\text{где} \quad \Gamma_c(\theta) \cong 4 \sin \theta \sqrt{\omega_{M_{\perp}} \omega_{LT}} = 4 \sqrt{\omega_{M_{\perp}} \tilde{\omega}_{LT} \varepsilon_b}. \quad (21)$$

Здесь частота ω_c соответствует точке пересечения дисперсионных кривых поперечных фотонов в поляризации $\vec{E} \parallel \vec{C}$ и продольных экситонов. При $\theta = \theta_c$ и $\Gamma_c = \Gamma$ имеет место кратный корень $n_{M_1} = n_{M_2}$ дисперсионного уравнения (20). Величина Γ_c в (21) содержит в качестве параметра эффективную массу экситона M_{\perp} и, естественно, отношение $\Gamma_c(\theta) / \Gamma$ характеризует величину ПД по отношению к затуханию, а $\tilde{\omega}_{LT}(\theta) / \Gamma = \omega_{LT} \sin^2 \theta / \varepsilon_b \Gamma$ является мерой светоэкситонного взаимодействия в спектре смешанных мод. При $M_{\perp} \rightarrow \infty$ ($M_{\parallel} \rightarrow \infty$) и $\Gamma \neq 0$ имеем $\Gamma_c / \Gamma \ll 1$, что означает отсутствие ПД, причем для кристаллов с ярко выраженной ПД в изотропной геометрии может осуществиться $\Gamma_c \gg \Gamma$. Для смешанных мод Γ_c зависит от θ (см. табл. 2) и для типичных значений оптических параметров кристалла CdS из (21) получим максимальное значение $\Gamma_c \approx 0.48 \text{ мэВ}$ ($\tilde{\omega}_{LT} \approx 0.213 \text{ мэВ}$) при $\theta = \pi / 2$, в то время как для изотропной геометрии $\Gamma_c \approx 1.457 \text{ мэВ}$ ($\omega_{LT} \approx 2.0 \text{ мэВ}$) в окрестности температур $T \approx 4 \text{ К}$.

Таблица 2

$\hbar\Gamma = \hbar\Gamma_c$, мэВ	0,05	0,1	0,2	0,3	0,4	0,48
θ_c	6^0	12^0	$24,5^0$	38^0	56^0	90^0

В зависимости от θ могут быть реализованы существенно разные соотношения между величинами Γ , Γ_c и $\tilde{\omega}_{LT}$: 1) $\Gamma \gg \Gamma_c, \tilde{\omega}_{LT}$; 2) $\Gamma \geq \Gamma_c$, $\Gamma \gg \tilde{\omega}_{LT}$; 3) $\Gamma \leq \Gamma_c$, $\Gamma \geq \tilde{\omega}_{LT}$; 4) $\Gamma < \tilde{\omega}_{LT}, \Gamma_c$. Случай сильной экситон-фотонной связи $\Gamma \ll \tilde{\omega}_{LT}$ сюда не включен из-за реальных ограничений на значения экситонного затухания ($\Gamma \geq 0.075 \text{ мэВ}$) и эффективного продольно-поперечного расщепления $0 \leq \hbar \tilde{\omega}_{LT} \leq 0.2 \text{ мэВ}$ в кристаллах CdS . Такой случай имеет место в геометрии поперечных мод ($\vec{E} \perp \vec{C}$, $\vec{k} \perp \vec{C}$), когда $\Gamma \ll \omega_{LT}$ (для CdS $\hbar \tilde{\omega}_{LT} \leq 0.2 \text{ мэВ} \ll \hbar \omega_{LT} \approx 2 \text{ мэВ}$ при $T = 2 \text{ К}$). В предельном случае $\Gamma \gg \Gamma_c, \tilde{\omega}_{LT}$ (случай 1) ПД и свето-экситонное взаимодействие не должно сказываться на формировании экситонного излучения, спектральный контур приобретает симметричный лоренцевский вид, а его полуширина определяется значением $\hbar\Gamma$. В случае 2, когда $\Gamma \geq \Gamma_c$, $\Gamma \gg \tilde{\omega}_{LT}$, наблюдается сильная интерференция состояний неоднородных смешанных мод ($\vec{k}_{M_1} \approx \vec{k}_{M_2}$) в условиях слабой аномальной дисперсии, причем поляритонные эффекты несущественны. При $\Gamma \leq \Gamma_c$ и $\Gamma \geq \tilde{\omega}_{LT}$ (случай 3) на проявлении ПД должно

существенно сказываться свето-экситонное взаимодействие в виде сильной аномальной дисперсии и спектрального разделения парциальных вкладов нижней M_1 и верхней M_2 ветвей в спектр СЭПМ с очень сильной интерференцией вблизи частоты ω_c . Случай 4 $\Gamma < \tilde{\omega}_{LT}, \Gamma_c$, реализуется при очень низких температурах и уровнях легирования для достаточно больших углов выхода θ , характеризуется ярким проявлением поляритонного эффекта и аномальной дисперсии с ослаблением интерференционного вклада $I_{p12}^{(0)}$.

Полученные формулы (16)-(19) для интенсивностей $I_{\beta}^{(0)}(\omega, \vec{\Omega})$ применимы при любых значениях Γ_c / Γ и $\tilde{\omega}_{LT} / \Gamma$, когда выполняется условие $\Gamma \cong \Gamma_{\beta} \gg \tau_{pM\beta}^{-1}$, где $\tau_{pM\beta}$ - время внутризонного рассеяния для излучающих состояний смешанных мод. Однако в условиях сильной интерференции таких состояний при $\Gamma \approx \Gamma_c$ ($\theta \approx \theta_c$) на частоте $\omega = \omega_c$ нельзя пользоваться этими формулами из-за наличия особенности ($n_{M1}^2 - n_{M2}^2 = 0$) в их знаменателях. Тем не менее, в диссертации показано, что эту особенность можно аналитически устранить для суммарной интенсивности $I_p^{(0)}(\omega, \vec{\Omega})$.

На рис. 6 *a-d* представлены рассчитанные спектральные зависимости общей $I_p^{(0)}(\omega, \theta_c)$ и парциальной $I_{p,\beta}^{(0)}(\omega, \theta_c)$ интенсивностей, обусловленных вкладами во внешнее излучение смешанных мод $\beta=M1, M2$ и их интерференции $I_{p,M12}^{(0)}$ для типичных оптических параметров кристалла CdS ($\hbar\omega_0=2552.4$ мэВ, $\hbar\omega_{LT}=2$ мэВ, $\epsilon_{b\perp}=9.4$, $M_{\perp}=0.9 m_0$, $M_{\parallel}=2.85 m_0$, $\ell = 70^\circ$, $L = 0.8$ мкм) при критических значениях затухания $\hbar\Gamma=\hbar\Gamma_c \approx 0.1, 0.2, 0.4, 0.48$ мэВ, которым соответствуют критические значения угла выхода из кристалла в вакуум $\theta_c = 12^\circ$ (*a*), $24,5^\circ$ (*b*), 56° (*c*), 89° (*d*).

Из приведенных рисунков видно, что парциальные спектральные линии $I_{p,\beta}^{(0)}(\omega, \theta_c)$ при разных значениях Γ_c качественно практически совпадают: имеют идентичные формы и максимумы вблизи частоты ω_c , полуширины которых почти не зависят от значения Γ_c , причем суммарная линия $I_p^{(0)}(\omega, \theta_c)$ в первом приближении, а $I_{p12}^{(0)}(\omega, \theta_c)$ полностью, симметричны относительно резонансной частоты ω_c . Это связано с тем, что параметр пространственной дисперсии для всех рисунков *ba-d* имеет постоянное значение $\gamma_{пл} = \Gamma_c / \Gamma \approx 1.0$. Однако при внимательном сравнительном анализе указанных линий спектров можно установить следующие отличительные закономерности:

во-первых, полуширина Δ_A спектральной линии A_L результирующей интенсивности $I_p^{(0)}(\omega, \theta_c)$ сильно зависит от значений $\Gamma=\Gamma_c$ (или θ_c) и $\tilde{\omega}_{LT}$, частота её максимума с ростом θ_c смещается в коротковолновую сторону от ω_c и строго говоря, симметричный лоренцевский характер, справедливый при $\Gamma \approx \Gamma_c \gg \tilde{\omega}_{LT}$, нарушается;

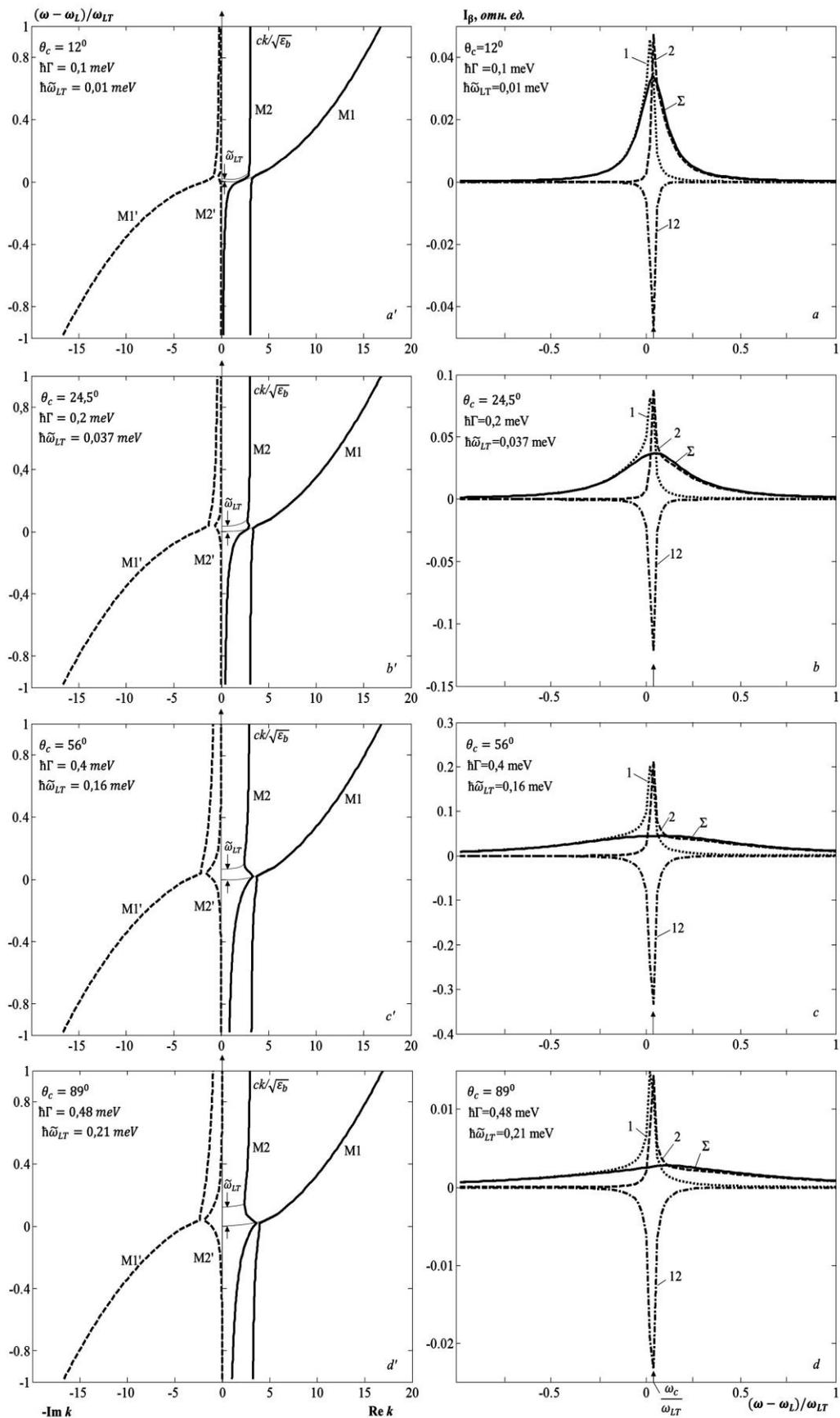


Рис.6. Сравнение дисперсионных кривых ($a'-d'$) и спектров фотолуминесценции ($a-d$) смешанных мод при критических значениях $\Gamma_c = \Gamma$.

во-вторых, особое внимание обращает на себя резко отличающиеся две части парциальных спектральных контуров $I_{M_1}(\omega, \theta_c)$ и $I_{M_2}(\omega, \theta_c)$: очень сильные, узкие, резонансные части полушириной $\Delta_p \approx 0.089$ мэВ над результирующим контуром $I_p^{(0)}(\omega, \theta_c)$ и относительно слабые, протяженные, резко асимметричные крылья в окрестности частоты ω_c . При этом резонансные положительные парциальные вклады $I_{M_1}(\omega_c) + I_{M_2}(\omega_c)$ и отрицательный интерференционный вклад $-I_{p_{12}}(\omega_c)$ почти компенсируются и не влияют на полуширину Δ_A линии A_L .

в-третьих, механизм формирования линии A_L зависит от значения параметра свето-экситонного взаимодействия $\tilde{\omega}_{LT}(\theta_c)/\Gamma_c$. Так, уже при $\theta_c = 12^\circ$ имеем $\tilde{\omega}_{LT}/\Gamma_c \approx 0.1$ и слабый поляритонный эффект приводит к сильной интерференции вблизи ω_c ($-I_{p_{12}} \geq I_{M_1}, I_{M_2}$), а при $\theta_c \geq 25^\circ$ преобладает роль СЭПМ М1 и М2. Суперпозиция этих двух мод с сильно асимметричными $I_{M_1}(\omega)$, $I_{M_2}(\omega)$ и симметричным $I_{p_{12}}(\omega)$ контурами формируют практически симметричный спектральный контур $I_p^{(0)}(\omega, \theta_c = 12^\circ)$ с максимумом на частоте ω_c (рис. 6 а);

в-четвертых, по мере последовательного увеличения критического значения угла выхода $\theta_c = 24.5^\circ, 56^\circ, 89^\circ$ монотонно увеличивается параметр светоэкситонного взаимодействия $\tilde{\omega}_{LT}/\Gamma_c \approx 0.18, 0.4, 0.44$ и, тем самым, доминируют промежуточные смешанные поляритоны в формировании спектров СЭПМ на фоне усиления аномальной дисперсии, что проявляется в существенном изменении максимальных значений интенсивностей $I_{p,\beta}^{(0)}(\omega_c, \theta_c)$ и определенной трансформации формы парциальных спектральных контуров.

Далее из анализа численных расчетов показано, что измерение полуширины линии A_L при малых θ позволяет самым простым способом определить значения экситонного затухания $\hbar\Gamma$, а при больших значениях $\hbar\Gamma$ эффекты пространственной дисперсии подавляются и спектр СЭПМ приобретает лоренцевскую форму с полушириной $\hbar\Gamma$ полосы излучения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе полученных результатов микроскопической теории ЭПЛ и сравнительного анализа теоретических и экспериментальных спектров экситонного излучения одноосных кристаллов CdS можно сделать следующие выводы:

1. Разработаны методы аналитических и численных расчетов парциальных спектров ЭПЛ одноосных кристаллов типа CdS в окрестности экситонного резонанса A_{n-1} при конечных значениях $\hbar\Gamma$ с использованием

диаграммной техники Келдыша для функции Грина поперечных, продольных и смешанных экситонов.

2. Процесс формирования спектра ЭПЛ имеет ряд новых специфических особенностей: перестройка спектра нормальных волн с учетом реального экситонного затухания приводит к включению в перенос энергии через границу кристалла поверхностно-радиационных и неоднородных мод, а наличие ПД приводит к их интерференционному взаимодействию.
3. В дисперсиях смешанных мод эффекты пространственной дисперсии и светоэкситонного взаимодействия проявляются слабее по сравнению с чисто поперечными экситонами, однако в отличие от последних в спектрах СЭПЛ обнаруживаются сильная анизотропия, аномальная дисперсия и гигантское интерференционное излучение.
4. В зависимости от значений параметра затухания $\hbar\Gamma$ и угла выхода θ реализуются три физических механизма формирования линии излучения A_L смешанных мод, которые отличаются по значению безразмерного параметра $\gamma_{LT} = \tilde{\omega}_{LT}(\theta) / \Gamma$. Так, в случае $\hbar\Gamma = 0.3$ мэВ реализуется: а) механизм смешанных экситонов при $\theta \leq 15^\circ - \gamma_{LT} \ll 1$, б) механизм смешанных экситон-неоднородных волн при $20^\circ \leq \theta \leq 30^\circ - \gamma_{LT} < 1$ и в) смешанный экситон-поляритонный механизм при $\theta \geq 45^\circ - \gamma_{LT} \approx 1$.
5. Разработаны принципы формирования спектров фотолюминесценции одноосных кристаллов в геометрии излучения смешанных мод в двух особых случаях, когда затухание Γ механического экситона приближается к его критическому значению Γ_c и выполняется условие $\Gamma_c / \Gamma, \tilde{\omega}_{LT} / \Gamma \ll 1.0$ - предельно большие значения затухания.
6. Измерение полуширины линии A_L по спектру излучения СЭПЛ при относительно малых углах выхода θ в вакуум позволяет самым простым способом определить значения параметра экситонного затухания $\hbar\Gamma$ вблизи частоты ω_L в довольно широком температурном интервале $T = 4.5 - 77$ К.

SCIENTIFIC COUNCIL of PhD.30.08.2018.FM/T. 01.12
THE AWARD OF THE DEGREE OF DOCTOR OF PHILOSOPHY
AT INSTITUTE OF SEMICONDUCTOR PHYSICS AND
MICROELECTRONICS NATIONAL UNIVERSITY OF UZBEKISTAN

FERGANA POLYTECHNICAL INSTITUTE

AKHMADALIEV BOZORBOY JOBORALIEVICH

**SPATIAL DISPERSION AND EXCITON DECAY IN THE EXCITON-
POLARITON LUMINESCENCE SPECTRA OF CdS TYPE CRYSTALS**

01.04.10- Physics of semiconductors

**ABSTRACT OF DISSERTATION OF DOCTOR OF PHILOSOPHY
(PHD) ON PHYSICAL-MATHEMATICAL SCIENCES**

Tashkent – 2019

The theme of dissertation of doctor of philosophy (PhD) on physical-mathematical sciences was registered at the Supreme Attestation Commission at the Cabinet of Ministers of the Republic of Uzbekistan under number № B2019.2. PhD/FM324.

Dissertation has been prepared at the Fergana Polytechnic Institute.

The abstract of the dissertation is posted in three languages (Uzbek, Russian, English (resume)) on the website of Scientific council (ispm.uz) and on Information and educational portal "ZiyoNet" (www.ziynet.uz).

Scientific supervisor: **Yuldashev Nosirjon Haydarovich**
doctor of physical-mathematical sciences, professor

Official opponents: **Mamadalimov Abdugafur Tishabaevich**
doctor of physical-mathematical sciences, academician
Gulyamov Abdurasul Gafurovich
doctor of physical-mathematical sciences

Leading organization: Tashkent university of information technology

Dissertation defense will take place « ____ » _____ 2019 at ____ at the meeting of Scientific council number PhD. 30.08.2018.FM/T.01.12 at Institute of semiconductor physics and microelectronics of the National university of Uzbekistan (Address: 100057, Uzbekistan, Tashkent, Yangi Almazar Str., building 20, Phone: (+99895) 146-77-44, fax (99871) 246-19-76, e-mail: info@ispm.uz/ The administrative building of the

The thesis can be found in the Department of information technology of the Institute. (registered no.____) Address: 20, Yangi Almazar street, Tashkent, 100057. Tel: (+99895) 146-77-44,

Abstract of dissertation sent out on « ____ » _____ 2019.

(Mailing report № ____ on « ____ » _____ 2019).

Sh.B. Utamuradova
Chairman of scientific council
on award of doctor philosophy,
DSc in physics and mathematics, professor

S.S. Nasriddinov
Scientific secretary of scientific council
on award of doctor philosophy,
DSc in technical sciences, docent

A.T. Mamadalimov
Chairman of scientific Seminar under Scientific
Council on award of doctor philosophy,
DSc in physics and mathematics, academician

INTRODUCTION (abstract of PhD dissertation)

The aim of research work is to study the new mechanisms of formation of the exciton-polariton luminescence spectra of uniaxial single crystals of the type, taking into account the features of spatial dispersion and exciton attenuation.

In accordance with the goal it was necessary to solve the following **tasks**:

- development of methods for numerical calculations and partial interference contributions bulk and surface spectral radiation modes in EPL type CdS crystals with the mechanical damping $\hbar\Gamma$ excitons $A_{n=1}$ additional waves in the geometry of the radiation in vacuum with **s**- and **p**- polarizations and their comparison with the results of the experiment;

- mechanisms for the formation of anisotropic emission spectra of exciton-polariton mixed waves in uniaxial CdS-type crystals under conditions of strong exciton decay and anomalous dispersion;

- the formation of interference radiation of mixed modes in uniaxial crystals of the type CdS in the vicinity of the critical and extremely large values of the attenuation of excitons.

The object of the research work is pure and doped uniaxial crystals of the type CdS with hexagonal symmetry.

Scientific novelty of dissertation work consists in the following:

a theoretical method is proposed for analyzing the spectra of EPL taking into account the contribution of longitudinal excitons in oblique radiation to vacuum, which allows determining the optical parameters of a crystal;

the rearrangement of the dispersion spectrum of normal waves, taking into account the real exciton attenuation, leads to the inclusion of transverse and longitudinal surface-radiation modes in the energy transfer through the crystal boundary, and the presence of AP leads to their interference;

in contrast to the case of transverse polaritons, the photoluminescence spectra of mixed exciton-polariton modes exhibit strong anisotropy, anomalous dispersion, and giant interference radiation;

the principal features of the formation of EPL spectra associated with the role of exciton attenuation and PD in uniaxial CdS crystals with an intermediate effective light-exciton interaction $\tilde{\omega}_{LT} \leq \Gamma$ with anisotropic emission geometry are analyzed;

with increasing critical value of the exit angle θ_c , the photoexciton interaction parameter $\tilde{\omega}_{LT} \leq \Gamma$ monotonously increases and, thus, intermediate mixed polaritons dominate in the formation of EPL spectra against the background of anomalous dispersion amplification.

Implementation of the research results. Based on the results of research into the formation mechanisms of EPL spectra of uniaxial CdS crystals:

the developed quantum mechanical method for analyzing the exciton – polariton luminescence spectra taking into account the contribution of longitudinal excitons and mixed polaritons under oblique radiation into vacuum, which allows determining the optical parameters of semiconductor crystals, was introduced at JSC FOTON by Uzeltehsanoat JSC February 20, 2019). The application of this

method led to the modernization of the method for controlling the purity of semiconductor materials

the results of a theoretical calculation of the spectra of type crystals with finite attenuation of mechanical excitons were used in the implementation of the OT-F2 fundamental project Polarizing Optical Effects in Semiconductors and Their Dimensionally Quantized Pits semiconductor structures (Certificate of the Ministry of Higher and Secondary Special Education of the Republic of Uzbekistan FTA-02-11 / 833 from 10.10.2017). The use of scientific results allowed us to analyze the physical nature of electronic kinetic phenomena in semiconductor structures during steady-state photoexcitation;

the model of polariton radiation and the method of theoretical calculation of the spectra of crystals of cadmium sulfide type depending on the actual optical parameters were used in the implementation of the fundamental project F2-OT-O-15494 of kinetic phenomena in hetero- and nanostructures with quantum dots "to determine the fine structure of the luminescence spectra with the participation of excitons and polaritons in in the field of water (Certificate of the Ministry of Higher and Secondary Special Education of the Republic of Uzbekistan FTA-02-11 / 833 dated 10.10.2017). The use of scientific results allowed to theoretically analyze the physical nature of thin optical phenomena, taking into account the exciton-photon interaction in semiconductors.

Approbation of research results. The main results of the dissertation were reported and discussed at 6 international and 2 republican scientific conferences.

Publication of research results. On the topic of the dissertation, 15 scientific papers were published, of which 7 articles in journals recommended by the Higher Attestation Commission of the Republic of Uzbekistan for publication of the main scientific results of dissertation works.

The structure and volume of the dissertation. The thesis work consists of an introduction, four chapters, conclusion, list of references and application. The text of the thesis is presented on 126 pages, including 31 figures, 2 tables.

ЭЪЛОН ҚИЛИНГАН ИШЛАР РЎЙХАТИ
СПИСОК ОПУБЛИКОВАННЫХ РАБОТ
LIST OF PUBLISHED WORKS

I бўлим (1 часть; part 1)

1. Akhmadaliev, B.J., Yuldashev, N.Kh. and Yulchiev, I.I. The Role of Radiative Surface Modes and Longitudinal Excitons in the Formation of Exciton-Polariton Luminescence Spectra of CdS-Type Crystals . Optics and Photonics Journal, -USA, 2018, No.8, P.50-65. (Scientific Research Publishing, IF:0.9).
2. Akhmadaliev B. Zh., Yuldashev N. Kh. Yulchiev I.I. Surface-Radiative Modes and Longitudinal Excitons in the Spectra of Exciton–Polariton Luminescence Optics and Spectroscopy, Moscow, 2018, Vol.125, No.3. P. 343–352. (Springer, IF:0.716).
3. Akhmadaliev B. Zh., Polvonov B. Z., Yuldashev N. Kh. Influence of Exciton Decay on the Polariton Luminescence Spectra of CdTe Crystal. Optics and Spectroscopy, Moscow, 2014, Vol.116, No.2., P.244–248. (Springer, IF:0.716).
4. Ахмадалиев Б.Ж., Полвонов Б.З., Юлдашев Н.Х. Поверхностно–радиационные моды и продольные экситоны в спектрах низкотемпературной фотолюминесценции. Физическая инженерия поверхности. - Украина, 2010. -Т.8, №3, с.250-258. (01.00.00, №91).
5. Ахмадалиев Б.Ж., Полвонов Б.З., Юлдашев Н.Х. Поляритонная люминесценция в кристаллах типа CdTe с учетом затухания экситонов. Физическая инженерия поверхности. Украина, 2012. Т.10, №2, с.191-199. (01.00.00, №91).
6. Ахмадалиев Б.Ж., Полвонов Б.З., Юлдашев Н.Х. Интерференционное излучение смешанных поляритонных мод при больших значениях затухания экситонов. Узбекский Физический Журнал.-Ташкент, 2012.- Т.14. №5-6, С.292-298. (01.00.00, №5).
7. Ахмадалиев Б.Ж., Полвонов Б.З., Юлдашев Н.Х. Критическое значение затухания механических экситонов и интерференционное излучение экситон-поляритонных смешанных мод в кристаллах типа *cds* . Научно-Технический журнал ФерПИ. - Фергана, 2013, №2, С.7-13. (05.00.00, №20).

II бўлим (2 часть; part 2)

8. Ахмадалиев Б.Ж., Мамадиева Д.Т., Юлдашев Н.Х. Интерференционное излучение экситон-поляритонных смешанных мод в кристаллах типа *CdS* в окрестности критического значения затухания механических экситонов. Актуальные проблемы науки XXI века: Материалы VIII международной конференции. 31 марта 2016. – Москва, 2016. – С.8-14.
9. Ахмадалиев Б.Ж., Юлдашев Н.Х. Низкотемпературная фотолюминесценция смешанных экситон-поляритонных мод при сильном затухании экситонов. Оптические и фотоэлектрические явления

- в полупроводниковых микро- и наноструктурах: Материалы II Международной науч. конф. 8-9 сентября 2011. –Фергана, 2011. - С.137-139
10. Юлдашев Н.Х, Ахмадалиев Б.Ж., Полвонов Б.З. Диагностика полупроводниковых материалов методом поляритонной люминесценции. Актуальные проблемы молекулярной спектроскопии конденсированных сред: Материалы междунауч. конф., 29-31 мая 2013. - Самарканд, 2013. - С. 175-176.
 11. Ахмадалиев Б.Ж., Полвонов Б.З., Юлдашев Н.Х. Затухания экситонов в спектрах поляритонной люминесценции кристаллов типа *CdTe*. Оптические и фотоэлектрические явления в полупроводниковых микро- и наноструктурах: Материалы III международной науч. конф. 14-15 ноября 2014. – Фергана, 2014. -С.74-78.
 12. Ахмадалиев Б.Ж. Излучение поверхностно–радиационных мод при лазерном возбуждении. Актуальные проблемы молекулярной спектроскопии конденсированных сред: Материалы V междунауч. конф., 22-24 сентября 2016. - Самарканд, 2016. -С. 41.
 13. Ахмадалиев Б.Ж., Юлдашев Н.Х. Результаты численного расчета дисперсии и спектров интерференционной люминесценции смешанных мод кристаллов типа CdS в окрестности критических значений затухания экситонов. VII Міжнародна конференція “Осінні наукові читання”. 31 жовтня 2018 р., м. Київ. С.105-112.
 14. Ахмадалиев Б.Ж., Юлдашев Н.Х., Маматов О.М. Перенос поляритонов в кристаллах с пространственной дисперсией при импульсном фотовозбуждении экситонов. Материалы V-ой Респуб. науч. конф. «Рост, свойства и применение кристаллов». 2008. Андижан, 11-12 апреля СС. 109-112.
 15. Ахмадалиев Б.Ж., Полвонов Б.З., Юлдашев Н.Х. Продольные экситоны в спектрах экситон-поляритонной люминесценции кристалла CdS. Ярим ўтказгичлар физикасининг ва қайта тикланувчи энергия манбаларини ривожлантиришнинг замонавий муаммолари. VII республика илмий-амалий анжуман материаллари, 2018. Андижан, 20-21 апрель. СС.123-125.

Авторефератнинг ўзбек, рус ва инглиз тилларидаги нусхалари
“_____” журнали таҳририясида таҳрирдан ўтказилди.

Бичими 60x841/16.Рақамли босма усули. Times гарнитураси.
Шартли босма табоғи:3,5 Адади 85. Буюртма № 68.

Гувоҳнома реестр № 10-3719
“Тошкент кимё технология институти” босмаҳонасида чоп этилган.
Босмаҳона манзили: 100011, Тошкент ш., Навоий кўчаси, 32-уй.