

**ЎЗБЕКИСТОН РЕСПУБЛИКАСИ ОЛИЙ ВА ЎРТА МАХСУС
ТАЪЛИМ ВАЗИРЛИГИ
З.М.БОБУР НОМИДАГИ АНДИЖОН ДАВЛАТ УНИВЕРСИТЕТИ
Қўлёзма ҳуқуқида
УДК 535.36**

**Магистратура бўлими
“Физика” кафедраси**

**“ТАСДИҚЛАЙМАН”
Бўлим бошлиғи
Н.И.Асқаров**

“ ” _____ 2016 йил

**“ҲИМОЯГА ҚЎЙИЛДИ”
Кафедра мудири
Ш. Эрматов**

“ ” _____ 2016 йил

**«ПОЛЯРИТОН ЛАЗЕРЛАР»
МАВЗУСИДА**

МАГИСТРЛИК ДИССЕРТАЦИЯСИ

**Бажарди: Матбобоева Саидахон Дилмурод қизи
Физика (Лазер физикаси) йуналиши магистранти**

**Илмий раҳбар: М. Носиров
доцент ф-м.ф.н**

АНДИЖОН – 2016

МУНДАРИЖА

КИРИШ	3
1-БОБ. ЛАЗЕРЛАРНИНГ АСОСИЙ ХОССАЛАРИ.....	14
1.1. Лазер нурланишининг монохроматиклиги.....	15
1.2. Лазер нурланишининг когерентлиги.....	17
1.3. Лазер нурланишининг қутбланганлиги.....	19
1.4. Қаттиқ жисмли лазерларнинг умумий ҳарактеристикалари.....	23
Хулосалар.....	29
2-БОБ. БОЗЕ КОНДЕНСАЦИЯ ВА ЎТА ОҚУВЧАНЛИК.....	30
2.1. Идеал газлар квант статистикаси.....	30
2.2. Идеал Бозе газ.....	30
2.3. Ўта оқувчанлик.....	38
2.4. Ўта оқувчанликнинг Ландау критерияси.....	43
Хулосалар.....	45
3-БОБ. ПОЛЯРИТОН ЛАЗЕРЛАРНИНГ АСОСИЙ ХОССАЛАРИ...	46
3.1. Экситонлар.....	46
3.2. Экситонларнинг коллектив хусусиятлари.....	49
3.3.  Поляритонлар.....	54
3.4. Поляритон лазерлар.....	61
3.5. Экситон ва поляритонларнинг янги фазалари.....	62
3.6. Поляритон лазерларнинг қўлланилиши.....	70
Хулосалар.....	78
Умумий хулосалар.....	80
Фойдаланилган адабиётлар рўйхати.....	82

КИРИШ

Ҳозирги замоннинг ажойиб белгиларидан бири бу микрозарраларнинг мажбурий нурланиш бериш жараёни асосидаги лазерларнинг яратилиши ва уларнинг когерент нурланиши асосида саноатда турли мақсадларга мўлжалланган лазерли қурилмаларнинг ва технологик комплексларнинг яратилишига олиб келди. Ушбу кунда халқ хўжалигининг турли тармоқларида лазерлар ва лазерли технологиялари ишлатилмоқда. Хусусан, саноатда турли-туман материалларни кесишда, пайвандлашда ва механизмларни мустаҳкамлигини оширишда, тиббиёт соҳасида лазер нуридан ташхис қўйишда, даволаш ва жарроҳлик жараёнида, алоқа тизимида маълумот элтувчи сифатида, фан ва техника соҳасида қўллаш ва ташхис қўйиш воситалари сифатида ҳамда ўқув жараёнида когерент нурланишнинг тўлқин ва заррача хусусиятларни намоён этишда кенг фойдаланилмоқда.

Мажбурий нур чиқариш- нур чиқарувчи заррага таъсир этувчи нурланиш энергия зичлигига пропорционал эффектдир. Бунда чиққан нур частотаси таъсир этувчи нур частотасига тенгдир. Шу билан бирга фазога тарқалиш йўналиши ҳам бир хилдир. Мажбурий нурланиш ва нурланишнинг мажбурий ютилиши мос келувчи энергетик сатҳларнинг айниганлик эҳтимолликлари ҳам тенгдир.

Кейинроқ А.Эйнштейн нурланишлар қуюқланишини таҳлил қилди ва термодинамик қарашлар орқали мажбурий нурланиш ва уни ҳосил қилувчи нурланиш квантларининг ўхшашлик қонуниятларига яқин келди. Шундай қилиб, электромагнит нурланишнинг квант табиати ва микрозарралар энергия спектрининг квантланиши бир-бирига ўхшаш квант генерацияси учун катта аҳамиятга бўлган жараёнларни ҳосил бўлишига олиб келди.

1924 йили Ш.Бозе ва А.Эйнштейн Планк формуласини чиқариш усуллари ривожлантириш натижасида симметрик тўлқин функцияли зарралар системаси учун умумлашган термодинамик хусусиятларни тушунтириб берувчи қонуниятлар яратдилар. Бу Бозе-Эйнштейн

статистикаси деб аталди. Ушбу статистикага бўйсинувчи бир хилдаги зарраларнинг фундаментал хусусиятлари уларнинг бир ҳиллигидадир.

Электромагнит нурланиш квантлари ҳам бу статистикага бўйсунади. Шунинг учун мажбурий нурланиш квантлари бир хил частотага эга, кутбланишлари бир хил, тарқалиш йўналишлари, фазалари ҳам бир хилдир ва уларни бир-биридан ажратиш мумкин эмас. Нурланиш майдонининг ҳолати майдон осцилляторига мос келувчи квант сонлари билан аниқланади. Бу сонлар чексиз бўлиши мумкин. Фотонларнинг бозон хусусиятларига эгаллиги лазерларда корпускулярлик хусусиятидан тўлқин хусусиятига ўтишга имкон яратади. Тўлқин хусусияти тебранишларнинг суперпозиция принципи ва когерентлик характериға эга.

Ёруғликнинг нурланиш ва ютилиш квант назариясига 1924 йил А.М.Дирак томонидан асос солинган. А.Эйнштейн яратган нурланишнинг статистик қонунларини Дирак асослади ва нурланиш эҳтимоллигини коэффициентлари орасидаги боғланишни топди. Диракнинг нурланиш квант назариясининг муҳим натижаси бу – Эйнштейн башорат қилган мажбурий нурланиш борлигини қатъий асосланганидадир.

Шундай қилиб, 1927 йилга келиб лазерларнинг яратилишиға фундаментал физик заминлар тўлаллигича яратиб бўлинди.

1954 йилнинг охири - 1955 йилнинг бошларида лазерларнинг назарий асослари яратилди ва лазерларнинг биринчи қурилмаси – молекуляр генератор ёки дастали аммиакли лазер яратилди.

Инверс тўлдирилганлик квант системаси хажмий резонаторға жойлаштирилганда лазерлар пайдо бўлди. Бу ҳолат 1954 йилнинг охирларида, бир вақтнинг ўзида, Москвадаги ФИАНда А.М.Прохоров раҳбарлигидаги лабораторияда ва Нью-йоркдаги Колумбия университети, Физика факультети Ч.Таунс раҳбарлигидаги лабораторияда юзаға келди.

Лазерлар радиодипапозон соҳасида юзаға келган молекуляр генераторда 1.25 смли тўлқин узунлигида биринчи марта тоза ҳолда тўғридан-тўғри

мажбурий нурланиш кузатилган. Бу ҳолат мусбат тескари алоқали автотебранишлар генератори режимида кузатилган.

Мажбурий нурланишни кузатиш учун қўзғотилган атомлар бўлиши керак ва бундан ташқари мажбурий нурланиш эҳтимоллиги спонтан нурланиш эҳтимоллигидан катта бўлиши керак. Айтиб ўтиш керакки, 1940 йилга келиб, қўзғотилган атомлар системаси ёруғлик нурланишини кучайтиришини оптика соҳасида илмий ишлар олиб боровчи олимлар тушуниб етган эдилар.

Шундай олимлар қаторига аввало В.А.Фабрикант ҳам киради. Лекин у пайтда ёруғлик нурининг кучайиши асосидаги оптик генератор яратишни ҳеч қайси тадқиқотчилар айтмаган эди. А.Эйнштейн ва А.М.Дирак оптикани назарда тутган ҳолда мажбурий нурланиш тўғрисидаги ўз илмий фикрларини айтган бўлсалар ҳам ўша даврда оптикада бундай тахминлар мумкин эмас эди.

20 асрнинг биринчи ярмида радио ва оптика алоҳида-алоҳида ривожланган. Оптика соҳасида квант тушунчалари, радиода эса тўлқин тушунчалари ривожланган. Бу даврда радио ва оптика соҳасининг борлиги доимо тўлқин назарияси нуқтаи назардан қаралган ва эътироф этилган.

Электромагнит тебранишларнинг квант табиатига асосланган радио ва оптиканинг умумийлиги узоқ вақтлар мобайнида билинмади. Спектроскопиянинг ЎЮЧ диапазонида мос келувчи молекулалар, атомлар, молекуляр ионларни ўрганувчи бўлими- радиоспектроскопия пайдо бўлгандан кейин юқоридаги умумийлик юзага келди.

Радиоспектроскопия иккинчи жаҳон урушидан кейин тез ривожланди. Бу ривожланиш сантиметрли тўлқинлар техникасининг интенсив ривожланиши билан боғлиқдир. Бу эса радиолокация соҳаси эҳтиёжини тўла қондирди. Ўша даврларда ЎЮЧ энергия каналининг тўлқин методлари ишлаб чиқилган, юқори асллиликка эга бўлган ЎЮЧ хажмий резонаторлар ишлаб чиқилган, сезгирлиги юқори бўлган приёмниклар (қабул қилгичлар)

яратилган. Буларнинг ҳаммаси радиоспектроскопияга оддий радиоспектроскопияга нисбатан бир қатор афзалликлар берди.

Ўша даврдаги радиоспектроскопияни оптик спектроскопиядан принципиал фарқи ишлатувчи нурларнинг монохроматик ҳарактерга эга эканлигидир. Бундан ташқари, радиодиапазон соҳасида спонтан нурланишлар етарли даражада кучсиз эди. Қўзғотилган сатҳлар эса юқори даражадаги тўлдирилган ва бу мажбурий нурланишга олиб келар эди.

Буларнинг ҳаммаси, яъни радиоспектроскопия лазерларнинг базасига айланди ва радиоспектроскопия соҳаси билан шуғулланувчи олимлар лазерларнинг асосига фундамент бўлиб ҳизмат қилдилар.

Собиқ иттифокда радиоспектроскопия бўйича илмий тадқиқот ишлари РФА ФИ да А.М.Прохоров раҳбарлигидаги тебранишлар лабораториясида бошланган эди. Спектроскопия соҳаси масалалар ечиш билан бирга стандарт частоталар ва вақтни яратиш учун ЎЮЧ спектридан фойдаланиш йўналишларида тадқиқотлар олиб борилган. Худди мана шу аснода лазерлар яратилган.

Ҳақиқатдан ҳам стандарт частотанинг аниқ ишлаши ютилишнинг спектрал линияси частотасининг барқарорлигига таянувчи линия кенглигига боғлиқ. Линия кенлиги қанча кичик бўлса, ютилиш линияси частотасининг номинал қийматида боғланувчи стабилловчи частотанинг аниқлиги ортади.

Радиодиапазонлар соҳасида молекуляр газларнинг паст босимларида донлар кенгайиши кузатилади. Шунинг учун молекуляр дасталарда энг кичик тор линиялар кузатилади. Буларда тезликлар тақсимооти йўқ. Яхши учланган дастада зарралар сони кам бўлганлиги учун ва қўзғотилмаган молекулалар орасидаги фарқ кичик бўлганлиги учун молекуляр дастанинг ютилиш линияси интенсивлиги кичик бўлади. Тадқиқот ишининг шу этапида, сунъий равишда қўзғотилган ва қўзғотилмаган орасидаги фарқни ўзгартириб сезиларли даражада сезгирликни ошириш мумкин хулосага келинди. Агар молекулалар ичидан қўзғотилган молекулалар дастаси ҳосил қилинса,

ютилиш ўз ишорасини ўзгартирар экан ва у нурланишга айланар экан. Молекулалар дастаси манфий йўқотишларга эга бўлган муҳит бўлиб қолади.

Тебранишлар назарияси билан шуғулланувчи мутахассисларга мана шундай нур дастасини резонанс контур билан боғласа монохроматтик тебранишлар генераторини яратиш мумкинлиги аниқ бўлиб қолди.

Мана шу даврга келиб, тебранишлар назариясида монохроматик тебранишлар генератори назарияси ишлаб чиқилган эди. Бу мусбат тескари алоқали автотебранишлар системаси эди. ЎЮЧ радиодиапазон соҳасида, нурлар дастаси билан ишлаш учун қулай ҳажмий резонаторлар ишлаб чиқилган эди.

Инверс тўлдирилганликка эга бўлган молекулалар нури дастасини ҳажмий резонатор орқали ўтказилганда, юқорида айтилган барча имкониятларнинг синтези муҳим аҳамиятга эга қадамга айланди.

Шундай қилиб, собиқ иттифокдан Н.Г.Басов ва А.М.Прохоров, Америка Қўшма Штатларидан Дж.Гордон, Ч.Таунс, Г.Цейгерлар биринчи бўлиб мазерни яратдилар. Маълумки, 1964 йилги Физика соҳаси бўйича Нобель мукофоти, мазерлар ва лазерлар яратилишига олиб келган лазерлар соҳасидаги буюк илмий ишлари учун Ч.Таунс, А.М.Прохоров ва Н.Г.Басовларга берилган эди.

Кейинги асосий қадам, 1955 йили Н.Г.Басов ва А.М.Прохоров томонидан инверсияни актив резонатор усули ёрдамида ҳосил қилиш ёки уч энергия сатҳли дамлаш усулини таклиф этишганда қўйилди. Кейинчалик бу метод кенг тарқалди.

1956 йили Н.Бламберган (АҚШ) парамагнит кристалллар асосидаги мазер кучайтиргичлар яратиш учун уч энергия сатҳли усулни таклиф этди. Бу эса, албатта, лазерлар соҳасини сезиларли кенгайишига олиб келди.

Радиодиапазон соҳасидаги лазерларнинг муваффақиятларга қисқа тўлқинлар соҳаси томонига силжиш тўғрисидаги саволни қўйди. Бу эса радиофизика ва радиоинженерлар учун табиий савол эди. Қисқа тўлқинлар соҳаси томон силжишлар резонаторлар тўғрисидаги қийинчиликларни

келтириб чиқарди, чунки монохроматик тебранишлар генераторининг ишлаши резонаторсиз умуман мумкин эмас эди.

1958 йили А.М.Прохоров томонидан очиқ резонаторларни қўллашни таклиф этгани муҳим босқич бўлиб қолди. Маълумки, очиқ резонатор бу Фабри-перонинг интерферометридир. Лекин, шундай радиотехник ёндашиш А.М.Прохоров учун резонатор сифатида фойдаланиш имконини берди.

Лазерларнинг оптика соҳасидаги дастлабки қадам 1960 йилнинг охирларида Т.Мейманнинг монохроматик нурланишнинг оптик генератори-биринчи лазерни яратиши ва Али Дшаванинг неон ва гелий газлари аралашмаси асосидаги лазерлари бўлди. Шу даврдан бошлаб лазерларнинг жадал ривожланиши бошланди.

Ҳозирги, замонавий лазерлар кенг соҳани ўз ичига олади. ЎЮЧ электроникасига назар ташласак, квант электроникаси кўпроқ оптика соҳасига ўзгартиришлар киритган. Мазер ва лазерларнинг ишлаш принциплари бир хил бўлгани билан улардаги фарқ сезиларли.

Радиодиапазон соҳасидаги мазерлар янги ишлаш принципида яратилган бўлса ҳам, улар классик электрон хусусиятларга эга. Лекин улар радиоқурилмалар параметрларининг сифатини оширдилар. Кучайтиргичларнинг сезгирлиги 2-3 тартибга, частоталар генераторининг стабиллиги 3-4 тартибга ошди.

Бу ютуқларнинг радиодиапазондаги лазерларда қиймати юқори даражада, лекин, умуман олганда, бу аниқ бўлган сифат хусусиятларининг миқдорий ўзгаришидир, чунки лазерларнинг яратилишигача ҳам электроникада когерент радиоқучайтиргичлар ва монохроматик тебранишлар радиогенераторлари бор эди.

Оптика соҳаси эса бундан мустасно. Оптика соҳасида ҳамма ёруғлик манбалари ўз табиатига кўра квант хусусиятига эга. Квантлар тўғрисидаги тушунча оптик нурлар хусусиятларини таҳлили натижасида пайдо бўлган. Аммо, лазерлар пайдо бўлгунга қадар, ҳамма оптик ёруғлик манбалари монохроматик бўлмаган нур чиқарган, когерент бўлмаган тебранишлар ҳосил

килган. Оптика соҳасида, когерент кучайтиргичлар бўлмаган, электромагнит тебранишларнинг монохроматик генератори ҳам йўқ эди. Фақатгина лазерлар, юқори йўналганликка эга бўлган ёруғлик тўлқинларини фазога тарқатган, спектрал монохроматик ва вақтли когерентликка эга бўлган.

Шунинг учун лазерларнинг пайдо бўлиши оптика соҳасига олдин имкон бўлмаган холдаги нурланиш энергиясини вақт бўйича, спектрал интервалда фазода жамлаш имконини берди. Худди шу фактлар, далиллар, имкониятлар оптика соҳасини янги, сифатли, юқори сатҳга олиб чиқди.

Замонавий оптика соҳасидаги бу янги қўлланишлар, ёруғлик генерацияси учун лазерлар методларида тўғридан тўғри мажбурий нур чиқариш эффектидан фойдаланилади. Бу- лазерларнинг асосидир. Яна бир марта айтиб ўтиш керакки, лазерлар оптика соҳасини янги имкониятларини аниқлайди. Лекин унинг фундаментал қисмини кўриб чиқмайди. Бундан ташқари, лазерлар 20 аср оптикasinинг фундаментал асослари замирида ташкил топган.

Лазерлар ҳозирда, интенсивлиги жамланган монохроматик нурнинг моддага таъсири ёки монохроматик нурланиш ёрдамида катта ҳажмдаги информацияни узатиш усуллариини ҳосил қилишда ҳизмат қилмоқда.

Ҳозирги пайтга келиб, лазерлар жуда кенг диапазонда ишламоқда: субмиллиметрли тўлқин узунликларидан УБ тўлқин нурланишларигача. Узлукли ва узлуксиз режимларда ишламоқда. Лазерларнинг турли-туман ва ҳар хил кўринишлари мавжуд. Шунга мос равишда кўплаб лазерларнинг фаол мухитлари ва уларни қўзғотиш учун физик жараёнлар мавжуд. Ҳамма лазерлар учун умумий бўлган инверс тўлдирилганликни ҳосил қилишда фаол мухитда энергия сарфи керак бўлади ва энергия ишчи мухитида шундай термодинамик номувозанат ҳолат ҳосил қилиши керакки, унда мажбурий нурланиш ютилиш жараёнидан юқори туриши керак.

Яқинда Мичиган университети олимлари ёруғлик ва моддий олам кесишишида мавжуд бўладиган сирли зарраларнинг хоссаларидан фойдаланиб, когерент ёруғлик нури олишнинг янги, амалий ва самарали

усулини топдилар. Бу қурилма аввалги барча лазерлардан фарқли равишда ташқи манбанинг ёруғлиги ҳисобига эмас, балки электр энергия ҳисобига ишлайди. Поляритон лазерларнинг яна бир ажойиб хусусияти шундаки, у хона температурасида ҳам ишлай олади ва уни бошқа лазерларга ўхшаб совутиш шарт эмас.

Бу янги лазернинг аҳамияти 1960 йилда яратилган биринчи ярим ўтказгичли лазерники кабилар. Бу янги лазернинг имкониятларидан фойдаланган ҳолда лазер технологиясини яримўтказгичлар билан бирлаштириб, компьютер чиплари орасидаги металл ўтказгичлар ўрнини босиш ва узатиладиган ахборот ҳажмини анча ошириш мумкин. Бу келгусида кичик ўлчамли ва юқори қувватли электрон рақамли қурилмалар яратишга имкон беради. Шунинг бу технология жуда кўп соҳаларда, хусусан медицинада кенг қўлланилиши мумкин.

Поляритон – ҳам ёруғлик, ҳам моддага тегишли бўлган ўзига хос заррадир. У фотон ва экситондан ташкил топган. Поляритонлар муҳитнинг ўзига хос параметрлари сақланганда пайдо бўлади ва маълум вақт яшаб, фотон чиқариб парчаланади. Бунинг учун поляритон жуда оз, яъни одатдаги яримўтказгичли лазерга нисбатан 250 марта кам энергия сарф қилади. Техник нуқтаи назардан у оддий лазерга ўхшамайди. Поляритон лазерлар эса бошқа манбадан келаётган ёруғликни кучайтирмайди, у поляритонларни пайдо қилиб ва сочиб, ёруғликни ўзи ҳосил қилади. Поляритон лазер галлий нитрид, қаттиқ ва шаффоф яримўтказгичдан ташкил топган бўлиб, поляритонларни кўп миқдорда ҳосил қилиш, уларни сочиш ва когерент ёруғлик чиқариш учун жуда мос келади. Поляритон лазер ҳосил қилган ёруғлик нури ультрабинафша нурлар соҳасига мос келади, уларнинг қуввати миллиондан бир ваттга тенг. Бу қувват кам бўлса ҳам, чиплар соҳасидаги оптик технологиялар учун етарли.

Поляритон лазер лазернинг янги типи бўлиб, яримўтказгичларда ультрапаст генерация олиш учун экситон поляритонларнинг келишилган

бозе-конденсатидир. 1996 йилда Имамоглу когерент ёруғлик нурининг шундай янги типини таклиф қилди ва уни атомларнинг бозе-Эйнштейн конденсати билан тушунтирди: мажбурий сочилиш ёрдамида катта миқдордаги бозе зарралар квант ҳолатидаги конденсатни ҳосил қилади. Поляритонлар конденсати ёруғликнинг когерент нурланишини таъминлайди. Ишлаш принципига кўра поляритон лазерлар энергетик жиҳатдан тежамкор саналади. Бундай лазернинг яримўтказгич структураси брэгг қайтаргичлари орасига ўрнатилган оптик микро бўшлиқлардан ташкил топади.

Оптик кўзғотиш орқали поляритон генерацияси ва одатдаги генерация билан таққосланиши 2003 йилда Х.Денг томонидан амалга оширилган. Поляритон лазерларни электр ёрдамида кўзғотиш 2013 йилда Мичиган ва Вюрцбург университети олимлари билан ҳамкорликда амалга оширилди. Уларнинг муваффақиятга эришишларига сабаб поляритонларнинг гибрид табиати ва ташқи магнит майдонига сезгирлигидадир.

Паллаб Бхаттачарий гурухи (Мичиган) электронларнинг поляритон сочилишини амалга ошириш учун актив соҳадаги квант ўраларни легирлаш ҳамда поляритон-фонон сочилишини кўпайтириш ва экситон –поляритон зичлигини ошириш учун ташқи магнит майдонидан фойдаланди. Улар 12 А/см^2 да поляритонлар генерациясига эришдилар ва 2014 йил 5 июнда электр энергияси ҳисобига ва хона температурасида ишлайдиган биринчи поляритон лазерни яратдилар.

Экситон-поляритонлар экситон ва фотонларнинг ўзаро таъсири натижасида юзага келади. Улар совуқ атомлар газида кузатиладиган Бозе-Эйнштейн конденсати каби конденсат ташкил қила олади. Бу конденсатлар бир квант ҳолатида жуда кўп миқдорда экситон поляритонларни тўплаши мумкин. Бу экситон-поляритонларнинг яшаш вақтлари наносекунддан ҳам кам бўлиб, улар ўз энергиясини фотонларга беради ва натижада фотонлар сочилади. Бу фотонлар монохроматик, когерент ёруғлик нурини ҳосил қилади.

Поляритон лазерларнинг иккита муҳим қўлланилиш соҳалари бор: юқори тезликка эга бўлган оптик қайта улагичлар (переключатель) ва компакт терагерц нурланиш манбалари.

Оптик ёки спинли қайта улагичлар айланма қутбланган ёруғлик ҳисобига оптоэлектрон қурилмаларда улаш ва узиш учун қўлланилади. Одатдаги қайта улагичлар ночизиқли оптик эффектларга асосланган бўлиб, юқори қувват ва ташқи оптик элементларни талаб қилади. Поляритон лазерлар асосидаги қайта улагичлар эса экситон поляритонларнинг спин хоссалари ва улар орасидаги ўзаро таъсирлар асосида ишлайди. Фотонлар каби экситон-поляритонлар чап ва ўнг айланма қутбланишга мос иккита спин қутбланишига эга ва улар экситон-поляритон конденсати орқали бошқарилади, бу конденсат эса ташқи майдон орқали назорат қилинади. Биринчи оптик спинли қайта улагичлар 2010 йилда яратилган бўлиб, поляритонли интеграл схемалар учун муҳим блок ҳисобланади. Улар спин-қутбланган экситон поляритонлар сифатида ахборотни ташишда ҳизмат қилади. Поляритон ИС одатдаги интеграл схемаларга нисбатан кам энергия сарф қилади ва ахборотни анча тез узатади.

Терагерцли нурланишни қўллаш учун яқинда вертикал ёруғлик нурлантирувчи поляритон лазер таклиф қилинди. Бошқа одатдаги лазерлардан фарқли равишда бу лазер тўлқин узатгич ва резонатор талаб қилмайди ҳамда барча конструкцияни микро масштабларда жойлаштиришга имкон яратади. ТГц частотали лазерлар медицинада, коммуникацион технологияларда ва хавфсизлик соҳаларида кенг қўлланилишга эга бўлиши мумкин.

Магистрлик диссертатсияси мавзусининг долзарблиги: Ушбу магистрлик диссертатсиясида поляритон, экситон, поляритон лазерларнинг тузилиши, ҳосил бўлиши ва поляритон лазерларнинг қўлланилиш соҳалари ҳақидаги илмий иш.

Тадқиқот объектлари ва предмети: Квант электроникаси қонуниятлари асосида поляритон лазерларнинг ишлаш принципларини чуқур таҳлил қилиш.

Тадқиқот мақсади ва вазифалари: Поляритон лазерларнинг ишлаш принциплари ва хоссаларини, шунингдек, уларнинг замонавий электроникада қўлланилишини чуқур таҳлил қилиш орқали уларнинг қўлланиш самарадорлигини ошириш.

Тадқиқот натижаларининг илмий янгилиги. Поляритон лазерларнинг ишлаш принципи ва замонавий электроникада қўлланилиши чуқур таҳлил қилинди.

Тадқиқотнинг асосий масалалари ва фаразлари: Поляритон лазерларнинг ишлаш принциплари ва хоссаларини, шунингдек, уларнинг замонавий электроникада қўлланилишини чуқур таҳлил қилиш орқали уларнинг қўлланиш самарадорлигини ошириш тўғрисида ўзбек тилида маълумот йўқлиги, чет тилларини яхши билмайдиган талабаларга ўз она тилларида ўқий олиш имконини беради.

Тадқиқот мавзуси бўйича адабиётлар шарҳи, таҳлили: Диссертацияда 42 та хорижий тилда ёзилган мақола, тезислар ва 11 та ўзбек тилида ёзилган мақола, тезислардан фойдаланилган.

Тадқиқотда қўлланилган методиканинг тавсифи: Поляритон лазерларнинг ишлаш принципи ва замонавий электроникада қўлланилиши квант механикаси қонуниятлари асосида ўрганиб чиқилди.

Тадқиқот натижаларининг илмий ва амалий аҳамияти. Лазер физикаси бўйича яратилган электрон ўқув услубий мажмуа бу соҳада илмий изланишлар олиб бораётган тадқиқотчиларга ва қизиқувчиларга у ҳақда мукамал билимлар беришни таъминлайди.

Иш тузилмасининг тавсифи: Диссертация кириш, учт а боб, хулоса, адабиётлар рўйхати ва иловалардан ташкил топган. Диссертация 87 бетда расмийлаштирилган бўлиб, 34 та расм ва 1 та жадваллардан ташкил топган. Адабиётлар рўйхати 53 та номдан иборат.

1-БОБ. ЛАЗЕР НУРИНИНГ АСОСИЙ ХОССАЛАРИ

1.1. Лазер нурланишининг монохроматиклиги

Лазер нурланишининг монохроматиклиги деб, лазернинг тор тўлқин узунликлар ёки частоталар оралиғида нурланиш бериш қобилиятига айтилади ва у $\Delta\nu/\nu_0$ катталиқ билан аниқланади. Лазер нурланиши спектрининг эни, авваламбор лазер нечта нурланиш чизиғида генерация бериши билан аниқланади. Лазернинг нурланиш чизиғида генерация бериши эса оптик резонатор ичида жойлашган фаол муҳитнинг кучайтириш контурининг эни $\Delta\nu_\epsilon$ ва оптик резонатор параметрлари билан белгиланади. Шунинг учун фаол муҳит кучайтириш контурининг ичида оптик резонаторнинг частоталари жойлашган бўлиши мумкин. Частоталарнинг сони қуйидаги

$$\frac{q\lambda}{2} = L_p \quad (1.1)$$

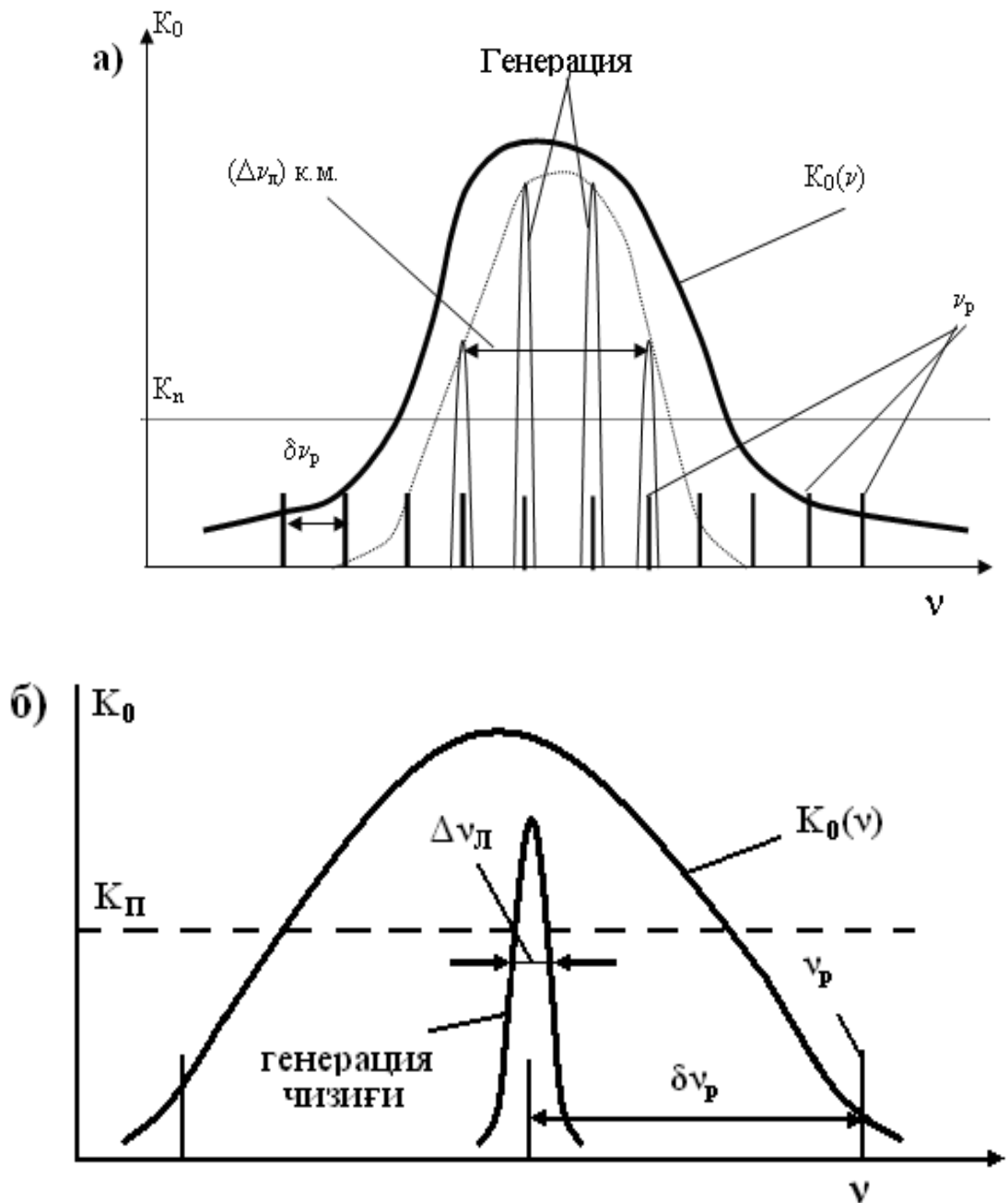
ифода билан аниқланиши мумкин. Бу ерда q -хусусий частоталар сони, λ -нурланишнинг тўлқин узунлиги, L_p -оптик резонатор узунлиги.

Хусусий частоталар орасидаги масофа эса

$$\delta\nu_p = \frac{c}{2L_p} \quad (1.2)$$

ифода орқали аниқланади.

Демак, фаол муҳитнинг кучайтириш $K_0(\nu_p)$ коэффиценти чегаравий кучайтириш K_q коэффицентдан катта бўлган шартларни бажарувчи оптик резонаторнинг барча хусусий частоталарида лазер генерацияси рўй беради. Агар юқоридаги шарт резонаторнинг фақат бир частотаси учун бажарилса, лазер якка частотали нурланиш беради.(1.1.б-расм). Агарда $K_0(\nu_p) > K_q$ шарт оптик резонаторнинг кўплаб хусусий частоталари учун бажарилса лазер бир вақтнинг ўзида кўплаб частоталарда нурланиш беради. (1.1.а-расм). Бу ҳолда лазер



1.1-расм. Кучайтириш $K(\nu)$ чизигининг профили ва лазер генерациясининг кўп частотали (а) ҳамда якка частотали (б) спектрларининг графиги.

Шундай қилиб, якка частотали (юқори монохроматик бўлган) нурланиш олиш учун $\Delta \nu_\epsilon$ катталиқ ва оптик резонатор узунлиги кичик қийматга эга бўлиши керак. Якка частотали генерация ҳолатида муҳит кучайтириш контурининг энига нисбатан кўплаб марта кичик ва бу катталиқ

оптик резонатор параметрлари билан белгиланади. Оптик резонаторнинг асосий параметрларидан бири бу унинг асслиги, яъни

$$Q_p = 2\pi\nu_0\tau_d \quad (1.3)$$

Бу ерда τ_d -оптик резонатор ичида йиғилган энергиянинг диссипация вақти.

Оптик резонатор ичида нурланишнинг бир кўзгудан иккинчи кўзгуга ўтишдаги (якка бир тебранишдаги) энергиянинг нисбий йўқотилиши $\sim(\xi+\chi)$ ни ташкил этади, бир марта тебраниш учун кетган вақт $2L_p/c$ га тенг. Шунинг учун энергиянинг диссипация вақти

$$\tau_d \approx \frac{2L_p}{c(\xi + \chi)} \quad (1.4)$$

ифода билан аниқланиши мумкин. Бу ерда ξ -оптик резонатор чиқиш кўзгусининг нурланишни қайтариш коэффиценти, χ -оптик резонатор ичидаги энергия йўқотишларни белгиловчи коэффицент.

Ушбу айтганлардан келиб чиққан ҳолда бўш оптик резонатор спектрал контурининг эини

$$\Delta\nu_p = \frac{1}{2\pi\tau_d} = \frac{\nu_0}{Q_p} \approx \frac{c(\xi + \chi)}{4\pi L_p} \approx \delta\nu_p \frac{(\xi + \chi)}{2\pi} \ll \delta\nu_p \quad (1.5)$$

ифода орқали баҳоланиб аниқланса бўлади.

Реал лазерда оптик резонатор ичига фаол-кучайтирувчи муҳит жойлашган ва оптик резонатордаги энергиянинг йўқотишлари нурланиш фаол-кучайтирувчи муҳитни ҳар бир ўтганида тўлдириб турилади. Шунинг учун фаол муҳитли оптик резонаторнинг асслиги (генерация ҳолатидаги лазернинг асслиги) Q_L бўш оптик резонаторнинг Q_p асслигидан катта бўлади ва лазер нурланиши спектрининг эни $\Delta\nu_L$, бўш оптик резонатор спектрининг $\Delta\nu_p$ энидан кўплаб марта кичик бўлади. Чегаравий ҳолда узлуксиз генерация ҳолатидаги лазер нурланишининг қувватига ҳам боғлиқ бўлади ва қуйидаги

$$(\Delta\nu_L)_{\text{чегар}} = 2\pi(\Delta\nu_p)^2 \frac{h\nu_0}{P_L} \quad (1.6)$$

бу ерда $P_{\text{л}}$ -лазернинг тўла қуввати. Мисол тариқасида CO_2 лазер нурланиши спектрининг эни чегаравий ҳолда қанча қийматни олишини ҳисоблаб кўриш мумкин. $\xi + \chi = 0,5$, $L_p = 100$ см, $p_{\text{л}} = 100$ Вт, $\Delta\nu = 1,5 \cdot 10^7$ Гц да $(\Delta\nu)_{\text{чегар}} = 2 \cdot 10^{-6}$ Гц.

Албатта реал шароитда бундай қийматли спектрал кенгликка эришиб бўлмайди. Сабаби фаол муҳитнинг бир жинсли эмаслиги, механик ва акустик таъсирлар натижасида фаол муҳитнинг ўз навбатида оптик резонаторнинг параметрлари ўзгариши ҳамда оптик элементларнинг камчиликлари таъсири бўлади.

Махсус чора тадбирлар кўриш натижасида, яъни ҳароратни стабилизация қилиш, механик ва акустик тўлқинлар таъсиридан лазерни ҳимоя қилиш, электр таъминот манбаининг параметрларини стабилизациялаш натижасида қисқа вақт ичида лазер нурланиши энининг кенглигини ~ 1 кГц атрофида олиш мумкин. Бунинг натижасида лазер нурланишининг монохроматиклик даражаси $10^{-9} \div 10^{-12}$ оралиғида бўлиши мумкин. Лазер нурланишининг монохроматиклиги, лазерли кимёда, изотропларни ажратишда, медицинада, биологияда ва бошқа ҳолларда, яъни моддаларга селектив таъсир қилишда муҳим аҳамият касб этади.

1.2. Лазер нурланишининг когерентлиги

Лазер нурланиши когерент нурланиш. Бу когерентлик хусусиятининг бирламчи сабабини “лазер” сўзининг маъноси билдириб турибди, яъни ёруғликни мажбурий нурланиш ёрдамида кучайтириш демакдир. Мажбурловчи ёруғлик нурланиши ва мажбурланган ёруғлик нурланиши айнан бир хил параметрларга эга бўлган нурланишлардир. Уларнинг частоталари, фазалари, тарқалиш йўналишлари бир хил. Бу нурланишларнинг электр майдон кучланганлиги векторлари бир хил текисликда тебранадилад, яъни улар бир хил қутбланган нурланишлардир.

Демак, лазер нурланишининг ихтиёрий, исталган икки нуқтасидаги электромагнит тебранишларнинг фазалар фарқи вақт бўйича ўзгармасдир. Шунинг учун когерентликни вақтий ва фазовий когерентликларга ажратиш мумкин. Вақтий когерентлик деганда, лазер нури дастасининг бирор

нуқтасида икки турли вақт оралиғидаги электромагнит тебранишнинг фазаларининг фарқи ўзгармаслигини тушиниш мумкин.

Фазовий когерентлик деганда, айнан бир вақтнинг ўзида лазер нури дастасининг ўзида лазер нури дастасининг бирор кесими юзасидаги икки турли нуқталардаги электромагнит тебранишларнинг фазалари фарқининг ўзгармаслиги тушинилади.

Реал шароитларда лазер нурланишининг фазаси ва частотаси вақт ўтиши билан, ёки фазодаги кузатиш нуқталарининг ўзгариши билан ўзгариши мумкин. Шунинг учун лазер нурланиши дастасининг когерентлик даражасини характерловчи махсус кўрсаткичлар киритилиши мумкин. Бунинг биринчи ҳолда электромагнит тўлқинларнинг вақт бўйича ўзаро корреляцион функцияси

$$\Phi_1(\tau) = \frac{\overline{E_1(t)E_2(t+\tau)}}{\overline{E_1(t)E_2(t)}} \quad (1.7)$$

орқали амалга оширса бўлади. Бу ерда вақт бўйича ўртачалаштириш амалга оширилади.

Иккинчи ҳолда лазер нурланишини икки нур дастасига ажратиб ва бу нур дасталарининг турли оптик йўллари ўтгандан сўнг учратиш натижасида олинган интерференцион манзаранинг

$$\Phi_2 = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (1.8)$$

кўринувчанлик коэффициенти билан характерласа бўлади. Бу ерда $I_{\max}$ ва $I_{\min}$ интерференцион манзарадаги ёруғликнинг максимал ва минимал қийматлари. Абсолют когерент нурланиш учун Φ_1 ва Φ_2 коэффициентларнинг максимал қиймати бирга тенг. Агар икки электромагнит тўлқинларнинг фазаларининг фарқи тасодифий равишда ўзгарса Φ_1 ва Φ_2 коэффициентларнинг қиймати нолга интилади.

Лазер нурланишининг когерентлик даражаси кўп факторларга боғлиқ. Булар фаол муҳитнинг вақт ўтиши билан параметрларининг ўзгариши, оптик

резонатор элементларининг акустик ва механик таъсирлар натижасида тебранишлари натижасида лазер нурланишининг спектри кенгаяди. Бу кенгайиш асосида лазердан чиқаётган электромагнит тўлқинларнинг тебранишларини қуйидаги

$$E(r,t)=E_0(r)\cdot\cos[\pi\nu t+\varphi(r,t)]$$

конуниятга бўйсунди десак, у ҳолда нисбий $\varphi(r,t)$ фазанинг $t=0$ моментдан бошлаб ўзгаришлари $2\pi\Delta\nu t$ га пропорционал равишда бўй беради ва

$$\tau_{\text{ког}}=\frac{1}{\Delta\nu_p} \quad (1.9)$$

вақтдан сўнг 2π га тенг бўлади. Бу шундай ҳарактерли вақтки, бу вақт фарқининг ичида икки электромагнит тўлқинлар ўзаро когерент бўлади. Бу вақтни когерентлик вақти дейиш қабул қилинган. Шу вақт ичида электромагнит тўлқин босиб ўтган йўлни когерентлик узунлиги дейиш қабул қилинган, яъни

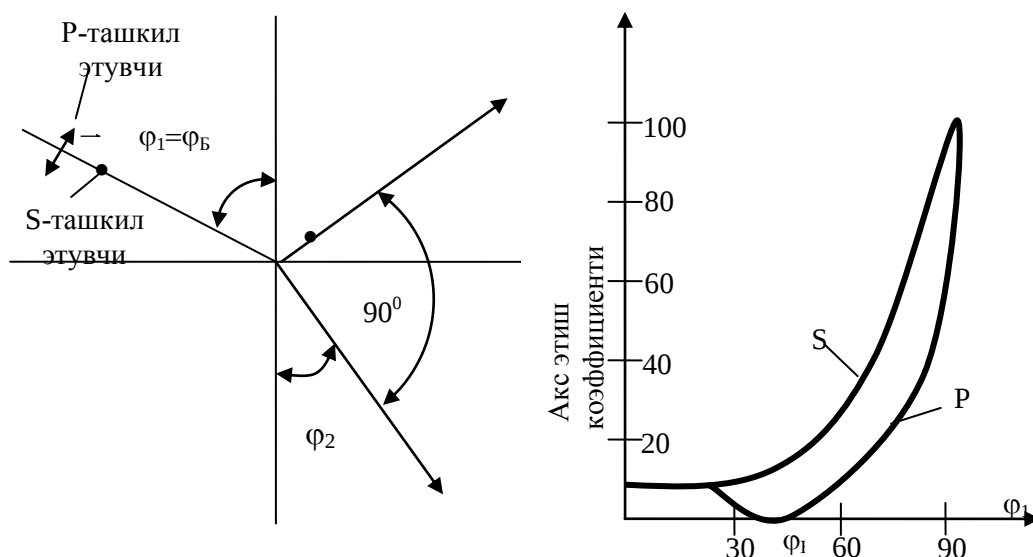
$$L_{\text{ког}}=c\tau_{\text{ког}}=\frac{c}{\Delta\nu_p} \quad (1.10)$$

Шу вақт фарқи ичида ва шу йўл фарқи узунлигида электромагнит тўлқинлар оптик резонатордан чиқишдаги тебранишларга синхрон ҳолда тебранади.

1.3. Лазер нурланишининг қутбланганлиги

Лазер нурланишининг қутбланганлиги электромагнит тўлқинида электр майдон кучланганлик векторининг йўналганлигини ҳарактерлайди. Агарда ёруғлик дастасининг ҳар бир нуқтасида электр майдон кучланганлик $\vec{E}$ вектори нурланиш тарқалиш йўналишига кўндаланг текисликда бир тўғри чизик бўйлаб тебранса, бундай нурланишни чизикли ёки ясси қутбланган нурланиш дейилади. Қутбланиш текисликлари ўзаро кўндаланг, фазалар фарқи ўзгармас катталиқка эга бўлган икки чизикли қутбланган нурланишларнинг йиғиндиси эллиптик қутбланган нурланишни беради.

Агарда қутбланиш текисликлари ўзаро перпендикуляр ва фазалар фарқи $\pi/2$ ёки $3\pi/2$ га тенг бўлган иккита чизиқли қутбланган нурланишнинг йиғиндиси доиравий қутбланган нурланишни ҳосил қилади. Агарда ёруғлик қутбланмаган бўлса, электромагнит тўлқиннинг электр майдон вектори унинг тарқалишига кўндаланг текисликда тасодифий йўналишларда тебраниши мумкин. Зарранинг юқори энергетик сатҳдан қуйи энергетик сатҳга спонтан ўтишида ҳосил бўлган ёруғлик квантининг қутбланиш ҳар қандай ихтиёрий йўналишда бўлиши мумкин. Шу спонтан ёруғлик кванти таъсирида ҳосил бўлган мажбурий ёруғлик квантининг қутбланиши ҳам уни мажбурловчи спонтан ёруғлик квантининг қутбланишдек бўлади. Шунинг учун чизиқли қутбланган ёруғлик нурланишини олиш учун лазернинг оптик резонатор ичига электромагнит тебранишларнинг электр майдон кучланганлик векторини маълум берилган текисликдаги тебранишларини ўтказувчи оптик элемент, яъни қутблантиргич киритилади. Агарда оптик резонатор ичида чизиқли қутблантирувчи оптик элемент бўлмай, лазердан қутбланмаган нурланиш чиқаётган бўлса, у ҳолда нурланиш йўлига ундан керакли турдаги қутбланишли нурланишни ҳосил қилувчи махсус оптик элементлар қўйилиши мумкин.



1.2-расм. Қутбланишнинг S ва P ташкил этувчилари ва акс этиш коэффициентининг қутбланиш ташкил этувчиларга боғлиқ ҳолда тушиш бурчагига боғланиш.

Кўпинча амалиётда қутбланган нурланишни олиш учун, электромагнит нурланишни синдириш кўрсаткичлари турлича бўлган икки муҳим чегарасидан акс этишидаги ва ўтишидаги ходисалардан фойдаланилади. Қутбланган ёруғлик нурланишини олишнинг энг кўп тарқалган усулларида бири, яъни ёруғлик тўлқинини (нурланишини) газли ва қаттиқ муҳит чегарасидан ўтишида қутблантириш усули 1.2-расмда кўрсатилган. Икки муҳит чегарасига тушаётган ёруғлик тўлқинининг ихтиёрий равишда жойлашган электр майдон кучланганлик векторини икки ўзаро перпендикуляр равишда жойлашган ташкил этувчиларга S-ташкил этувчи ($\vec{E}$ вектр расм текислигига перпендикуляр) ва P-ташкил этувчи (вектр $\vec{E}$ расм текислигида ётибди) ларга ажратиш мумкин. 1.2-расмда келтирилган боғланишлардан кўриниб турибдики, қутбланиш турлича бўлган нурланишларнинг икки муҳит чегарасига тушиш φ_1 бурчагининг φ_1 ўзгаришига қараб, акс этиш коэффициенти турлича бўлиши мумкин экан. 1.2-расмдан яна шу нарса кўриниб турибдики, агар ёруғлик нурланиши икки муҳит чегарасига Брюстер бурчаги φ_B остида $\text{tg}\varphi_B = n_0$ (бу ерда n_0 -қаттиқ

жисмнинг синдириш кўрсаткичи) шарт бажарилган ҳолда тушаётган бўлса, қутбланишнинг P ташкил этувчиси учун акс этиш коэффициенти нолга тенг бўлади. Ёруғлик нурланишининг икки муҳит чегарасига тушиш φ_1 ва синиш φ_2 бурчаклари ўзаро $\sin\varphi_1/\sin\varphi_2=n_0$ қонун билан боғланганлиги учун тушиш бурчаги Брюстер бурчагига тенг бўлган ҳолда акс этган ва синган нурланишлар орасидаги бурчак 90° тенг бўлади. Бу ҳолда акс этган нурланишда қутбланишнинг P ташкил этувчиси бўлмайди. Бунинг физик сабаби қуйидагича: акс этган нурланишни берувчи иккиламчи манба вазифасини бажарувчи қаттиқ жисмдаги электр диполлар ўзларининг тебраниш йўналишларида электромагнит тўлқин тарқатмайдилар. Шунинг учун икки муҳит чегарасидан акс этган нурланишда электр майдон кучланганлигининг тебранишларининг фақат " S " ташкил этувчилари бўлади. Газли лазерларда чизиқли қутбланган нурланиш олиш учун разряд найининг четлари, (фаол муҳитнинг чегаралари) унинг ўқи бўйлаб тарқалаётган нурланиш учун Брюстер бурчаги остида жойлашган шиша пластинкалар билан ёпилади. Бунда бу шиша пластинкадан ўтаётган ёруғлик нурланиши электр майдон $\vec{E}$ кучланганлиги тебранишнинг P ташкил этувчиси S ташкил этувчисига нисбатан кам сусаяди ва шунинг учун ёруғлик нурланишнинг оптик резонатор кўзгулари орасида кўплаб марта тебраниш натижасида Брюстер бурчаги остида қўйилган пластинкадан ҳам кўплаб марта ўтади. Бу ҳол лазер нурланишининг электр майдони $\vec{E}$ векторининг тебранишларининг P ташкил этувчисидagi ёруғлик интенсивлигининг кескин ортишига ва S ташкил этувчисининг интенсивлигининг кескин камайишига олиб келади. Шу жараён натижасида Брюстер бурчаги остида қўйилган пластинкалар билан чегараланган разряд найли газли лазерларнинг нурланишлари тўла чизиқли қутбланган бўлади.

1.4. Қаттиқ жисмли лазерларнинг умумий характеристикалари

Одатда қаттиқ жисмли лазерларга жуда кўп турдаги оптик квант генераторлар киради. Уларнинг ишчи жисмларида инверс тўлдирилганлик оптик дамлаш йўли билан ҳосил қилинади.

Бундай лазерлар фаол муҳитининг асосини қаттиқ жисмга киритилган аралашманинг ионлари ташкил этади. Одатда аралашма ионлари сифатида ўткинчи металллар (марганец, хром, никель ва кобальт) ёки нодир ер элементларининг ионлари ишлатилади. Ушбу моддаларнинг атомлари ташқи қобиклари тўла бўлишига карамай ички электрон қобиклари тўлмаган бўлади. Ташқи қобикдаги электронлар, кристалл панжарадаги қўшни ионларнинг электр майдонларини қисман экранилади ва бунинг натижасида ишчи фаол ион томонидан чиқазилаётган ва ютилаётган нурланишларнинг спектрал чизиқлар энини катта кенгайишига олиб келади. Ўз навбатида бу ҳол инверс тўлдирилганлик олишни осонлаштиради ва кучайтириш коэффициентининг ортишига олиб келади.

Ҳозирги пайтда инверс тўлдирилганлик кўплаб моддаларнинг ионларида олинган (масалан Cr^{3+} , Nd^{3+} , Sm^{3+} , Ni^{3+} , Fr^{3+} , ва бошқалар). Аммо, саноат миқёсида ушбу лазерлар асосан Cr^{3+} ва Nd^{3+} ионли моддаларда ишлаб чиқилган.

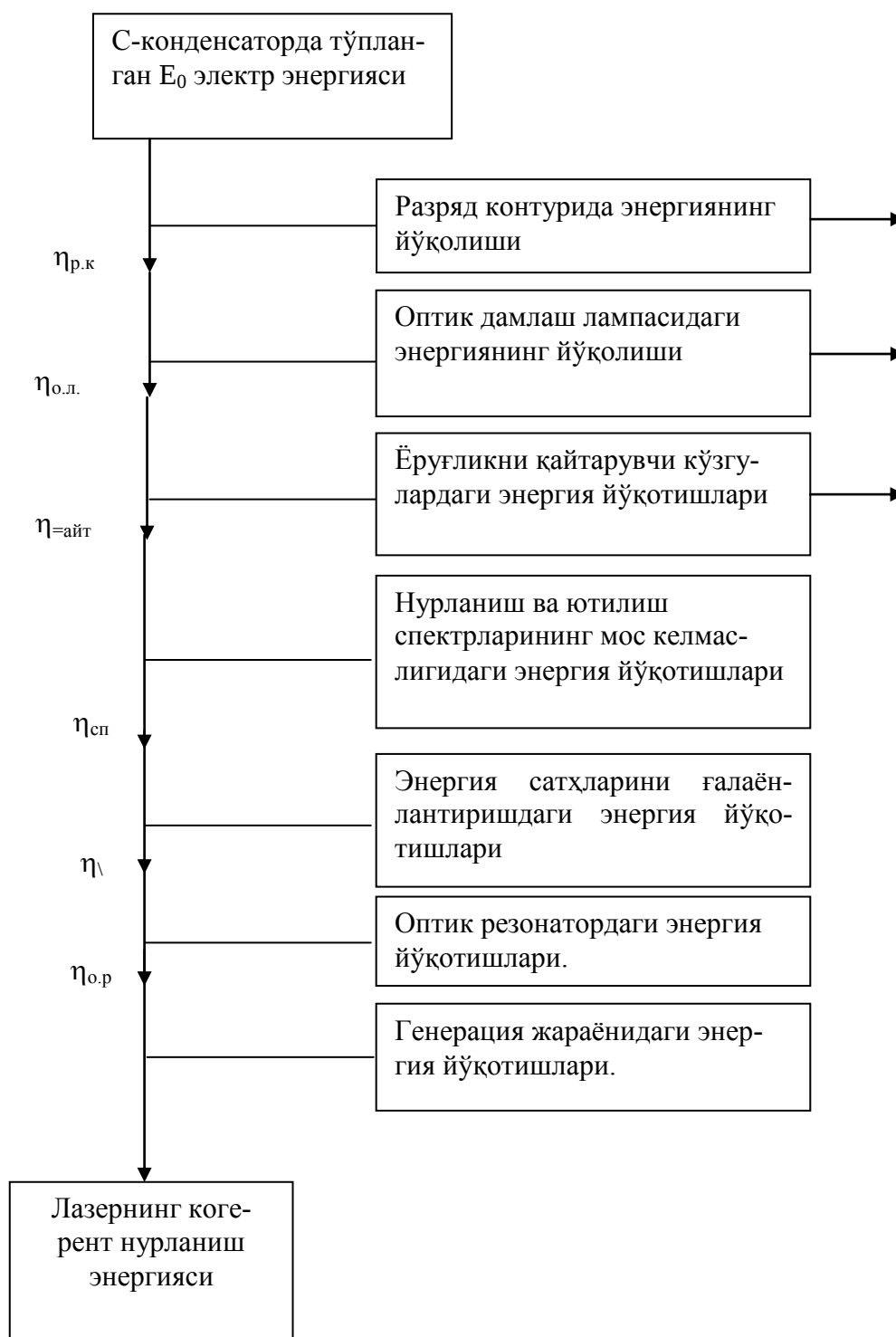
Қаттиқ жисмли фаол муҳитлар асоси сифатида корунд (Al_2O_3) иттрий алюминий гранат ($\text{Y}_3\text{Al}_3\text{O}_2$), шиша каби кристалл ёки аморф диэлектрик моддалар ишлатилади. Бундай қаттиқ жисмли асосда фаол муҳитни ҳосил қилишда, асосга киритилаётган аралашманинг концентрацияси кичик бўлиб, асосга нисбатан миқдори (0,05÷0,5)% оралиқда ётади.

Аралашма миқдорининг бундай қийматлардан кам бўлиши кучайтириш коэффициентини пасайишига олиб келади, кўпи эса фаол зарраларнинг ўзаро таъсирлашувини орттириб юборади. Ишчи фаол элемент жуда кўп талабларга жавоб бериши зарур. У оптик жиҳатдан бир жинсли, механик жиҳатдан мустаҳкам, иссиқлик ўтказувчанлиги катта, иссиқлик таъсирига чидамли, нурланиш тўлқин узунликлари соҳасида шаффоф ва механик қайта

ишлашлар натижасида катта ўлчамли фаол элементлар олиш имкониятини бера оладиган бўлиши керак.

Бу барча талабларга тўла жавоб берадиган моддалар кам. Ушбу фаол муҳит олиш имконини берувчи моддаларнинг тавсифлари 2-жадвалда келтирилган.

Қаттиқ жисмли лазерлардаги юқори лазер сатҳи зарралар билан тўлдирилиши, бу сатҳдан юқорида турган бир нечта сатҳлардаги зарраларни нурланишсиз тушиши орқали амалга оширилади. Оптик дамлаш лампасининг нурланиши фаол элементнинг асосий сатҳида жойлашган зарраларини энг юқори сатҳларига чиқаради. Бу сатҳга чиқарилган зарраларнинг яшаш вақтлари кичик бўлгани учун улар юқори ишчи лазер сатҳига тушиб, бу сатҳда тўпланадилар ва қуйи ишчи лазер сатҳига нисбатан инверс ҳолатини ҳосил қилади. Ёруғликни қайтаргич кўзгулари оптик дамлаш лампасининг эффективлигини ошириш учун хизмат қилади. Лазер қурилмасининг ишлашида электр энергиясининг когерент лазер нурланиш энергиясига айланишдаги энергия йўқотишларининг турлари 1.3-расмда келтирилган. 1-жадвалдан кўриниб турибдики электр таъминот манбаидан олинаётган энергиянинг кўп қисми ёруғлик лампасининг разряд занжирида, разрядда қайтарувчи кўзгуларда, фаол элементнинг ютилиш спектрига мос келмаган нурланиш спектрининг энергияси, асосий ва юқори энергетик сатҳларга нурланишсиз ўтишларда, зарраларнинг пастки лазер сатҳидан асосий сатҳига ўтишида (агар пастки сатҳ асосий сатҳ билан мос тушмаса), ҳамда оптик резонатор ичида йўқотилади.



1.3-расм. Лазер қурилмасининг ишлашида электр энергиясининг когерент лазер нурланиш энергиясига айланишдаги энергия йўқотишларининг турлари

Кўпчилик қаттиқ жисмли лазерлар давомийлиги 1 мс дан кичик бўлган импульсли режимда ишлайди ва махсус чоралар кўрилмаса, ўзига хос қатор импульслар нурловчи режимда ишлайди. Бу импульсларнинг давомийлиги 1

мкс атрофида бўлиб, импульслар оралиғи 10 мкс оралиғида ётади. Ушбу характердаги нурланиш режимининг асосида турли сабаблар бўлиши мумкин.

Шулардан баъзиларини кўриб чиқайлик. Оптик дамлаш ва генерация жараёнида фаол элементда жуда катта иссиқлик ажралиб чиқиши мумкин ва бунинг натижасида фаол элемент моддасининг зичлигини ва синдириш кўрсаткичини узлуксиз ўзгаришига олиб келади.

1-Жадвал.

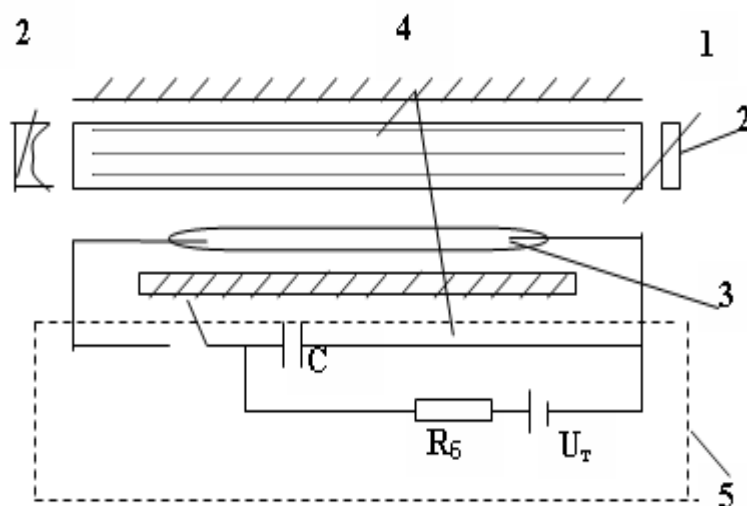
Ишчи жисм	Ёқут	Неодимл и шиша	Иттирий- алюминий гранат
Иссиқлик ўтказувчанлиги (Ж/см·с·К)	0,3	10^{-2}	0,1
Максимал ўлчамлари (диаметри ва узунлиги), см	0,5....1, 0 20.....50	5x20...50	,5 x 10
Оптик дамлаш энергиясининг куйи чегараси, Ж/ см ³	50	0,5	0,5
Иш ҳолатлари	Импульс ли даврий	Импульс ли даврий	Узлуксиз ва импульс ли даврий
Эркин генерация ҳолатидаги импульснинг давомийлиги, мс	1	0,1..1	0,5..10
Нурланиш энергияси, Ж			
а) эркин генерация ҳолатида, Ж.	$1....10^2$	10^3	$1....10$
б) аслиги модуляция қилинганда, Ж	0,1....1	10^2	0,1....1

Узлуксиз иш ҳолатида, Вт	-	-	300
--------------------------	---	---	-----

Бу ўзгаришлар фаол муҳит билан биргаликда резанаторнинг оптик узунлигини ўзгаришига олиб келади ва бунинг оқибатида бўйлама мода сакраб ўзгаради. Бўйлама моданинг сакраб ўзгаришига яна фаол муҳитдаги ионларнинг флуоренция чизигини ҳолатининг ва кенглигининг ўзгаришлари ҳам олиб келади. Мисол учун хона температураси 1^0K га ўзгарса ёкут кристаллининг нурланишини ютиш чизигининг ҳолати $5 \cdot 10^{-6}$ мкм га силжийди. Ёкут кристаллида генерация олиш жараёнида ушбу ҳолат резонатор бўйлама модасининг номерини бирга ўзгариши 1мкс ичида рўй беради. Оптик резонатор ичида электромагнит тўлқиннинг тарқалишида релаксация тебранма ҳолатнинг пайдо бўлишига сабаб, инверс тўлдирилганликнинг ҳосил бўлиши ва йўқотилишининг инерциясидир. Лазерда инерциянинг турғун ҳолати бирданига пайдо бўлмайди. Бунинг учун фаол муҳитнинг кучайтириш коэффиценти K_0 чегаравий K_q -кучайтириш коэффицентиға тенглашиб, ундан орта бошлагандан сўнг, резонатор ичидаги электромагнит тўлқиннинг амплитудаси кескин ортади ва бу ҳол маълум бир вақт давом этади. Шу вақт ичида лазердан чиқаётган нурланиш интенсивлиги ўзининг максимал қийматиға эришади.

Шу жараёндан сўнг $K_0=K_q$ бўлади ва шунга қарамай юқори лазер сатҳидан қуйи лазер сатҳиға зарраларнинг мажбурий ўтишлари натижасида генерация давом этади.

Бу ҳолат $K_0 < K_q$ шарт бажарилгунча давом этади. Лазер нурланишнинг интенсивлиги нолға тенглашади. Сўнгра юқорида айтган жараёнлар яна даврий равишда такрорланади.



1.4-расм. Оптик дамланувчи қаттиқ жисмли лазерининг тузилиши.

Импульсли нурланишнинг қувватини ошириш ва унинг вақтини қисқартириш учун қаттиқ жисмли лазерда оптик резонатор асслигини модуляция қилиш усули қўлланилади. Бу ҳолни вужудга келтириш учун оптик резонатор ичига ёруғлик нури таъсирида тиниқлашувчи оптик фильтр жойлаштирилади. Ғалаёнлантирилган зарраларнинг юқори энергетик сатҳдан релаксация вақтига тенг вақт ичида фаол элементини оптик дамлаш ($10^{-4} \div 10^{-3}$ секунд) амалга оширилади.

Оптик дамлаш жараёнининг охирида, яъни резонатор ичидаги нурланишнинг интенсивлиги маълум бир қийматга етишганда оптик фильтр қисқа вақт ичида тиниқлашади ва бу вақт ичида барча ғалаёнлантирилган зарралар юқори сатҳдан қўйи сатҳга мажбурий нурланиш бериб ўтади ҳамда шу вақт ичида якка импульсли нурланиш генерацияланади. Бу вақт ичида барча ғалаёнлантирилган зарралар юқори сатҳдан қуйи сатҳга мажбурий нурланиш бериб ўтади.

Хулосалар

Шундай қилиб, ушбу бобда лазер нурининг асосий хоссалари кўриб чиқилди ва қуйидаги хулосаларга келинди:

А.Ейнштейн 1916 йили квант тушунчалар асосида, яъни квант тизим томонидан ёруғликнинг ютилиши ёхуд нурланиши, ушбу тизимнинг бирор энергетик ҳолатдан бошқа энергетик ҳолатга ўтишида, мажбурий нурланиш жараёни бўлиши мумкинлиги ҳақидаги ўз гипотезаси асосида эмперик формулани келтириб чиқарди.

Заррани юқори энергетик сатҳдан қуйи энергетик сатҳга мажбурий ўтишдаги электромагнит квант нурланиши уни мажбурловчи электромагнит нурланиши квантига айнан ўхшашдир, яъни частоталари, фазалари, кутбланиш текисликлари, тарқалиши йўналишлари бир хил.

Когерент нурланиш фаол муҳитни ўтаётганда унинг кучайиш ва сусайиш жараёнлари ўзаро тенглашгунча интенсивлиги ортиб боради. Шундан сўнг кучайтирилаётган нурланиш интенсивлиги ўзгармай қолади ва ўзининг максимал қийматига эришади.

Лазер нурланиши ўта монохроматик бўлгани сабабли, у квант кучайтиргични ўтиш жараёнида монохроматиклик хусусиятини янада яхшилайдди.

Лазердаги генерациянинг манбаи бўлиб, ғалаёнлантирилган фаол зарранинг спонтан нурланиши хизмат қилади. Спонтан нурланиш фаол муҳит бўйлаб тарқалганда, ғалаёнлантирилган зарралар билан таъсирлашиши натижасида уларни мажбурий нурланиш чиқаришга мажбур қилади ва бу жараёнда электромагнит нурланишнинг когерент кучайтирилиши рўй беради.

2-боб. БОЗЕ КОНДЕНСАЦИЯ ВА ЎТА ОҚУВЧАНЛИК

2.1. Идеал газлар квант статистикаси

Квант механикасида заррачаларнинг энергияси ϵ_k , импульси p ва тўлқин сони k - Де-Бройл муносабатларини ҳисобга олсак, қуйидагича боғланган

$$p = \hbar k, \quad \epsilon_p = p^2/2m, \quad \epsilon_k = \hbar^2 k^2/2m \quad (2.1)$$

Квант статистикасига кура, газ зарраларининг энергия ϵ_k ёки импульс p ёки тўлқин сони k бўйича тақсимот функцияси ишлатилади ва қуйидагича ёзилади

$$n_{\epsilon_k} = \frac{1}{\exp(\frac{\epsilon_k - \mu}{k_b T}) \pm 1}, \quad n_p = \frac{1}{\exp(\frac{p^2/2m - \mu}{k_b T}) \pm 1}, \quad n_k = \frac{1}{\exp(\frac{\hbar^2 k^2/2m - \mu}{k_b T}) \pm 1} \quad (2.2)$$

Бу функциялар маъноси қуйидагича: n_{ϵ} , n_p , n_k - заррачанинг ϵ_k энергияли, ёки импульси p ёки тўлқин сони k бўлган ҳолатда ётиш (топилиш) эҳтимолини билдиради. (2.2) формулаларда k_b - Бойлцман доимийси, μ - газнинг химиявий потенциали дейилади. Махраждаги “+” ишора спинлари $s = 1/2$ га тенг бўлган Ферми статистикасидаги зарралар учун (масалан металллардаги электрон газлар), “-” ишора эса спинлари $s = 0$ га тенг бўлган Бозе статистикасидаги зарралар учун (масалан кристалллардаги фононлар ёки баъзи газлар: Гелий He^4 , Водород молекулали газ H_2 , Неон Ne , Аргон Ar ва хоказо) учун ишлатилади.

2.2. Идеал Бозе газ

Қуйида биз фақат Бозе тақсимот функцияси

$$n_{\epsilon_k} = \frac{1}{\exp(\frac{\epsilon_k - \mu}{k_b T}) - 1} = \frac{1}{\exp(\frac{\hbar^2 k^2/2m - \mu}{k_b T}) - 1} \quad (2.3)$$

нинг табиати, яъни заррачанинг ε_k энергияли, ёки k ҳолатда ётиш (топилиш) эҳтимоллиги функциясини ўрганамиз. Кўриниб турибдики, химиявий потенциал μ нинг қиймати мусбат бўла олмайди. Чунки, у ҳолда $\varepsilon_k = 0$ энергияли (ёки $k = 0$ импульсли) ҳолатда заррачанинг топилиш эҳтимоли манфий бўлиб қолади

$$n_{\varepsilon_k} = \frac{1}{\exp\left(\frac{-\mu}{k_b T}\right) - 1} < 0 \quad (2.4)$$

Бу мумкин эмас, чунки n_k – эҳтимоллик фақат мусбат сон бўлиш керак. Демак, μ нинг қиймати фақат нол ёки манфий қийматларгагина эришиш мумкин $\mu \leq 0$.

Химиявий потенциал μ - газ концентрацияси n ва температура T нинг функцияси бўлиб, қуйидаги тенгликдан - зарралар сонининг нормаллаштириш тенгламасидан топилади

$$n = \frac{N}{V} = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} n_{\varepsilon_k} dk_x dk_y dk_z = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{e^{\frac{\varepsilon_k - \mu}{k_b T}} - 1} dk_x dk_y dk_z \quad (2.5)$$

Интегрални ҳисоблаш учун Декарт фазосидан сферик координаталар фазосига ўтамыз.

$$n = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{e^{\frac{\varepsilon_k - \mu}{k_b T}} - 1} dk_x dk_y dk_z = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_0^{\infty} k^2 dk \int_0^{\pi} \sin \theta d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi \frac{1}{e^{\frac{\varepsilon_k - \mu}{k_b T}} - 1} \quad (2.6)$$

Интеграл остидаги функция θ ва φ бурчакларга боғлиқ эмас. Шунинг учун

$$\int_0^{\pi} \sin \theta d\theta = -\int_0^{\pi} d \cos \theta = -\int_1^{-1} dt = \int_{-1}^{+1} dt = 2, \quad \int_0^{2\pi} d\varphi = 2\pi \quad (2.7)$$

Натижада (6) тенглик қуйидагича кўриниш олади

$$n = \frac{4\pi}{(2\pi)^3} \int_0^{\infty} k^2 dk \frac{1}{e^{\frac{\varepsilon_k - \mu}{k_b T}} - 1} \quad (2.8)$$

Бу интегрални ҳисоблаш учун k ўзгарувчидан ε ўзгарувчига ўтиб оламиз. Бунинг учун (2.1) муносабатлардан фойдаланиб

$$\varepsilon = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}, \quad d\varepsilon = \frac{\hbar^2}{m} k dk, \quad k dk = \frac{m d\varepsilon}{\hbar^2}, \quad k^2 dk = \frac{\sqrt{2m\varepsilon}}{\hbar} \frac{m d\varepsilon}{\hbar^2} = \frac{\sqrt{2m}^{3/2}}{\hbar^3} \varepsilon^{1/2} d\varepsilon \quad (2.9)$$

(2.8) тенгликни қуйидагича ёзамиз

$$n = \frac{4\pi}{(2\pi)^3} \frac{\sqrt{2m}^{3/2}}{\hbar^3} \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon^{1/2} d\varepsilon}{e^{\frac{\varepsilon - \mu}{k_b T}} - 1} \quad (2.10)$$

Бу интегрални аналитик кўринишда ҳисоблаб бўлмайди, фақат сонли усулда ҳисоблаш мумкин. (2.10) тенгликдан кўринадики концентрация n берилганда (фиксирлаб оламиз, яъни $n = \text{const}$) температура T нинг ўзгариши - μ нинг ўзгаришига олиб келади. (4) дан маълумки $\mu \leq 0$. Фараз қилайлик – бирор температура T_0 да $\mu = 0$ бўлсин. Шу температура T_0 ни топиш учун (2.10) тенгликни қуйидагича ёзамиз

$$n = \frac{4\pi}{(2\pi)^3} \frac{\sqrt{2m}^{3/2}}{\hbar^3} \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon^{1/2} d\varepsilon}{e^{\frac{\varepsilon}{k_b T_0}} - 1} \quad (2.11)$$

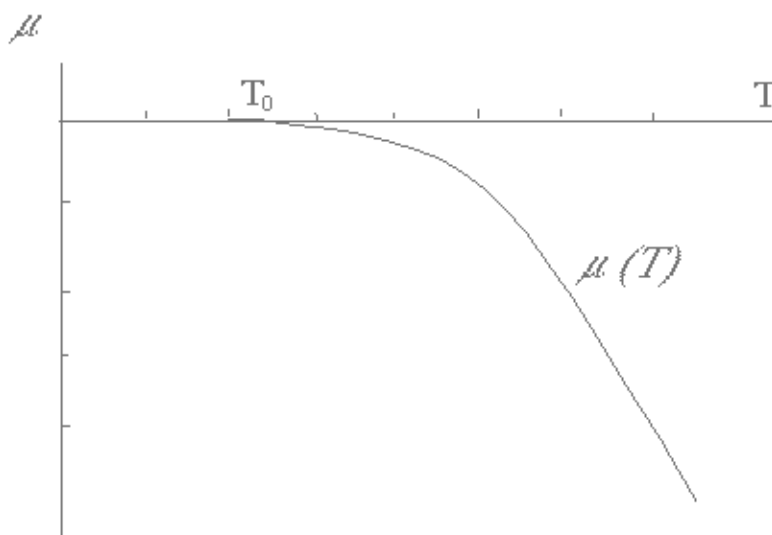
Бу интегрални аналитик кўринишда ҳисобланади, ва қуйидагини оламиз

$$n = \frac{4\pi}{(2\pi)^3} \frac{\sqrt{2m}^{3/2}}{\hbar^3} (k_b T_0)^{3/2} \int_0^{\infty} \frac{x^{1/2} dx}{e^x - 1} = \frac{4\pi}{(2\pi)^3} \frac{\sqrt{2m}^{3/2}}{\hbar^3} (k_b T_0)^{3/2} \Gamma\left(\frac{3}{2}\right) \zeta\left(\frac{3}{2}\right) \quad (2.12)$$

Бу ерда $\Gamma(3/2) = \pi^{1/2}/2$ ва $\xi(3/2) = 2.612$. У холда (2.12) дан T_0 температура учун қуйидагини оламиз

$$k_b T_0 = \frac{3.31 \hbar^2 n^{2/3}}{m} \quad (2.13)$$

Демак, концентрациянинг n берилган маълум бир қийматида шундай бир T_0 температура мавжуд эканки, бу температурада идеал Бозе – газ химиявий потенциали нолга тенг экан. Барча температура интервалида $\mu(T)$ боғланиши (2.10) дан сонли усулда ҳисобланган натижаси қуйидагича кўринишда бўлади (2.1-Расм)



2.1-Расм. Идеал Бозе – газ химиявий потенциалининг температурага боғланиши.

Демак, идеал Бозе – газ химиявий потенциали температура ортиши билан $-\infty$ га қараб ўсар экан. Температура камайса маълум бир T_0 да нолга тенг бўлиб то $T = 0$ гача доимо нол бўлиб қолар экан. Лекин (2.10) тенгликдан кўринадикки концентрация $n = \text{const}$ (фиксирланган) бўлгани учун температурани $T < T_0$ томонда камайишида интегралнинг қиймати ҳам камая бошлаш керак, чунки $\mu(T < T_0) = 0$. Бу холда (2.10) тенглик бажарилиб туриши учун унинг ўнг томонига интегралнинг камайиб боришини компенсацияловчи “нимадир” қўшиш керак

$$n = n_0 + \frac{4\pi}{(2\pi)^3} \frac{\sqrt{2}m^{3/2}}{\hbar^3} \int_0^\infty \frac{\varepsilon^{1/2} d\varepsilon}{e^{\frac{\varepsilon}{k_b T}} - 1}, \quad T < T_0 \quad (2.14)$$

$T < T_0$ да $\mu (T < T_0) = 0$ бўлгани сабабли Бозе тақсимот функцияси (2.3) қуйидагича ёзилади

$$n_k = \frac{1}{\exp\left(\frac{\varepsilon_k}{k_b T}\right) - 1} = \frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar^2 k^2 / 2m}{k_b T}\right) - 1}, \quad T < T_0 \quad (2.15)$$

Демак, $T < T_0$ да $k = 0$ ҳолатда (энг қуйи ҳолат) заррачанинг топилиш эҳтимоли ∞ га тенг экан, яъни $n_{k=0} = \infty$.

(2.14) тенгликдаги интеграл - фақат $k > 0$ (ёки $\varepsilon_k > 0$) ҳолатлардаги заррачалар сонинигина йигиб чиқади!, $k=0$ (ёки $\varepsilon_k = 0$) ҳолатлардаги заррачалар сони бу интегралга кирмайди. Шунинг учун энг қуйи ҳолатдаги зарралар сонини n_0 билан белгиләдик ва (14) тенгликда алоҳида қўшиб қўйилди. Фақат шундагина температурани $T < T_0$ томонда то нолгача камайишида (2.14) тенглик бажарилади.

(2.14) тенгликдаги интеграл (2.12) даги каби ҳисобланади ва қуйидагини оламиз

$$n = n_0 + \frac{4\pi}{(2\pi)^3} \frac{\sqrt{2}m^{3/2}}{\hbar^3} (k_b T)^{3/2} \Gamma\left(\frac{3}{2}\right) \zeta\left(\frac{3}{2}\right) = n_0(T) + n\left(\frac{T}{T_0}\right)^{3/2}, \quad (T < T_0) \quad (2.16)$$

ёки

$$n_0(T) = n - n\left(\frac{T}{T_0}\right)^{3/2} = n\left[1 - \left(\frac{T}{T_0}\right)^{3/2}\right], \quad (T < T_0) \quad (2.17)$$

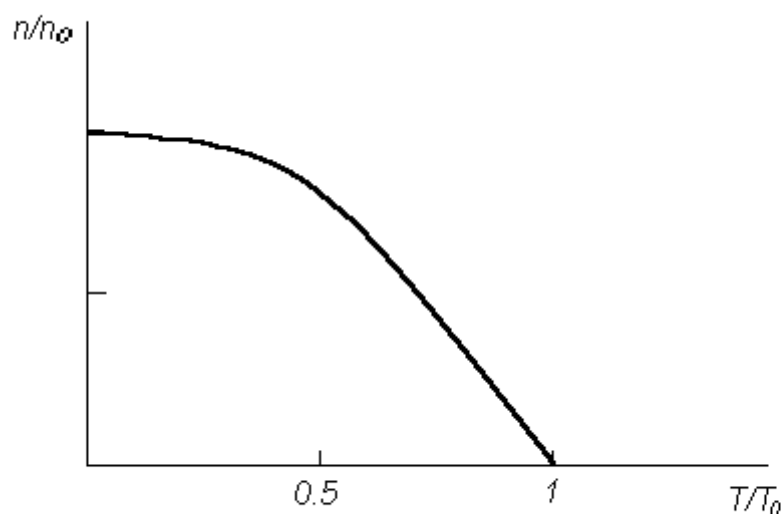
Бу функциянинг графиги 2.2-расмд а келтирилган.

Демак:

- Температуранинг $T > T_0$ қийматларида идеал Бозе газининг химиявий потенциалини температурага боғланиши $\mu(T)$ - (10) тенгликдан сонли усулда ҳисобланади ва у 1-расмда кўрсатилган;

- Температуранинг $T < T_0$ қийматларида эса $\mu=0$ бўлади ва “Энг қуйи ҳолат $k=0$ ” даги зарралар сони n_0 - (2.17) тенгликдан топилади.

Энг қуйи ҳолатдаги зарралар сони n_0 ни “Бозе конденсат” деб ҳам аталади. Температура пасайиб $T < T_0$ қийматларида Бозе зарраларининг қуйи ҳолатга – яъни конденсатга тўплана олиши хоссаси – Бозе конденсацияси дейилади. (2.17) формуладаги T_0 температура Бозе-конденсацияни бошланиш нуқтаси бўлиб уни Бозе конденсация (ёки Бозе-Эйнштейн) температураси дейилади.



2.2-Расм. Айниган Бозе-газда $k=0$ қуйи ҳолатга конденсацияланган зарралар нисбий концентрацияси $n_0(T)/n$ нинг температурага боғланиши

Бозе конденсацияси фақат (2.3) тақсимотга - яъни Бозе статистикасидаги зарралар учун тааллуқлидир. Спинлари $s=1/2$ бўлган фермионлар учун Паули принципига кўра битта энергияли ҳолатга атиги иккитагина фермион жойлаша олади. Бозонларда эса бундай тақикланиш йўқ ва шунинг учун битта энергияли ҳолатга исталганча бозон жойлаша олади. Температура пасайишида бозе конденсатга тўпланаётган зарралар сони (2.17) қонун бўйича ошиб бориб $T=0$ да барча бозонлар конденсатга тушиб бўлади, яъни $n_0(T=0) = n$ бўлади. (2.16) тенгликдаги охириги ҳад хали конденсатга тушиб улгурмаган зарралар сонини беради.

Юқорида келтирилган (2.3) квант Бозе газини юқори температураларда яъни $T \gg T_0$ хол учун таҳлил қилайлик. У холда 2.1-расмдан кўринадики, химиявий потенциал катта манфий қийматларга интилади. Қачондир катта температураларда $-\mu(T)/T = + |\mu(T)|/T \gg 1$ бўлганда (2.3) формулани қуйидагича соддалаштириш мумкин

$$n_k = \frac{1}{\exp(\frac{\varepsilon_k - \mu}{k_b T}) - 1} \approx \frac{1}{\exp(\frac{\varepsilon_k - \mu}{k_b T})} \approx \exp(-\frac{\varepsilon_k - \mu}{k_b T}) \approx \exp(\frac{\mu}{k_b T}) \exp(-\frac{\varepsilon}{k_b T}) \quad (2.18)$$

Бу тақсимот – классик статистик физикадаги Максвелл тақсимот функциясидир. Юқори температураларда яъни $T \gg T_0$ бўлганда газни классик деб - яъни квант эффектларсиз деб ҳисоблаш мумкин экан ва (2.18) Максвелл тақсимоидан фойдаланиш мумкин экан. Температура пасайиб борса газдаги заррачаларнинг ўртача тезликлари камайиб боради ва Де-Бройл муносабатлари (2.1) га асосан импульси $p = mv = \hbar k$ ва тўлқин сони k қиймати ҳам камайиб, тўлқин узунлиги эса орта бошлайди ($k = 2\pi / \lambda$). Қачонки маълум бир T_a температурада - газдаги заррачаларнинг тўлқин узунлиги шу заррачалар орасидаги масофага

$$(V/N)^{1/3} = 1/(N/V)^{1/3} = 1/n^{1/3} = n^{-1/3} [\text{см}] = l_0$$

яқинлашса квант эффектлар бошланади ва ундан кичик $T < T_a$ температураларда (2.18) классик тақсимот ўрнига (2.3) квант тақсимот функциясидан фойдаланиш керак. T_a температурани топайлик

$$n^{-1/3} = \lambda = 2\pi / k = 2\pi \hbar / \hbar k = 2\pi \hbar / p = 2\pi \hbar / mv$$

ва

$$mv^2 = 3k_b T_a$$

дан фойдаланиб қуйидагига эга бўламиз

$$k_b T_a \approx 13 \frac{\hbar^2 n^{2/3}}{m} \quad (2.19)$$

Бу температура газнинг айниш температураси дейилади ва бу нуқта Бозе-Эйнштейн конденсация температураси (2.13) формуладаги T_0 дан биров

катта яъни юқорирокда жойлашган экан. Демак температура пасайиб тахминан T_a га тенг бўлганда ва $T < T_a$ томонда (2.18) классик тақсимот ўрнига (2.3) квант тақсимот функциясидан фойдаланиш керак экан.

Идеал бозе газининг ўзгармас хажм бирлигидаги ички энергияси қуйидагига тенг

$$\varepsilon_V = \frac{E}{V} = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \varepsilon_k n_{\varepsilon_k} dk_x dk_y dk_z = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\varepsilon_k}{e^{\frac{\varepsilon_k - \mu}{k_b T}} - 1} dk_x dk_y dk_z \quad (2.20)$$

Юқоридаги (2.5-9) тенгликлардаги ҳисоб усулидан фойдаланиб қуйидагини олиш мумкин

$$\varepsilon_V(T) = \frac{4\pi}{(2\pi)^3} \frac{\sqrt{2}m^{3/2}}{\hbar^3} \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon^{3/2} d\varepsilon}{e^{\frac{\varepsilon - \mu(T)}{k_b T}} - 1} \quad (2.21)$$

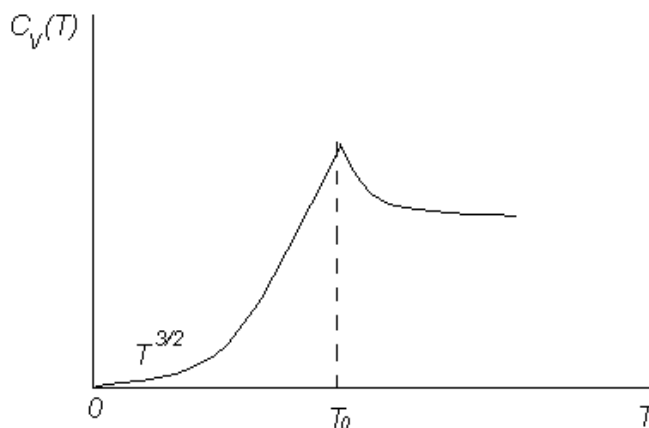
Бу формулада температура ўзгарганда химиявий потенциал ҳам температурани функцияси $\mu(T)$ сифатида ўзгаради (2.1-расм). Барча температура интервалида $\mu(T)$ боғланиши (2.10) дан сонли усулда ҳисобланиб, сўнгра T га мос μ ни бу қийматларни (2.21) га қуйиб $\varepsilon_V(T)$ ни топиш мумкин. Умумий усул шундай сонли усулдан иборат. Лекин $T < T_0$ томонда $\mu=0$ бўлгани сабабли аналитик усулда ҳисоблаш мумкин

$$\begin{aligned} \varepsilon_V(T < T_0) &= \frac{4\pi}{(2\pi)^3} \frac{\sqrt{2}m^{3/2}}{\hbar^3} \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon^{3/2} d\varepsilon}{e^{\frac{\varepsilon}{k_b T}} - 1} = \frac{4\pi}{(2\pi)^3} \frac{\sqrt{2}m^{3/2}}{\hbar^3} (k_b T)^{5/2} \int_0^{\infty} \frac{x^{3/2} dx}{e^x - 1} = \\ &= \frac{4\pi}{(2\pi)^3} \frac{\sqrt{2}m^{3/2}}{\hbar^3} (k_b T)^{5/2} \Gamma\left(\frac{5}{2}\right) \zeta\left(\frac{5}{2}\right) = 0.77 T (T/T_0)^{3/2} = 0.77 T^{5/2} / T_0^{3/2} \end{aligned} \quad (2.22)$$

Хажм ўзгармас бўлганда газнинг иссиқлик сиғими қуйидагига тенг

$$C_V(T) = \frac{\partial \varepsilon_V(T)}{\partial T} = 1.92 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{3/2} \quad (2.23)$$

Барча температура интервалида сонли ҳисобланган $C_V(T)$ боғланиш графиги қуйида (2.3-расмда) келтирилган.



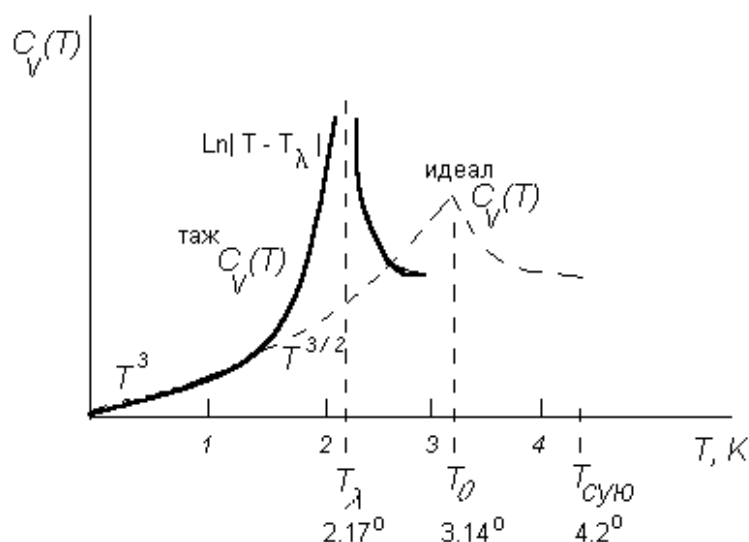
2.3-Расм. Идеал Бозе-газининг хажм ўзгармас бўлганда иссиқлик
сигимининг температурага боғланиши

2.3. Ўта оқувчанлик

Гелий He^4 гази умумий спини $s=0$ бўлиб, бозе газ ҳисобланади. Тажрибаларда бу газнинг температура пасайиб $T_{\text{сую}} = 4.2^0\text{K}$ нуктада суюлиб, пастрокда $T_{\lambda} = 2.172^0\text{K}$ нуктада эса “Ўта оқувчан” ҳолатга ўтиши кузатилган. Агар оддий сувни бирор идишга қуйиб, уни айлантириб қўйсак, бу сув маълум қисқа вақтдан сўнг албатта тўхтайдди. Лекин “Ўта оқувчан” ҳолатдаги суюқ Гелий тўхтамай айланаверар экан. Ёки капилляр найчадан, идиш деворларидан қаршиликсиз фонтан каби оқиб ўта олар экан. Суюқ Гелийнинг тажрибаларда аниқланган иссиқлик сигими (хажм ўзгармас бўлганда) $C_V(T)$ қуйидаги расмда келтирилган (2.4-Расм). Температуранинг $T=T_{\lambda} = 2.172^0\text{K}$ нуктасида “фазавий ўтиш” содир бўлар экан – яъни бу модданинг бир ҳолатдан хоссалари билан фарк киладиган бошқа ҳолатга тишидир. Гелий He^4 даги бу фазавий ўтишни λ -ўтиш деб ҳам аташади (Тажрибаларда кузатилган $C_V(T)$ боғланиш чизиги λ харфига ўхшайди). Агар Гелий He^4 атомининг массасини ва концентрацияси қиймати бўйича (13) формуладан T_0 ни ҳисобланса

$$T_0 = \frac{3.31\hbar^2 n_{\text{He}^4}^{3/2}}{k_b m_{\text{He}^4}} = 3.14^0 K \quad (2.24)$$

Бу қиймат тажрибадаги λ -ўтиш температураси $T_\lambda = 2.172^0\text{K}$ га жуда яқин. Тажрибада кузатилган Гелий He^4 иссиқлик сиғимининг ва идеал Бозе-газ иссиқлик сиғимининг чизиклари ҳам жуда ухшаш, шу сабабли He^4 ни T_λ нуқтада “Ўта оқувчан” ҳолатга тишини Бозе конденсация ходисаси билан боғлашади.



2.4-Расм. “Ўта оқувчан” Гелий He^4 иссиқлик сиғимининг температурага боғланиши, идеал Бозе-газнинг иссиқлик сиғими штрих чизикда кўрсатилган.

Албатта Идеал бозе газ ўта соддалаштирилган модел бўлиб реал газ бўлмиш He^4 ни тўла тушинтира олмайди. Масалан $T_\lambda = 2.172^0\text{K} < T_0 = 3.14^0\text{K}$. Бундан ташқари, тажрибада кузатилган $C_V(T)$ чизик $T \rightarrow T_\lambda$ яқинида логарифмик сингуляр $\ln|T - T_\lambda|$ қонун бўйича усади, $T \rightarrow 0$ да эса T^3 қонун бўйича камаяди. Идеал газда эса $C_V(T)$ чизик $T \rightarrow 0$ да $T^{3/2}$ қонун бўйича камаяди. Тажрибадан бундай четланишлар He^4 ни реал газ – эканлиги ва уни тўла равишда идеал газ деб олиш мумкин эмаслиги – яъни газдаги He^4 атомлари ўзаро таъсирини ҳисобга олиш зарурлигини таъкидлайди.

Эркин ҳаракатланувчи битта заррани олайлик. Агар унинг тезлиги V га тенг бўлса кинетик энергиясини қуйидагича ёзиш мумкин

$$\varepsilon_p = p^2/2m, \quad \varepsilon_v = mV^2/2, \quad \varepsilon_k = \hbar^2 k^2/2m \quad (2.25)$$

Бу муносабат заррачани кинетик энергиясининг тезликка ёки импульсга ёки тўлқин сонига боғланишини кўрсатади ва уни баъзан заррачанинг “спектри” деб аташади. (2.25) муносабатда зарра энергияси k тўлқин сонига квадратик боғланган бўлиб параболик – спектр ҳам деб юритишади.

Реал газларни зарралари (молекулалари) макроскопик катта бўлиб, улар ўзаро таъсирлашади - яъни идеал газ эмас. Реал газлар масаласини ечиш осон эмаслиги боис, тақрибий усуллар ва моделлардан фойдаланилади. Шу усуллардан биттаси “Квазизарралар усули” дир.

Квазизарралар усули – 1940-1941 йилларда Л.Д.Ландау томонидан ўта-оқувчанлик назариясини яратиш мақсадида киритилган бўлиб, макроскопик модданинг энергия спектрини таҳлил қилишга имкон беради.

Бу методга кўра, ноидеал (зарралари эркин бўлмаган, таъсирлашадиган реал газ) газнинг кучсиз уйғонган (ғалаёнланган) ҳолатини - унга мос шундай идеал (квазизарралари эркин бўлган) газ моделига алмаштириладики – бу идеал газ спектри эркин квазизарралар спектри бўлиб, дастлабки реал газни хоссаларини тахминан (баъзан катта аниқликда) акс эттиради.

Бу “янги идеал газ” квазизарралари дастлабки реал газни коллектив ҳаракатини акс эттиради. Квазизарра энергетик спектри аргументи энди оддий импульс эмас балки квазиимпульс дейилади. Квазизарралар модели моҳиятига кура энди бу - идеал газ бўлгани сабабли (лекин энергия спектори бошқача бўлади) оддий идеал газ модели каби ҳисоб – китоб қилиш мумкин. Масалар: квазизарралари спектри E_k бўлган идеал газ тўла энергияси қуйидагича ёзилиш мумкин (Бозе статистикаси учун)

$$E = \frac{V}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} E_k n_{E_k} dk_x dk_y dk_z = \frac{V}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{E_k}{e^{\frac{E_k}{k_b T}} - 1} dk_x dk_y dk_z \quad (2.26)$$

Квазизаррлар тўла сонини эса қуйидагича ёзилиш мумкин (Бозе статистикаси учун)

$$N = \frac{V}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} n_{E_k} dk_x dk_y dk_z = \frac{V}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{e^{\frac{E_k}{k_b T}} - 1} dk_x dk_y dk_z \quad (2.27)$$

Масалан кристаллдаги фононлар гази учун спектр $E_k = \hbar k = \hbar p = E_p$, бу ерда $\hbar$ – кристаллдаги товуш тарқалиш тезлигидир. Фотон гази учун эса, $E_k = \hbar k = \hbar c p = E_p$, бу ерда c – ёруғлик (фотон) тарқалиш тезлигидир.

Юқоридаги (2.26), (2.27) формулалардан кўринадики, Квазизарралар сонининг сақланиш тенгламаси (2.27) ёки тўла энергияси (2.26) тенгламасида, химиявий потенциал йўқ, яъни нолга тенг. Демак температура ўзгарса, квазизарралар сони (2.27) ёки тўла энергияси (2.26) ўзгарар экан. Яъни квазизарралар сони сақланмайди. Демак, масалан температура абсолют нолда кристаллда ҳеч қандай квазизарра -фонон йўқ.

Квазизарраларнинг моделига аслида умумий квантомеханик Гамильтонианни диагоналлаштириш орқали ўтилади. Бу квазизаррани микроскопик моделга олиб келади. Лекин, баъзан квазизарралар спектри гипотеза қилиниб ёзиб ҳам олишади (умумий квантомеханик Гамильтонианни диагоналлаштириш қийин бўлганда). У ҳолда –Феноменологик модел деб аташади.

1941 – йил Ландау ўта оқувчан Гелийнинг баъзи гайритабiiй хоссаларини ундаги квазизарраларни гипотетик спектри орқали тушинтириб берди. Тажрибалардан маълум эдики, температура пасайишида $T \rightarrow 0$ да ўта оқувчан Гелийнинг иссиқлик сиғими T^3 қонун бўйича камаяр эди (Идеал газда эса $C_V(T \rightarrow 0) \sim T^{3/2}$).

Ландау, ўта оқувчан Гелийда паст температураларда квазизарра-фононлар уйғонади деб фараз қилди. У фонон спектрини оддий кўринишда ёзди

$$E_k^{\text{Фонон}} = \hbar k = \hbar p = E_p \quad (2.28)$$

ва бу ердаги u - ўта оқувчан Гелийда товуш тарқалиш тезлиги деб ҳисоблади. У ҳолда тажрибаларда кузатилган температура пасайишида $C_V(T \rightarrow 0) \sim T^3$ қонунни тушинтириш мумкин бўлар экан. Хакикатан, (2.26) формулага (2.28) спектрни қўйиб ҳисобласак

$$\begin{aligned} E &= \frac{V}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{E_k}{e^{\frac{E_k}{k_b T}} - 1} dk_x dk_y dk_z = \frac{V 4\pi}{(2\pi)^3} \int_0^{\infty} \frac{u \hbar k}{e^{\frac{u \hbar k}{k_b T}} - 1} k^2 dk = \\ &= \frac{V 4\pi}{(2\pi)^3} \frac{(k_b T)^4}{(u \hbar)^3} \int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \text{Const } T^4 \end{aligned} \quad (2.29)$$

У ҳолда (2.23) рецепт орқали хажм ўзгармас бўлгандаги иссиқлик сиғимини қуйидагича ҳисоблаш мумкин

$$C_V^{\text{Фонон}}(T) = \frac{\partial \varepsilon_V(T)}{\partial T} = \text{Const } T^3 \quad (2.30)$$

Демак, Ландау киритган гипотетик фононлар орқали тажрибаларда кузатилган температура пасайишида $C_V(T \rightarrow 0) \sim T^3$ қонунни тушинтириш мумкин экан.

Ландау, температура ортиб боришида фононлардан ташқари яна Ротонлар (унча катта бўлмаган He^4 атомлари уюми ҳаракати) деб аталган квазизарралар уйғониш мумкин деб фараз қилди, ва ротон спектрини қуйидагича тасвирлади

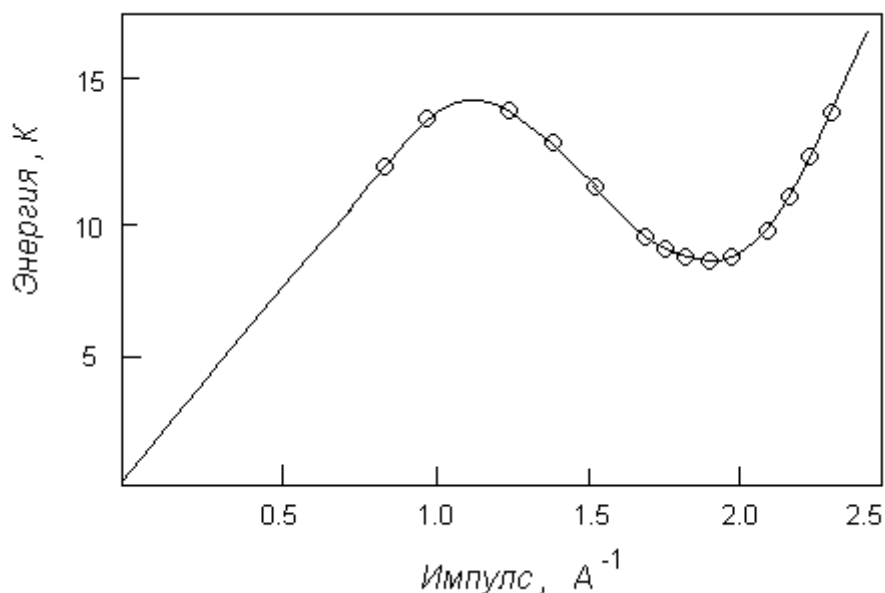
$$E_k^{\text{Ротон}} = \Delta + (p - p_0)^2 / 2m_{\text{eff}} \quad (2.31)$$

Бу ерда Δ - энергетик тиркиш, ва m_{eff} - элементар квазизарра – ротон массаси.

Умумий спектр (яъни (2.28) фононлар ва (2.31) ротонлар спектри) хакикатан ҳам тажрибада (ўта оқувчан Гелийда нейтронлар дифракцияси орқали) тасдиқланган (2.5-Расм). Тажрибага солиштириш йўли билан (2.31) формуладаги учта параметр қиймати аниқланган бўлиб қуйидагича экан

$$\begin{aligned}\frac{p_0}{\hbar} &= (1.92 \pm 0.01) \text{ \AA}^{-1} \\ \frac{\Delta}{k_b} &= (8.65 \pm 0.04) \text{ K} \\ m_{eff} &= (0.16 \pm 0.01) m_{\text{He}^4}\end{aligned}\tag{2.32}$$

Ўта оқувчанликнинг асл микроскопик назарияси – Н.Н.Боголюбов томонидан ривожлантирилган бўлиб, унда ноидеал бозе газининг умумий гамилтониани модел гамилтонианга алмаштириш йўли билан соддалаштирилган ва дигонал кўринишга келтирилиб, элементар квазизирра - фонон спектрини микроскопик асосда топилган.



2.5-Расм. “Ўта оқувчан” Гелий He^4 да, $T=1.1$ К температурада нейтронлар дифракцияси орқали аниқланган квазизарралар Фонон ва Ротон спектрал чизиқлари

2.4. Ўта оқувчанликнинг Ландау критерияси

Ландау кўрсатишича, суюқликнинг оқиш тезлиги маълум бир критик тезликдан кичик бўлгандагина ўта оқувчанлик кузатилар экан. Ландау куйидагича мулохаза қилади. Маълум бирор идишда V тезлик билан оқаётган суюқликни фараз қилайлик. Суюқлик идиш деворига ишқаланиши туфайли унда элементар квазизарралар уйғонади. Яъни суюқлик кинетик

энергиясининг бир қисми квазизарралар энергиясига айланади. Шу суюқликда энергияси E_p ва импульси p га тенг бўлган квазизарралар уйғониш шартини аниқлайлик.

Идишга маҳкамланган санок системасига нисбатан квазизарра уйғониш энергияси куйдагига тенг

$$E_p + pV \quad (2.33)$$

Агар, суюқликни дастлабки кинетик энергияси E_0 бўлса, энергияси E_p импульси p га тенг бўлган квазизарра уйғонгандан сўнг эса суюқликни кинетик энергияси E_0^1 бўлса, у ҳолда сақланиш қонунига кўра

$$E_0 = E_0^1 + E_p + pV \quad (2.33)$$

бўлиш керак. Демак, суюқлик тормозланиши учун (квазизарра уйғониш учун) куйидаги шарт бажарилиши керак

$$E_p + pV < 0 \quad (2.34)$$

Оқим тезлиги V нинг абсолют қиймати берилганда, (2.34) нинг чап томонидаги сумма минимумга эришади – агарда квазизарра импульси оқим тезлигига қарама қарши яъни $p = -V$ бўлса. Демак (2.34) шарт бажарилиши учун

$$E_p - pV < 0 \quad \text{ёки} \quad V > E_p / p \quad (2.35)$$

бўлиши керак. Ёки бошқача қилиб айтганда, квазизарра спектри

$$\min (E_p / p) = V_{кр} > 0 \quad (2.36)$$

шартни қаноатлантирса, у ҳолда, суюқлик оқими тезлиги $V < V_{кр}$, бўлган шароитда (2.34) шарт бажарилмайди ва суюқлик оқими секинлашмайди: у ўта оқувчан бўлади.

Акс ҳолда, агар $V > V_{кр}$, бўлса у ҳолда, квазизарра уйғона (пайдо бўла) бошлайди ва суюқлик оқими тезлиги камаяди. Натижада ўта оқувчанлик бузилади. Оддий идеал газ заррачалари спектри $E_p = p^2/2m$ бўлиб унинг учун

$$\min (E_p / p) = \min (p / 2m) = V_{кр} = 0 \quad (2.37)$$

яъни, оқим тезлигини исталган кичик қийматида ҳам заррачалар “уйғонаверади ” ва ўта оқувчан бўлмайди.

Хулосалар

Концентрациянинг маълум бир қийматида шундай бир T_0 температура мавжуд эканки, бу температурада идеал Бозе – газнинг химиявий потенциали нолга тенг экан. Температура $T < T_0$ бўлганда концентрация

$$n_0(T) = n - n \left(\frac{T}{T_0} \right)^{3/2} = n \left[1 - \left(\frac{T}{T_0} \right)^{3/2} \right]$$

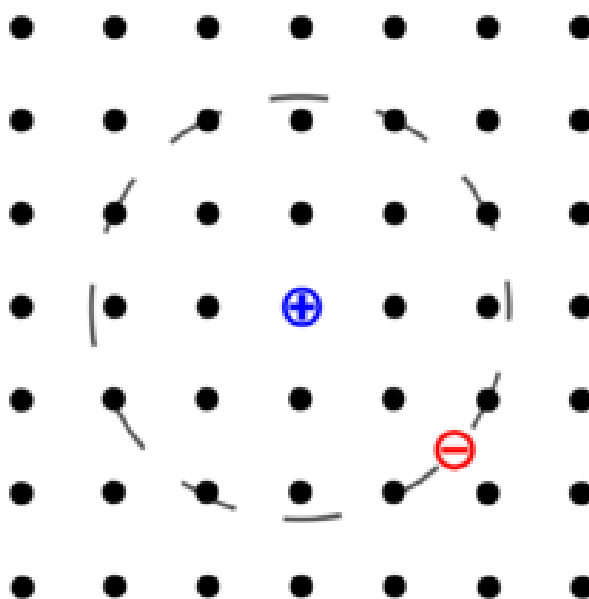
Энг қуйи ҳолатдаги зарралар сони n_0 ни “Бозе конденсат“ деб аталади. Температуранинг $T < T_0$ қийматларида Бозе зарраларининг қуйи ҳолатга – яъни конденсатга тўплана олиши хоссаси – Бозе конденсацияси дейилади. T_0 температура Бозе-конденсацияни бошланиш нуқтаси бўлиб, уни Бозе конденсация (ёки Бозе-Эйнштейн) температураси дейилади.

3-БОБ. ПОЛЯРИТОН ЛАЗЕРЛАРНИНГ АСОСИЙ ХОССАЛАРИ

3.1. Экситонлар

Ванье-Мотт экситони — радиуси панжара доимийсидан анча катта бўлган электрон ва коваклардан ташкил топган. У диэлектрик сингдирувчанлиги юқори бўлган яримўтказгичларда ҳосил бўлади. Диэлектрик сингдирувчанликнинг катта қиймати электрон ва ковак орасидаги электр майдонини сусайтиради ва радиуснинг ортишига олиб келади.

Френкель экситони — Ванье-Мотт экситонининг хусусий ҳоли бўлиб, битта ёки кўшни тугунларга хос электрон ва ковакдан ташкил топган, шунинг учун экситон радиуси панжара доимийси тартибида бўлади.



3.1-расм. Экситон

Экситон тушунчаси 1931 йилда Френкель томонидан киритилган. Экситон ҳақидаги тасаввурлар Ванье томонидан назарий башорат қилинган

ва Мотт томонидан охирига етказилган. Шунинг учун бу квазизарра Ванье-Мотт экситони дейилади.

Уч ўлчовли хол

Ванье-Мотт экситонининг энергетик спектрини ҳисоблаш учун оддий моделдан фойдаланамиз. Электрон ва ковак орасидаги масофа катта бўлганлиги учун эффектив масса усулидан фойдаланиш мумкин. Электрон ва ковакларнинг массалари изотроп, улар ўртасидаги ўзаро таъсир эса кулон қонунига бўйсунди деб ҳисоблаймиз. У ҳолда бу система учун Шредингер тенгламаси

$$\left(\frac{\hat{p}_e^2}{2m_e} + \frac{\hat{p}_h^2}{2m_h} - \frac{e^2}{\epsilon r} \right) \Psi = E \Psi \quad (3.1)$$

кўринишга эга бўлади. Инерция марказининг илгариланма ҳаракати ва инерция маркази атрофидаги айланма ҳаракатни ажратувчи ўзгарувчиларни алмаштириш тенгламани

$$\left(\frac{\hat{p}_{ex}^2}{2\mu} - \frac{e^2}{\epsilon r} \right) \Phi(\mathbf{r}) = \left(E - \frac{\hbar^2 k_{ex}^2}{2M} \right) \Phi(\mathbf{r}) \quad (3.2)$$

кўринишга олиб келади, бу ерда $M=m_e+m_h$, $\mu=(1/m_e+1/m_h)^{-1}$, $r=r_e-r_h$.

Бу тенглама водород атоми учун Шредингер тенгламасига ўхшаб кетади. Бу ердан келиб чиқадики, экситон энергиясининг дисперсион боғлиқлиги

$$E_n(k_{ex}) = -\frac{\mu e^4}{2\hbar^2 \epsilon^2 n^2} + \frac{\hbar^2 k_{ex}^2}{2M} = -\frac{R_{ex}}{n^2} + \frac{\hbar^2 k_{ex}^2}{2M} \quad (3.3)$$

шаклга эга бўлади. $R_{ex}=\mu e^4/(2\hbar^2 \epsilon^2)$ Ридберг доимийсига ўхшаш катталик бўлиб, экситон Ридберги дейилади.

Икки ўлчовли ҳол

Заряд ташувчиларнинг юқори концентрацияларида яримўтказгичларда кулон ўзаро таъсирини экранлаш муҳим аҳамиятга эга бўлиб қолади ва бу Ванье-Мотт экситонининг бузилишига олиб келади. Эркин заряд ташувчилар мавжуд бўлганда кулон ўзаро таъсири

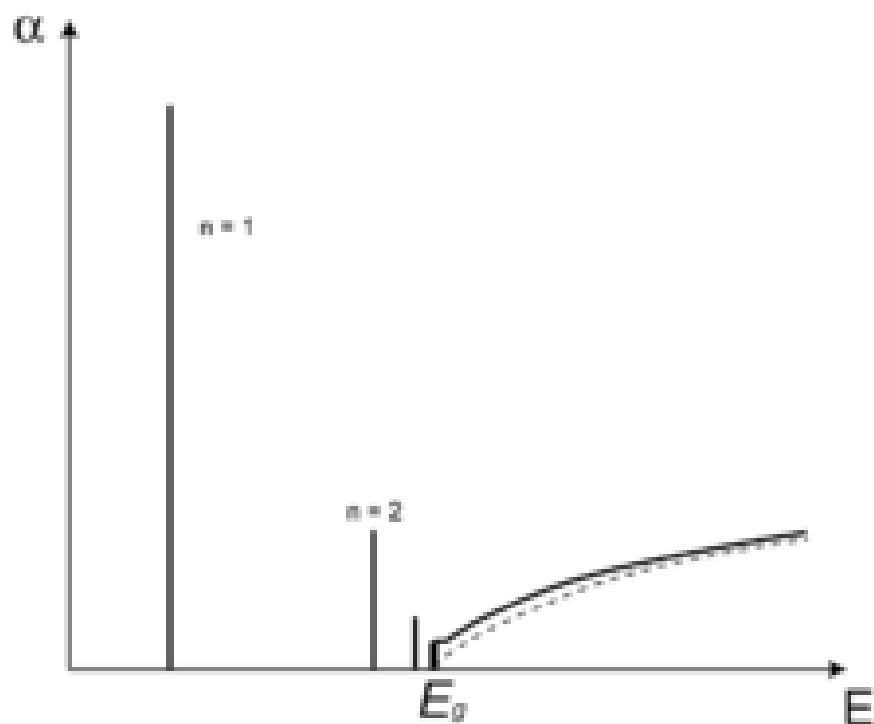
$$V(r) = \frac{e^2}{\epsilon r} e^{-r/r_D}, \quad (3.4)$$

кўринишда бўлади, бу ерда $r_D = \epsilon kT / 4\pi e^2 N$ — экранлашнинг Дебай радиуси, N — эркин заряд ташувчилар концентрацияси.

Агар $n=1$ ҳолатдаги экситоннинг радиуси $a_{ex} = \hbar^2 \epsilon / \mu e^2$ бўлса, экранлаш натижасида экситоннинг йўқолиш шarti $a_{ex} > r_D$ бўлади. Ge кристаллида Ванье-Мотт экситони учун бу шарт донорлар концентрацияси $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$, ва температура $T=77 \text{ К}$ бўлганда бажарилади. Шундай қилиб, яримўтказгичларда заиф боғланган экситонларни кузатиш учун паст температура ва тоза кристалллар керак бўлади.

Экситон спектрининг ҳосил бўлиши

Ванье-Мотт экситони яримўтказгичларнинг ютилиш спектрларида оптик ютилиш чегарасидан пастроқда E_n катталиқка силжиган чизиқлар сифатида аниқ кўринади. Ванье-Мотт экситонларининг водородсимон спектри биринчи марта 1952 йилда Е.Ф.Гросс ва Н.А.Кариевлар томонидан Cu_2O молекуласининг ютилиш спектрида кузатилган. Экситонлар шунингдек, люминесценция, фотоўтказувчанлик, Штарк эффекти ва Зееман эффектларида ҳам кузатилади.



3.2-расм. Экситонлар иштирокида (узлуксиз чизиқ) ва экситон эффектлари ҳисобга олинмаганда тўғри зонали яримўтказгичларда ман қилинган зона яқинида ютилиш спектри.

3.2. Экситонларнинг коллектив хусусиятлари

Яримўтказгичларнинг ўзига хос хусусиятлари шундаки, уларда икки хил заряд ташувчилар, яъни электрон ва коваклар мавжуд бўлади. У электронлар ва коваклар ўзаро кулон тортишиш кучлари туфайли боғланган ҳолатда бўлиши мумкин. Кристаллда эркин кўчиб юрувчи мана шу боғланган ҳолат экситон дейилади.

Бор формуласидан фойдаланиб, экситонларнинг боғланиш энергияси ва эффектив радиусларини баҳолаш мумкин, фақат бунда электрон ва ковакнинг эффектив массалари эркин электроннинг массасидан фарқ қилишини ҳамда кристаллнинг диэлектрик сингдирувчанлиги электр майдонини сусайтиришини ҳисобга олиш керак.

$$\epsilon_0 = m_e^4 / 2\chi^2 \hbar^2, a_0 = \chi \hbar^2 / m_e^2 \quad (3.5)$$

Бу ерда $m = (1/m_e + 1/m_h)^{-1}$ - электрон ва ковакнинг эффектив массаси. Германий, кремний ва $A^{III}B^V$, $A^{II}B^{VI}$ типдаги яримўтказгичлар учун $m = (1 \div 0,1)m_0$, $\chi \sim 10$ бўлганлиги учун $\epsilon_0 \sim 10^{-2} \div 10^{-1}$ эВ, $a_0 \sim 10^{-6} \div 10^{-7}$ см

қийматларни қабул қилади. Демак экситонларнинг энергияси атом энергиясидан 2-3 тартибга кичик, эффектив радиуси эса атомлараро масофадан анча катта. Бу катталиклар m ва χ га боғлиқ. Бу параметрларни билган ҳолда биринчи яқинлашишда экситонни вакумда кўчиб юрувчи квази атом деб ҳисоблаш мумкин. (1) формула тақрибий формула ҳисобланади, чунки электрон ва ковакнинг эффектив радиуслари кристаллда анизотроп хусусиятга эга, шунингдек, диэлектрик сингдирувчанлик электрон ва ковак бир-бирига атом тартибида яқинлашганда ўз кучини йўқотади.

Экситонлар тўғри ва нотўғри экситонларга бўлинади. Агар экситон энергиясининг минимал қиймати квазиимпульснинг нол қийматига мос келса, бундай экситонлар тўғри дейилади. Энергиясининг минимуми квазиимпульснинг $p_{0e} + p_{0h} = 0$ қийматига мос келган экситонлар нотўғри экситонлар дейилади.

Тўғри ва нотўғри экситонлар орасидаги асосий фарқ улар ёруғлик чиқарганда ёки ютганда яққол кўринади. Фотоннинг импульси жуда кичик бўлганлиги учун тўғри экситонда электрон ва ковак рекомбинацияланиб битта фотон чиқариши мумкин. Нотўғри экситонда эса бундай жараён импульснинг сақланиш қонунига асосан тақиқланган. Бунда импульс кристалл панжарага ёки бошқа киришмага узатилади. Демак нотўғри экситоннинг нурлаш хусусияти тўғри экситонга нисбатан икки-уч тартибга фарқ қилади

Тоза яримўтказгичларда нурланиш рекомбинацияси экситонларнинг яшаш вақтини аниқлайди. Бу яшаш вақти a_0^{-3} га пропорционал бўлиб, тўғри экситонларда паст температураларда 10^{-7} - 10^{-9} с ни ташкил этади. Нотўғри экситонлар учун эса яшаш вақти анча катта: 10^{-7} - 10^{-9} с.

Паст температураларда экситонларнинг фононларда сочилишига нисбатан эркин югуриш вақти эркин электронлар ва ковакларники каби бўлади, яъни 10^{-8} - 10^{-10} с. Бу вақтни билган ҳолда экситонларнинг диффузия узунлигини баҳолаш мумкин. Тоза кристаллларда диффузия узунлиги нотўғри экситонлар учун 10^{-1} см, тўғри экситонлар учун 10^{-2} - 10^{-3} см га тенг.

Кейинги йилларда иккита экситоннинг боғланган ҳолати, яъни молекуласи ёки биэкситон мавжудлигига катта эътибор қаратилмоқда. Баъзи муаллифлар ўз тажриба натижаларини биэкситонларнинг рекомбицион нурланиши деб тушунтиришмоқда. Назарий жихатдан иккита экситоннинг боғланган ҳолати бўлиши мумкин, лекин биэкситоннинг экситонларга парчаланиш энергияси эркин экситонлар энергиясидан анча кичик бўлиши керак, чунки биэкситон водород молекуласидан кескин фарқ қилади, яъни бу ерда оғир протон йўқ. Оддий ҳолда $m_e = m_h$ $\epsilon_D < 0.1\epsilon_0$. $m_e \ll m_h$ бўлганда экситон водород молекуласига яқинлашади. Лекин реал ҳолатда $m_h/m_e < 10$ бўлиб, $\epsilon_D = 0.2\epsilon_0$ бўлиши мумкин.

Экситонларнинг концентрацияси катта бўлганда уларнинг коллектив хоссаларини кўриб чиқамиз. Шундай концентрацияки, экситонлар орасидаги масофа уларнинг радиуслари тартибида бўлади. Бу $n \sim 10^{15} \div 10^{16} \text{ см}^{-3}$ бўлганда юз беради. Бундай концентрацияли электронлар ва коваклардан иборат яримўтказгични яратиш қийин эмас. Паст температураларда улар экситонларга бирлашади. Бундай концентрацияда экситонлар орасидаги ўзаро таъсир кичик бўлмайди, яъни ўзаро таъсир энергияси экситонлар кинетик энергияси тартибида бўлади. Бундай шароитда экситонларнинг хоссалари уларнинг ўзаро таъсир энергияси билан аниқланади. Чегаравий ҳолни кўриб чиқамиз

$na_0^3 \gg 1$. Бундай концентрацияда экситонлар эркин бўла олмайди, уларни эркин электронлар ва коваклардан иборат деб қараш мумкин. Уларнинг кинетик энергияси (Ферми энергияси) $\epsilon_F \sim n^{2/3} \hbar^2/m = 2\epsilon_0 (na_0^3)^{2/3}$ тартибида бўлади, потенциал энергияси эса $n^{2/3} e^2/\chi$ дан ошмайди. Кинетик энергия потенциал энергиядан анча катта бўлганда боғланган ҳолат бўлиши мумкин эмас.

Концентрация $na_0^3 < 1$ бўлган ҳолни кўриб чиқамиз. Бундай ҳолда система Кулон кучи бўйича ўзаро таъсирлашувчи электронлар ва коваклардан ташкил топади. Концентрация ошганда система ўзини босим ёки зичлик ортгандагидек тутати. $na_0^3 \ll 1$ бўлганда эса системада ўзаро заиф

таъсирлашувчи экситонлар юзага келади. Концентрация ортиши билан экситон молекулалар пайдо бўлади. Концентрациянинг кейинги ортишида ҳар қандай газда юқори зичликка эга бўлган конденсацияланган фаза юзага келиб, ички тортишиш кучлари атом ва молекулаларни улар тартибидига масофаларда ушлаб туради. Экситонларда ҳам концентрация ортиши билан худди шундай вазият юзага келади, уларнинг ўлчам ва энергия масштаблари одатдаги атомларнинг боғланиш энергиялари билан ўлчанади ва алоҳида экситонларнинг мос параметрлари a_0 ва ϵ_0 лар билан аниқланади. Хусусан, экситонларнинг суяқ фазаси вужудга келиши учун $na_0^3 \sim 1$, $n \sim 10^{16} \div 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $kT < \epsilon_0$ шартлар бажарилиши керак.

Бундай фазанинг структурасини кўриб чиқамиз. Биринчидан, унда ҳеч қандай температурада ёки зичликда кристалл типдаги фазовий тартибланишлар юзага келиши мумкин эмас, чунки қаттиқ жисмлар эриши учун кристалл панжара атомларининг иссиқлик тебранишлари амплитудаси атомлар орасидаги масофанинг 0.1 қисми тартибида бўлиши керак. Экситонларда эса бундай шароит юзага кела олмайди.

Иккинчидан, суяқ фазада биэкситонларнинг мавжуд бўлиш эҳтимоллиги жуда кам. Алоҳида молекулаларнинг боғланиш энергиялари кам, уларнинг ноль тебраниш амплитудалари ораларидаги масофалар тартибида бўлганда экситонлар турли томонга сочилиб, фақат кўшни атомлар билангина ўзаро таъсирлашади. Бундай шароитда экситонлардаги барча электронлар ва коваклар коллективлашади, яъни экситонлар ўз электронларини ўзаро алмашишлари мумкин. Бошқача айтганда электронлар ковакларга кучсиз боғланиб, ишқорий металллардаги каби кўчиб юради.

Экситонлар бир электронли система сифатида водород ёки ишқорий металлларга ўхшайди. Лекин конденсацияланиш жараёнида ўзларини турлича тутати. Ишқорий метал буғлари сиқилиб, атомар метал суяқлик ҳосил қилади. Улар учун критик температура, яъни буғ ва суяқ фазалар бўлиш температураси 2000-3000 К ни ташкил этади. Критик температурадан юқори температураларда босим ортиши билан буғ фазадан суяқ фазага ўтиш

узлуксиз ўтади. Водород эса 30 К дан паст температураларда кичик боғланиш энергияли диэлектрик молекуляр суюқлик ҳолатига ўтади. Фақат юқори босимларда у атомар метал фазага ўтади.

Водород ва ишқорий металллар орасидаги бундай кескин фарқ уларнинг дисосиация энергиялари билан боғланган: $\epsilon_{DH}=4.5$ эВ, $\epsilon_{DLi}=1.1$ эВ, $\epsilon_{DNa}=0.75$ эВ, $\epsilon_{DK}=0.5$ эВ, $\epsilon_{DCs}=0.4$ эВ. Электронлар ва ковакларнинг эффектив массалари бир-бирига яқин бўлганда экситонлар ўзларини водород каби эмас, балки ишқорий металллар каби тутади. Демак экситонларнинг концентрацияси температурага боғлиқ n_T га етганда металл электрон-ковак суюқлиги юзага келиши керак.

Яримўтказгичлардаги электрон-ковак суюқлигининг одатдаги электрон-ковак плазмасидан фарқи суюқ металлларнинг электрон-ковак плазмасидан фарқи каби бўлади. Суюқ фазадаги мувозанатли зичлик унинг таркибига кирувчи зарраларнинг ўзаро таъсири билан аниқланади ва фақат N/p_0 ҳажмни эгаллайди, бу ерда N зарраларнинг умумий сони. $n_T < n < n_0$ оралиғидаги концентрацияларда метал фаза ва экситон газдан иборат иккита сохага бўлинади. Ишқорий металллардаги каби бундай ўтишнинг критик температураси $kT \sim 0.1$ эВ муносабат билан аниқланади. Критик температурадан анча паст температураларда суюқ фазанинг зичлиги ва электрон ҳамда ковакларнинг химиявий потенциаллари температурага боғлиқ бўлмайди. Суюқ фаза юзага келиш концентрацияси

$$n_T = (MkT/2\pi\hbar^2)^{3/2} \exp((\mu_e + \mu_h + \epsilon_0)/kT) \quad (3.6)$$

муносабат орқали аниқланади, бу ерда M -экситонлар учун ҳолатлар зичлигининг эффектив массаси. Критик концентрация ишқорий металллардаги каби $n_k a_0^3 \sim 10^{-1} \div 10^{-2}$ муносабат орқали аниқланади. Концентрация критик қийматга яқинлашганда $\mu_e + \mu_h + \epsilon_0$ катталики ва экситоннинг боғланиш энергияси нолга интилади.

Газ ва суюқ фазадаги зарраларнинг тақсимооти термодинамика қонунлари билан аниқланмайди, чунки экситонлар маълум чекли яшаш вақтларига эга бўлиб, уларнинг доимий мавжуд бўлиши учун узлуксиз қўзғотишлар бўлиб

туриши керак. Суюқ фазадаги зарралар сонини аниқлаш учун кинетик тенгламалардан фойдаланилади.

Хажмли яримўтказгичларда экситон ҳолатлар фақат паст температуралардагина бўлиши мумкин. Юпқа пленкали яримўтказгичларда эса, аксинча экситонлар ҳона температурасида ҳам мавжуд бўлиши мумкин. Наноструктуралар ўлчамларини ўзгартириб, экситонларнинг боғланиш энергияси ва бошқа параметрларини ўзгартириб, уларни бошқариш ва улар асосида асбоблар яратиш мумкин.

Худди шу асосда электрооптик қайта улагич (переключатель) ва детектор асбоблар тайёрланган. Уларнинг ишлаш принципи квант чекланган квант системада Штарк эффекти асосида арсенид галлийнинг юпқа қатламларида кўндаланг электр майдонида экситонарнинг ютилиш спектри кизил нурлар томонга силжийди. Ютилиш спектрининг ўзгариши ҳисобига ташқи кучланиш яримўтказгич орқали ўтувчи ёруғликни экситон частотасида модуляциялаши мумкин. Нурланишни детектирлаш экситонларнинг электрон ва ковакларга бўлиниши ҳисобига юз беради.

Ахборотни қайта ишловчи мухитда электрон гази ўрнига экситон гази ишлатиладиган бошқа асбоблар ҳам яратилган. Оптик модуляторлар, фазани айлантиргичлар, қайта улагичлар, оптик транзисторлар ва лазерлар.

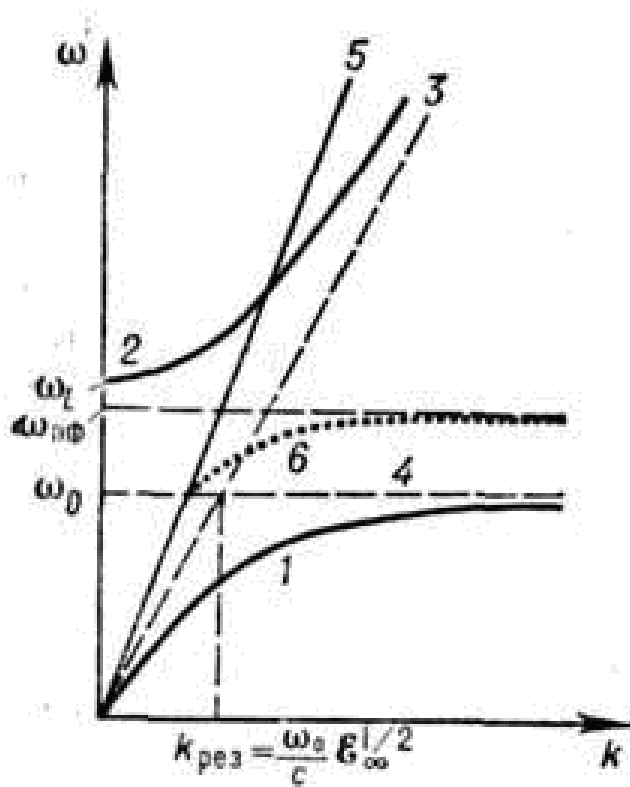
3.3. Поляритонлар

Поляритон – фотонлар ва мухитнинг элементар уйғонишлари ўртасидаги ўзаро таъсир натижасида юзага келадиган квазизаррадир. Электромагнит тўлқинларнинг мухит уйғонишлари билан ўзаро таъсири частота ва тўлқин векторлар мос тушганда айниқса кучли бўлади. Бунда резонанс ходисаси юз бериб, боғланган тўлқинлар (поляритонлар) ҳосил бўлади ва дисперсия қонуни амал қилади. Уларнинг энергияси қисман электромагнит тўлқинлар, қисман мухитнинг уйғониш энергиясидан ташкил

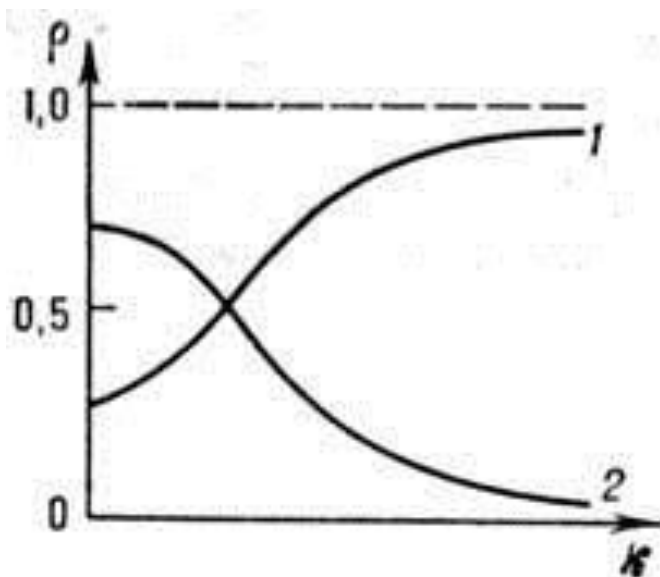
топади. Поляритонлар фотонларнинг фононлар, экситонлар, плазмонлар, магنونлар ва ҳ.к.лар билан ўзаро таъсири натижасида юзага келади ва мос ҳолда фононли, экситонли, плазмонли, магنونли ва ҳ.к.ли поляритонлар дейилади. Фононли поляритонларни тавсифлаш учун кристалл панжара тебранишлари тенгламаларини максвелл тенгламалари билан биргаликда ечиш керак. Энг содда ҳолда изоляцияланган фононли, ω_0 частотадаги резонансда фонолар дисперсияси учун қуйидаги муносабат келиб чиқади:

$$\left(\frac{kc}{\omega}\right)^2 = \epsilon(\omega) = \frac{\omega_L^2 - \omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2} \epsilon_\infty. \quad (3.7)$$

Бу ерда ϵ - муҳитнинг диэлектрик синдирувчанлиги, ϵ_∞ -юқори частотали диэлектрик синдирувчанлик, ω_L - узун тўлқинли фоноларнинг кўндаланг ва бўйлама частоталари. Поляритонлар дисперсияси 3.3-расмда тасвирланган (1- ва 2- узлуксиз чизиклар); штрих чизиклар билан ўзаро таъсирлашмаётган фотонлар (3) ва k нинг кичик қийматларида кўндаланг фононлар(4) дисперсияси кўрсатилган.; 5- ингичка чизик вакуумдаги фотонлар дисперсиясига мос келади. Ўзаро таъсир иккита (пастки ва юқори) дисперсион сохалар пайдо бўлишига олиб келади, улар кўндаланг оптик фононлар частотасидан бўйлама оптик фононлар частотасига бўлган тирқиш билан ажратилган ва $\epsilon(\omega_L)=0$ шарт орқали аниқланади. Узун тўлқинли поляритонлар учун пастки соха $(kc/\omega)^2 = \epsilon_0$ шартдан аниқланади, бу ерда ϵ_0 – статик диэлектрик синдирувчанлик. 3.4-расмда поляритонларда фононлар энергия улушининг тўлқин сонига боғлиқлиги келтирилган. Фақат $\rho=0$ ёки $\rho=1$ бўлган тўлқин векторининг катта қийматларидагина поляритонлар фотон ёки фонон ҳарактерига эга бўлади, қолган сохаларда аралаш поляритонлар бўлади. Шундай қилиб, поляритонлар муҳит ва электромагнит тўлқинлардан ташкил топган тўла системанинг хусусий ҳолатидир, фотонлар ва фононлар эса дисперсион сохаларнинг резонанс кесишуvidан анча олисда нормал тўлқин бўла олади.



3.3-расм. Фононли поляритонлар дисперсияси



3.4-расм. Поляритонда фононлар энергияси улушининг тўлқин векторига боғлиқлиги

ω_0 ва ω_L орасидаги энергетик тирқиш муҳит диэлектрик сингдирувчанлигининг манфий қийматига мос келади. Бундай частоталарда электромагнит тўлқин муҳитда тарқала олмайди (бу соҳада тўлқин вектори мавҳум катталиққа айланади). Лекин бу соҳада сиртий поляритонлар мавжуд бўлиши мумкин, улар икки муҳит чегараси бўйлаб тарқалади. Уларнинг амплитудаси чегарадан узоқлашиш билан экспоненциал равишда камаяди. Сиртий поляритонлар ноанъанавий тўлқинлар бўлиб, фотонларга айлана олмайди ва оддий ёритишда уйғонмайди. Муҳитнинг вакуум билан ясси чегарасида сиртий поляритонлар дисперсияси

$$\frac{k^2 c^2}{\omega^2} = \frac{\epsilon(\omega)}{\epsilon(\omega) + 1}; \quad \epsilon(\omega) \leq -1. \quad (3.8)$$

муносабат орқали аниқланади.

Тўлқин векторининг катта қийматларида сиртий поляритонлар сиртий фононларга айланади, уларнинг частотаси $\epsilon(\omega_{\text{пф}}) = -1$ шарт орқали аниқланади.

(1) муносабатга мос келувчи юқоридаги кўрилган моделда $\omega_{\text{пф}}$

$$\omega_{\text{пф}}^2 = \frac{\epsilon_0 + 1}{\epsilon_\infty + 1} \omega_0^2. \quad (3.9)$$

муносабат орқали аниқланади. Сиртий поляритонлар дисперсияси 3.3-расмда 6-чирик орқали кўрсатилган.

Юқорида кўриб ўтилган фононли поляритонларнинг пайдо бўлиши ва ўзига хос хусусиятлари барча поляритонларга тегишлидир. Улар орасидаги фарқ фақат муҳитнинг уйғониш спектрларида бўлиши мумкин. Шундай фарқлардан бири экситонли поляритонлардаги фазовий дисперсия бўлиб, у экситонлар эффектив массасининг камлиги туфайли пайдо бўлади ва уларнинг энергиясини тўлқин векторига боғлиқ қилиб қўяди. Энг содда ҳолда квадратик боғлиқлик бўлганда

$$\epsilon_{\omega}^{\pi} = \hbar \omega_{\omega} \quad (3.10)$$

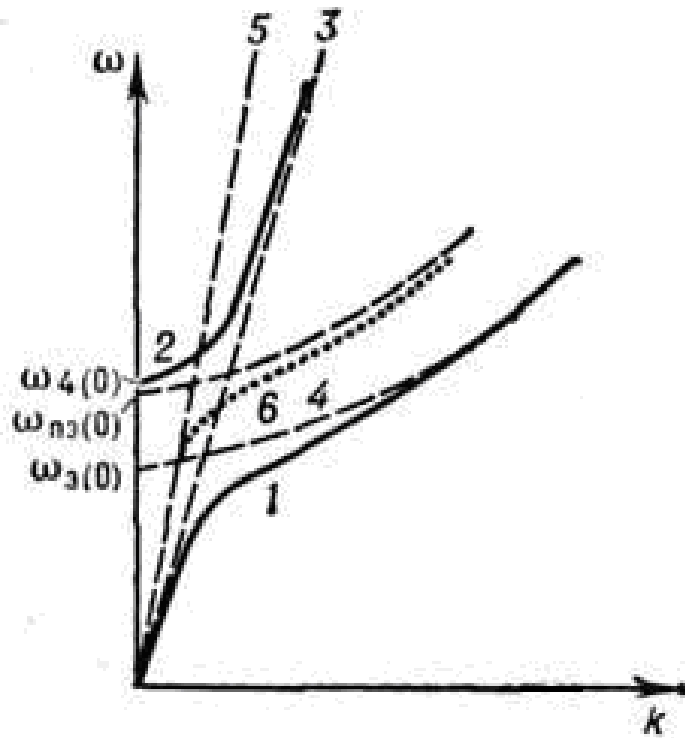
$$\omega_{\omega}(k) = \omega_0 + \hbar^2 k^2 / 2m \quad (3.11)$$

Поляритонли экситонлар дисперсияси (сўниш ҳисобга олинмаганда) кубик кристаллда экситон яқинида (1) формула орқали аниқланади:

$$\left(\frac{\hbar c}{\omega} \right)^2 = \frac{\omega_L^2(k) - \omega^2}{\omega_0^2(k) - \omega^2} \epsilon_{\infty} \quad (3.12)$$

Бу ерда ω_0 , $\omega_L - k$ га боғлиқ кўндаланг ва бўйлама экситонлар частоталари. Поляритонли экситонлар дисперсияси 3.5-расмда 1- ва 2-узлуксиз чизиқлар билан тасвирланган; фотонлар (3)и экситонлар (4) дисперсияси (ўзаро таъсир ҳисобга олинмаганда) штрих чизиқ билан тасвирланган. $\omega_L(0)$ дан юқори частоталарда кристаллда фазовий дисперсия туфайли бир вақтнинг ўзида иккита бир хил қутбланган тўлқинлар тарқалиши мумкин. 6-пунктир чизиқ билан сиртий экситон поляритонлар дисперсияси, 5- штрих чизиқ билан вакуумда фотонлар дисперсияси келтирилган.

К.Б.Толпиго ва Х.Кун томонидан 1950 йилда биринчи марта икки атомли кубик кристалл учун спектрнинг фононлар соҳасида классик назария асосида поляритонлар спектри учун ифода олинди.



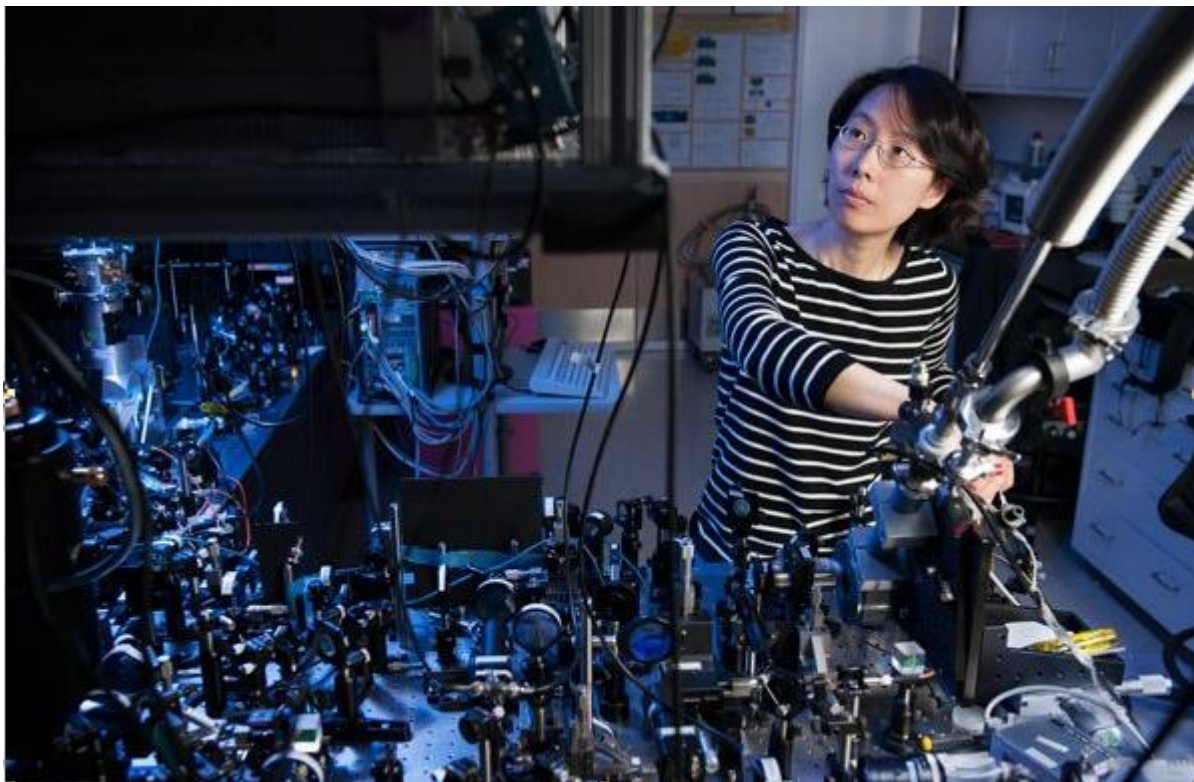
3.5-расм. Экситонли поляритонлар дисперсияси

У.Фано ва Ж.Хопфильдлар 1956 йилда поляритонларни квант механикаси асосида кўриб чикдилар. Ч.Генри, Ж.Хопфильд ва С.Портолар 1965 йилда кичик бурчаклар остида ёруғликнинг комбинацион сочилиши ёрдамида фононли поляритонларни тажрибада кузатдилар. 1971 йилда Д.Фрёлих ёруғликни икки фотонли ютилиши асосида экситонли поляритонларни экспериментал текширди.

Сиртий поляритонларни кузатиш Ж.Ценнек ва А.Зоммерфельдлар томонидан радиотўлқинлар тарқалишини тадқиқ этишда бошланган. Р.Вуд томонидан электромагнит тўлқинларнинг металл сиртида тарқалиши кузатилган ва сиртий плазмали поляритонлар деб талқин қилинган.

Поляритонлар тўғрисидаги тасаввурлар бир қатор оптик ходисаларни тавсифлаш ва башорат қилишга асос бўлди. Хусусан, поляритонлар дисперсияси частоталар ва тўлқин векторлар фазосида спектрал тадқиқотлар олиб боришга имкон яратади.

Лазерларнинг ишлаш принципи мажбурий нурланишга асосланган ва унинг назарияси А.Эйнштейн томонидан яратилган.



3.6-расм. Поляритон лазер қурилмаси

Одатдаги лазерларда мажбурий нурланиш актив мухитнинг электронлари томонидан чиқарилади, улар қандайдир юқори сатҳда фотонлар билан билан ўзаро таъсирлашиб, қуйроқ сатҳга ўтади ва фотонлар асл нусхасини нурлайди. Улар юқори сатҳга қайтиш учун дамлаш орқали ташқи манбадан энергия олади.

Бу жараён энергетик нуқтаи назаридан самарали эмас, чунки керакли сатҳда бўлиши керак бўлган электронлар сони чегараланган ва дамлаш энергияси электронларга сарф қилинади.

Поляритон лазерда электронлар яримўтказгичда мавжуд бўлган коваклар билан бирлашиб, квазизарра- экситонлар ҳосил қилади. Экситонлар бозон бўлганлиги учун ҳоҳлаган сатҳда ва ҳоҳлаган миқдорда бўлиши мумкин.

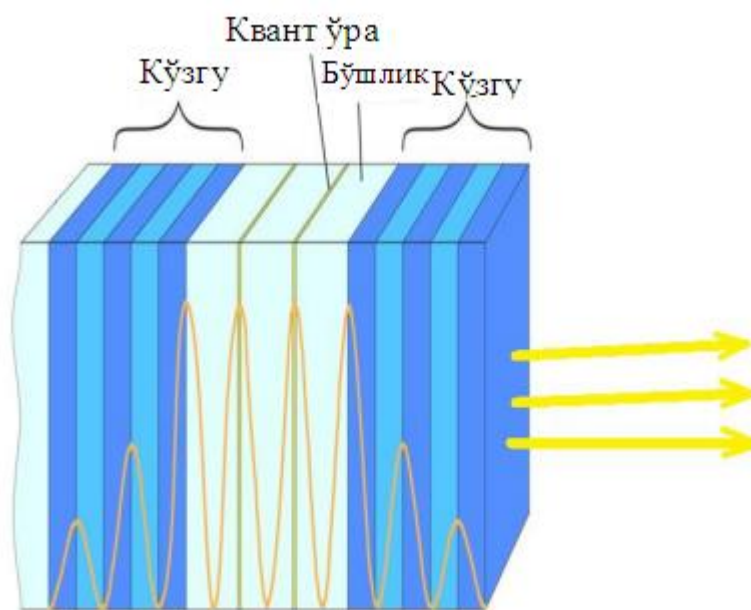
Электр токи берилганда электронлар ва коваклар бир вақтда юқори сатҳга ўтади ва экситонлар ҳосил қилади. Экситон фотон билан ўзаро таъсирлашиб, поляритон ҳосил қилади, у эса аввалги фотонга мос фотон нурлайди.

Бозонлардан фойдаланиш лазерлар ишлай олиши учун керак бўлган минимал қувватни анча камайтиришга имкон беради. Ямамото гуруҳи анъанавий лазерларга нисбатан 2-5 баробар кам энергия истеъмол қиладиган лазер яратишга эришди, келгусида бу кўрсаткич 100 баробарга етиши мумкин. Бу лазерларнинг энг асосий ютуғи уларнинг ишлаши учун ток манбаидан бошқа ҳеч нарса керак эмас ва уларни кичкина чипда жойлаштириш мумкин.

Янги лазер ҳозирча ўта паст температурада (4 K) да ишлай олади ва у Стэнфорд университетида квант компьютерларида ишлатилмоқда. Электр токи ёрдамида дамланувчи поляритон лазерлар ҳозир хона ҳароратида ҳам ишламоқда.

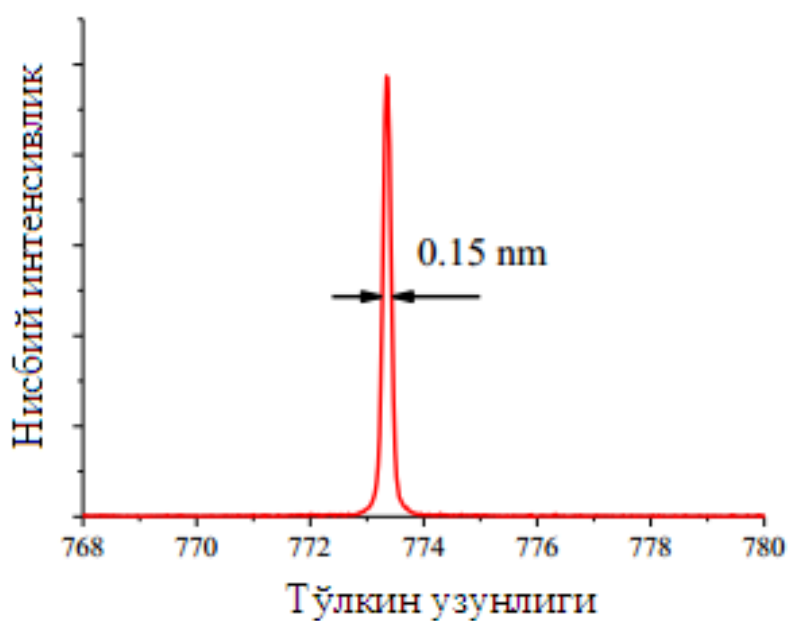
3.4. Поляритон лазерлар

Поляритон лазер куйидагича тузилган. Яримўтказгичнинг юпқа қатлами (бир неча юз нм) кўзгулар орасига жойлаштирилган. Яримўтказгичнинг қалинлиги шундай танланадики, кўзгулар ультрабинафша нурлар учун резонатор вазифасини ўтасин (улар поляритонларнинг фотон қисмини ташкил этади). Дамлаш кичик ёруғлик импульслари орқали амалга оширилади. Бу ерда асосий муаммо галлий нитриди билан ишлаш қийинлигидадир. Шунинг учун олимлар келгусида технологияни мукаммаллаштиришга ҳаракат қилмоқдалар.



3.7-расм. Поляритон лазернинг тузилиши

3.8-расмда поляритон лазерларнинг нурланиш спектри келтирилган.



3.8-расм. Поляритон лазерларнинг нурланиш спектри

3.5. Экситон ва поляритонларнинг янги фазалари

Кўп зарралар системасидаги энг қизиқарли ходисалардан бири массаси нолга тенг бўлмаган зарралар системасининг бозе-эйнштейн конденсациясидир (БЭК), бу ходиса 1925 йилда Эйнштейн томонидан

башорат қилинган. Унинг айтишича, критик температурадан паст температураларда

$$T_c = 3,31 h^2 n^{2/3} / m \quad (3.13)$$

(бу ерда n - зарралар концентрацияси)

таксимот функциясидан барча импульслар бўйича интеграл зарраларнинг умумий сонидан кичик бўлиб қолади ва бу парадоксни ечиш учун “етишмаётган” зарралар энг кам энергияли битта сатҳни эгаллайди. $T < T_c$ бўлганда зарраларнинг де-бройль тўлқин узунлиги зарралар орасидаги масофага тенг ёки ундан катта бўлиб қолади, яъни БЭК фақат зарраларнинг квант режимидагина содир бўлади. $T \rightarrow 0$ бўлганда ўзаро таъсирлашмовчи зарралар системасида барча зарралар конденсат ҳолатда бўлади.

Капица томонидан ўта оқучанлик ходисаси кашф қилинган, Ф.Лондон бу ходиса БЭК билан боғлиқлигини башорат қилган. Бу кучли башорат эди, чунки у пайтда БЭК фақат ўзаро таъсирлашувчи зарраларга хослиги айтилган эди, конденсирланган гелийда эса ўзаро таъсир жуда кучли. Кейинроқ БЭК ўзаро таъсирлашувчи системалар учун умумлаштирилди. Ўзаро таъсир бозе-конденсатни ҳосил қилиши кўрсатилди, гелий да $T > 0$ температураларда ҳам конденсатда 9 % кўп бўлмаган зарралар қолади. Бу Монте-Карло усули билан қилинган ҳисоб китоблар ва ўта оқувчанлик ҳолатига ўтиш температурасидан паст температураларда суюқ гелийда нейтронлар сочилиши бўйича олиб борилган тажриба натижаларидан ҳам кўринади. Конденсатдаги зарралар сони тўла зарралар сонидан конденсатдан юқоридаги зарралар сонини айриш орқали аниқланади. Бозе-конденсацияни экспериментал кузатиш учун ўзаро таъсири суст бўлган зарралар системасига, яъни зарралар концентрацияси кам бўлган бозе-газга- ўта паст температураларга ўтиш керак бўлди. Бунинг учун лазерли совутиш техникаси ва нейтрал атомларни тутиш техникасини ривожлантириш керак эди. Шунинг учун Эйнштейн башоратидан 70 йил кейингина Кеттерле, Корнелл ва Уайменлар томонидан тузоқда ушлаган совутилган атомларнинг

бозе-эйнштейн конденсациясини кузатиш бўйича экспериментлар олиб борилди.

Лекин БЭК температураси зарралар массасига тескари пропорционал бўлганлиги учун БЭКни юқорида температураларда позитронийда, яримўтказгичларда Ванье–Мотт экситонларида ёки оптик микро бўшлиқларда поляритонларга амалга ошириш мумкин эди. Ҳисоб китоблар экситонларда бозе-конденсация бир неча кельвинларда, поляритонларда эса янада юқори температураларда амалга оширилиши мумкинлигини кўрсатмоқда. Бу ерда асосий қийинчилик шундаки, уларнинг яшаш вақтлари жуда кам. Бозе-конденсация амалга оширилиши учун системанинг иссиқлик мувозанати ҳолатига чиқиш ва конденсат ҳосил қилиш вақти яшаш вақтидан анча катта бўлиши керак. Шунинг учун фазовий ажратилган электронлар ва коваклардан ташкил топган экситонларни қўллаш тавсия этилган.

Кучли электр майдонида боғланган квант ўраларда фазовий ажратиш рекомбинация тезлигини бир неча тартибга камайтиради. Бундан ташқари, электрон ва ковакларнинг фазовий ажратишда юзага келадиган параллел электр диполларнинг итарилиши электрон ва ковакларнинг $e-h$ -металга бирлашишига тўсқинлик қилади ва изотроп электрон-ковак системасида экситон фазасини стабиллаштиради. Ўта паст температураларда концентрация ошганда БЭК режимидан фазовий ажратилган электрон ва ковакларнинг жуфтлашиши кузатилади, бу жуфтлар орасидаги масофа атомлар орасидаги масофадан анча катта бўлади. Когерент фаза мавжуд бўлган, температура ва концентрация бошқариладиган бутун соҳада электрон ва ковакларнинг фазовий ажратилиши яна бир муҳим ролни бажаради. Биринчидан, нейтрал экситонларнинг ўта оқувчанлиги билан боғлиқ сўнмас электр токини кузатишга имкон яратади. Иккинчидан, зарядларнинг фазовий ажратилиши тўпланишни кучайтиради, мувозанатли яратади. Учинчидан, e - ва h - қатламлар орасида Жозефсон эффектини яратишга имкон беради. [15].

Бозе-конденсатланган диполли экситонлар системасида шунингдек индукцияланган ёруғликнинг тескари сочилиши, ночизикли оптик эффектлар

ва бошқа қатор эффектларни кузатиш мумкин. [21]. Лекин, экситонларнинг икки ўлчовли системасида ўта оқувчанлик мавжуд бўлса ҳам, бозе-конденсация флуктуациясининг сочилиши туфайли бозе-конденсация бўлиши мумкин эмас. Экситонларнинг икки ўлчовли системасида бозе-конденсация нобиржинсли деформация, литография, сканирловчи зондли микроскоп нинасининг нобир жинсли электр майдони, бошқарувчи электродлар, экситонларнинг табиий тузоқларида ва чегараларнинг нотекислиги туфайли юзага келадиган тузоқларда юзага келиши мумкин. [24].

Бундай тузоқларнинг хоссалари ва уларда экситонлар тақсимооти ўрганиб чиқилди. Шунингдек, ёйилган тузоқларда ўта оқувчанлик ҳолатига ўтишни тавсифловчи Костерлиц-Таулес [25] нинг квазилокал назарияси умумлаштирилди.

Экситонлар концентрацияси ёки уларнинг дипол моментлари ошганда корреляцион эффектларнинг рўли ортади, улар экситонларнинг ўта оқувчанлик фазасига ва экситон кристалл фазасига ўтиш эҳтимоллигини оширади. Ҳисоб китоблар дипол экситонлар системасида кристалл Линдеман параметрининг 0,23 қийматида юзага келишини кўратмоқда, бу экситонларнинг $nr_0^2=290$ ўлчовсиз концентрациясига мос келади, $r_0 = md^2/(4\pi\hbar^2)$, бу ерда n - экситонлар концентрацияси, r_0 - узунлик ўлчовининг параметри, d - экситонлар диполь моменти.

Лекин параметрнинг кичик қийматларида ўзаро таъсири кам бўлган электрон газида четлашишлар кузатилади: диполь экситонлар системасида яқин тартиб юзага келганлигини кўрсатувчи статик структуравий факторда максимум (чўққи) ва дисперсион эгри чизикда ротор минимум пайдо бўлади. [29].

Ҳозирги пайтда экситонлар фазасини амалга ошириш бўйича сезиларли ютуқларга эришилди. [23, 24, 30]. Экситонларнинг кучли корреляция эффектлари ва кристалл фазани амалга оширишда кучли магнит майдонидан фойдаланиш энг қизиқарли имкониятлардан биридир. Кучли магнит

майдонида экситонларнинг эффектив массаси сезиларли равишда ортади ва шунинг учун узунликнинг характерли параметри ҳам ортади, бу экситонлар ўлчамсиз зичлигининг ортишига олиб келади. Натижада магнит майдони томонидан индукцияланган экситонларнинг квант кристалланиши юзага келади.

Монте-Карлонинг квант методи ёрдамида моделлаштириш асосида тузоқларда мезоскопик диполь системаларида суперсолидлар мавжудлиги аниқланди. Ўта оқувчанлик концентрацияси зарралар сони ортиши билан камаяди. Экситоннинг кристалл фазаси ҳисобга олинганда қатламлар орасидаги масофа бор радиусидан анча катта бўлган электрон ва ковакларнинг икки қатламли системасининг фазавий диаграммаси расмда кўрсатилган кўринишда бўлади.

Экситон поляритонлар системасига ўтамиз. Иккита Брегг кўзгулари орасига жойлаштирилган, бир ёки бир неча квант ўраларга эга бўлган оптик микро бўшлиқлар системасини кўриб чиқамиз. Оптик бўшлиқдаги фотонлар кичик бўйлама импульсларда қуйидаги дисперсия қонунига бўйсунди:

$$\varepsilon_{ph}(k_{||}) = c\sqrt{k_{||}^2 + \left(\frac{\pi N}{L}\right)^2} \approx E_0 + \frac{k_{||}^2}{2m_{ph}}. \quad (3.14)$$

Бу ерда m_{ph} — фотоннинг бўйлама эффектив массаси, $k_{||}$ — бўйлама импульс, L — микро бўшлиқнинг кўндаланг кенглиги, E_0 — асосий ҳолат энергияси. Келгусида $N = 1$ ли кўндаланг квантлашни кўриб чиқамиз. Тажрибаларда $m_{ph} = 10^4 \text{ } 10^5 m_e$ параметр ишлатилади. Системанинг геометрияси шундай танланадики, кичик импульсларда бўшлиқдаги фотоннинг натижавий дисперсион эгри чизиғи оптик микро бўшлиққа жойлаштирилган квант ўрадаги икки ўлчамли экситонларнинг дисперсион эгри чизиғи билан кесишади. Икки типли бозонлар - бўшлиқдаги фотонлар ва экситонларнинг ўзаро таъсири натижасида юқорида кўрсатилган эгри чизиқлар кесишишида ажралиш пайдо бўлади ва янги квазизарра экситон поляритон юзага келади, у бўшлиқдаги фотон ва экситон суперпозицияси натижасидир ҳамда иккита (юқори ва қуйи) тармоққа эга.

Қуйи поляритон тармоғида $m_{ph} \sim (10^{-4}-10^{-5})m_e$ билан мос тушганлиги учун поляритонларнинг бозе-конденсация температураси етарлича катта дамлашда хона температурасигача юқори бўлиши керак.

Фотонлар чиқараётган чизиқларни кузатиш орқали поляритонларни когерент ҳолатга ўтишини кузатиш мумкин. Оптик бўшлиқларни тарк этаётган фотонлар поляритонларнинг когерент фазасига эга бўлиши керак. Бу ҳолда улар системада инверс жойлашганлик йўқ бўлса ҳам, лазер нурланишининг статистик хоссаларига эга бўлиши керак. Шу маънода система инверсиясиз лазердир.

Албатта, ёйилган икки ўлчамли системада бозе-конденсация бўлиши мумкин эмас, лекин Костерлиц – Таулес температурасидан паст температураларда поляритонларнинг ўта оқувчанлиги бўлиши мумкин, поляритонларнинг массаси кичик бўлганлиги учун оқувчанлик жуда юқори бўлади. Натижада қуйидаги саволлар пайдо бўлади: Поляритонларнинг ўта оқувчанлигини қандай кузатиш мумкин? Костерлиц-Таулес температурасидан поляритон ҳолатига ўтиш температурасини қандай аниқлаш мумкин?

Ўта оқувчанлик поляритонлар диффузия коэффициентининг ўзига хосликлари бўйича ёки квант ўра яқинида жойлашган икки ўлчамли электронлар гази томонидан поляритонларнинг олиб кетилиш эффектларига боғлиқ равишда кузатилиши мумкин. Электронларнинг квант ўрада жойлашган экситон диполлари билан ўзаро таъсири ҳисобига электронлар токи поляритонларнинг экситон компонентасини олиб кетиши, ўз навбатида улар поляритонларнинг фотон компонентасини олиб кетиши керак. Натижада микро бўшлиқдан чиқётган фотонларнинг бурчак тақсимоти ўзгаради. Олиб кетиш коэффициенти Костерлиц-Таулес нуқтасига ўтишда ўзига хослик (махсус нуқта) га эга бўлиши керак.

Поляритонлар системасида Костерлиц-Таулес нуқтасига ўтиш температурасини ҳисоблаш экситонлар системаси учун одатдаги ҳисоблашларга нисбатан қуйидаги қийинчиликка эга: икки квадратик

конунларнинг анти кесишиши натижасида юзага келган поляритонларнинг дисперсия конуни квадратик конундан кескин фарқ қилади. Бундан ташқари, бўйлама импульсга боғлиқ ҳолда поляритонлардаги экситон ва фотонларни адаштириш натижасида поляритонларнинг эффектив ўзаро таъсири ҳам импульсга кучли боғлиқ бўлиб қолади. Натижада Галилей алмаштиришларига асосланган ўта оқувчанлик зичлигини ҳисоблашнинг Ландау усули бу ерда ўринли бўлмайди. Шунинг учун ўта оқувчанлик зичлигини ҳисоблаш учун йиғиндилар усулин қўллашга тўғри келади. Бу процедура поляритонлар учун калибровка майдони таъсир этаётган фиктив заряд киритиш йўли билан оқимни ҳисоблашга эквивалентдир. Экситон ва фотонлар конденсатлари орасидаги фазани фиксациялаш натижасида системада фақат битта Костерлиц-Таулес фазавий ўтиши юз беради, унинг температураси бўшлиқ геометрияси ва поляритон ажралишга боғлиқ бўлади.

Поляритонларнинг Бозе-конденсацияси поляритонлар учун икки ўлчовли тузоқларда юзага келиши мумкин. Поляритон газини жойлаштириш учун унинг компонентларидан фақат биттасини (фотон ёки экситонни) жойлаштириш кифоя қилади. Шунинг учун поляритон тузоғини амалга ошириш учун иккита усул бор. Биринчиси оптик микро бўшлиқнинг доимий бўлмаган кенглиги ёки мухит диэлектрик сингдирувчанлигининг бўйлама координаталарига боғлиқ равишда фотонлар конфайнментини ҳосил қилишга асосланган. Иккинчи усул квант ўрага ташқи потенциал ёки нобир жинсли деформация қўйиш орқали экситонлар конфайнментини ҳосил қилишга асосланган. Бу усул Сноук гуруҳи томонидан амалга оширилган.

Шунинг икки ўлчовли тузоқда поляритонларнинг бозе-конденсат гази хоссалари назарий тадқиқ қилинди. Шундай усулларнинг бирида сушт ўзаро таъсирлашувчи поляритонларнинг бозе-конденсат ҳолатини тавсифлаш учун икки компонентали Гросс-Питаевский тенгламаси кўриб чиқилган. Бу усулда поляритонларнинг бозе-конденсати иккита (экситонлар бозе-конденсат ва фотонлар бозе-конденсати) боғланган ва ўзаро бир бирига айланувчи ҳолатлар деб фараз қилинган.

Поляритонлар конденсатининг тўлқин функцияси иккита компонентага эга: экситонлар конденсати ва фотонлар конденсатининг тўлқин функциялари. $T = 0$ да барча экситонлар ва фотонлар конденсат ҳолатида бўлади деб фараз қилинган, шунинг учун Гросс-Питаевский тенгламасининг аналогиси қўлланилган.

Экситонлар ва фотонлар конденсати боғланган системасининг энергетик функционали

$$E[\psi, \chi] = \int \left\{ -\frac{1}{4\pi} \frac{\varepsilon}{\alpha} \psi^* \left(L(r) \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{\partial L(r)}{\partial r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{L(r)}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) \psi + \right. \\ \left. + \left(2\pi \frac{\varepsilon}{\alpha} \frac{1}{L(r)} - \mu \right) |\psi|^2 - \frac{1}{2} \chi^* \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) \chi + \right. \\ \left. + (V(r) - \mu) |\chi|^2 + \frac{g}{2} |\chi|^4 + \frac{\Omega}{2} (\psi^* \chi + \chi^* \psi) \right\} 2\pi r dr, \quad (3.15)$$

кўринишга эга, бу ерда V — экситонларни ушлаб туриш потенциаллари, Ω — поляритонлар ажралиш энергияси, $\alpha = 1/137$, ε — бўшлиқнинг диэлектрик сингдирувчанлиги, μ — системанинг химиявий потенциаллари, g — экситон-экситон ўзаро таъсир доимийси, L — оптик микро бўшлиқ кенглиги.

Энергия функционалини вариациялаб, икки компонентали конденсатнинг боғланган ҳолати учун тенгламалар системасини ҳосил қиламиз, у кутб координаталар системасида қуйидаги кўринишга эга бўлади

$$-\frac{1}{4\pi} \frac{\varepsilon}{\alpha} \left(L(r) \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{\partial L(r)}{\partial r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{L(r)}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) \psi(r) + \\ + \left(\frac{2\pi}{L(r)} \frac{\varepsilon}{\alpha} - \mu \right) |\psi(r)|^2 + \frac{\Omega}{2} \chi(r) = 0, \\ -\frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) \chi(r) + (V(r) - \mu) \chi(r) + \\ + g |\chi(r)|^2 \chi(r) + \frac{\Omega}{2} \psi(r) = 0. \quad (3.16)$$

Томас-Ферми яқинлашишида поляритон газидан мавжуд бўла оладиган химиявий потенциалнинг қийматлари соҳаси аниқланди. Ташқи потенциал орқали ҳосил қилинган “экситон тузоғи $\pi\varepsilon/(L\alpha) - \Omega/2 < \mu < \pi\varepsilon/(L\alpha)$ ” кўринишга эга. Микро бўшлиқ геометрияси орқали таъминланадиган фотонлар тузоғи мавжуд бўлиши учун химиявий потенциал $\pi\varepsilon/(L(0)\alpha) - \Omega/2 < \mu < \pi\varepsilon/(L(\infty)\alpha) - \Omega/2$

ораликда бўлиши керак. Химиявий потенциал ошиши билан нафақат зарраларнинг умумий сони, балки конденсатдаги фотонларнинг нисбий улуши ҳам ортади.

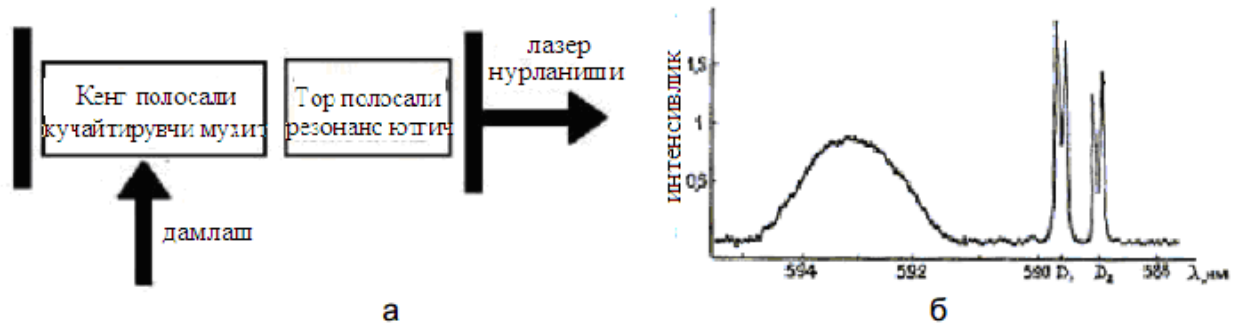
Биз бу ерда поляритон системаси иссиқлик мувозанати ҳолатида бўлади деб фараз қилдик. Ҳозирги пайтда бўшлиқдаги поляритонларнинг яшаш вақтлари иссиқлик мувозанати юзага келиши учун етарли эмас ва шунинг учун оптик микро бўшлиқнинг саҳийлиги (ўтказиш қобиляти) ни кескин ошириш керак. Шунга қарамасдан дамлаш оширилганда нурланиш чизиғининг кескин торайиши ва вақтнинг иккинчи тартибли корреляцион функциясининг кескин ўзгариши экспериментал кузатилади, бу системада когерентлик юзага келишини билдиради. Шунинг учун поляритонлар конденсати ҳосил бўлиш кинетикасини изчил кўриб чиқиш муҳим аҳамиятга эга.

3.6. Поляритон лазерларнинг қўлланилиши

Оптоэлектроника тадқиқотчилари орасида янги ёруғлик манбаларини қидириб топишда поляритон лазерлар катта қизиқиш уйғотмоқда. Микрорезонаторда жойлашган квант ўралар ёки нуқталардаги экситон ўтишларга асосланган бу қурилмалар оптоэлектроникада кенг қўлланишга эга бўлиши мумкин. Шу муносабат билан бундай қурилмаларни интенсив тадқиқ қилиш ишлари олиб борилмоқда. Поляритонлар иштирокида нурланиш генерациясини олиш механизми якка фемтосекундли лазер импульсининг тўрт фотонли сочилиши билан боғлиқ. Поляритонларнинг фононларда сочилиши ва экситонлар билан ўзаро тўқнашиши натижасида поляритонларнинг квази мувозанатли бозе-конденсати юзага келади.

Поляритон генерацияси дастлаб лазер физикасида, ички резонаторли лазер спектроскопияси методида газ фазасида кузатилган. У спектр конденсацияси эффекти деб аталган. Эффект тор ютилиш полосасига эга бўлган моддали резонаторда электромагнит майдон билан модда орасидаги кучли боғланиш натижасида юзага келади. Бир қатор шартлар бажарилганда ютилиш чизиғи яқинида кучли когерент нурланиш ҳосил бўлади. (3.9-расм).

Эффект Максвелл-Блох тенгламалари системаси ёрдамида ярим классик усуллар асосида тушунтирилади. Аввал бу усул инвертирланган чўзилган мухитларда юкори нурланиш эффектларини тахлил қилиш учун қўлланилган.



3.9-расм. Спектр “конденсацияси” эффекти: (а) эксперимент схемаси; (б) рангли лазер резонаторида натрий буғлари ютилишининг спектр «конденсацияси».

Ҳозирги пайтда якка импульсли лазер нурланишлари ёрдамида поляритон лазерлар генерацияси қўланилмоқда. Ярим классик усул асосида поляритон модларни оптик микрорезонаторда фаза бўйича даврий модуляцияланган нурланиш ёрдамида кўзғотиш таклиф қилинди. Бунинг учун

- Резонаторнинг поляритон модлари, уларнинг нозикли хоссалари ва яшаш вақтлари тадқиқ қилинди. Бу модлар берилган кутбланишга P_s эга бўлган манба томонидан кўзғотилади;

- Резонатор модлари ва икки сатҳли зарралар ансамблининг боғланган ҳолатини тахлил қилиш асосида модларнинг фазавий синхронизацияланган лазер нурланиши ёрдамида поляритон генерациясини кўзғотишнинг янги механизми кўриб чиқилди. Оптикоинформатикада қўланиладиган поляритон лазерларнинг микрорезонаторлари ёруғлик тўлқин узунлиги тартибида

бўлганлиги учун бир модели масалани кўриб чиқиш мақсадга мувофиқ.

Бу масалалар Максвелл-Блох тенгламалар системасини сонли ечиш орқали ечилади ва куйидаги кўринишга эга

$$\begin{aligned}\frac{d^2}{dt^2} E + \frac{1}{\tau} \cdot \frac{dE}{dt} + \omega_r^2 \cdot E &= -4\pi \cdot \frac{d^2}{dt^2} P, \\ \frac{d^2}{dt^2} P + \frac{2}{T_2} \cdot \frac{dP}{dt} + \omega_{12}^2 \cdot E &= \frac{2 \cdot \omega_{12} d_{12}^2}{\hbar} \cdot E(t) \cdot N(t), \\ \frac{dN}{dt} + \frac{1}{T_1} \cdot (N - N_0) &= -\frac{2}{\hbar \cdot \omega_{12}} \cdot E(t) \cdot \frac{dP}{dt}.\end{aligned}\quad (3.17)$$

Бу ерда $E(t)$ – резонаторда электр майдон кучланганлиги, $P(t)$ – кутбланиш, $N(t)$ – жойлашганлик фарқи, τ – резонаторда нурланишнинг яшаш вақти, ω_r – резонатор частотаси, ω_{12} – модданинг резонанс ўтиш частотаси, T_1 – жойлашганлик фарқининг релаксация вақти, T_2 – кутбланишнинг релаксация вақти, d_{12} – ўтишнинг диполь моменти, N_0 – электр майдон йўқлигида жойлашганлик фарқи.

(3.17) тенгламалар иккита боғланган осцилляторлар тебранишларини тавсифлайди - $E(t)$ и $P(t)$. Бундай системанинг хусусий частоталари резонаторнинг поляритон модлари частоталаридир, чизикли ҳолда улар куйидаги кўринишга эга ($N=N_0$)

$$\Omega_{\pm} = \frac{1}{2} \left[(\omega_r + \omega_{12}) + \left(\frac{1}{2\tau} + \frac{1}{T_2} \right) i \pm \sqrt{(\omega_r - \omega_{12})^2 + 4\omega_{coop}^2 - \frac{1}{4} \left(\frac{1}{\tau} - \frac{2}{T_2} \right)^2 + (\omega_r - \omega_{12}) \left(\frac{1}{\tau} - \frac{2}{T_2} \right) i} \right]. \quad (3.18)$$

Бу ерда ω_{coop} – муҳитнинг кооператив частотаси:

$$\omega_{coop} = \sqrt{2\pi\omega_{12} \frac{d_{12}^2}{\hbar} N_0} \quad (3.19)$$

$E(t)$ ва $P(t)$ орасидаги критик боғланиш шарти майдон ва модданинг кучли боғланиш шартини аниқлайди ва

$$\omega_{coop} \gg \frac{1}{4} \left| \frac{1}{\tau} - \frac{2}{T_2} \right|. \quad (3.20)$$

тенгсизлик билан берилади. $\omega_r = \omega_{12}$ бўлганда (3.19) дан $\text{Re}(\Omega_{\pm}) = \omega_{12} \pm \omega_{coop}$ келиб чиқади.

$E(t)$ ва $P(t)$ ларнинг секин амплитудаларига ўтиб ва берилган кутбланганликка эга бўлган манба $P_s(t)$ киритиб, бирлик атомнинг кутбланиши ва жойлашганлик фарқи учун Максвелл-Блох тенгламалар системасини оламиз:

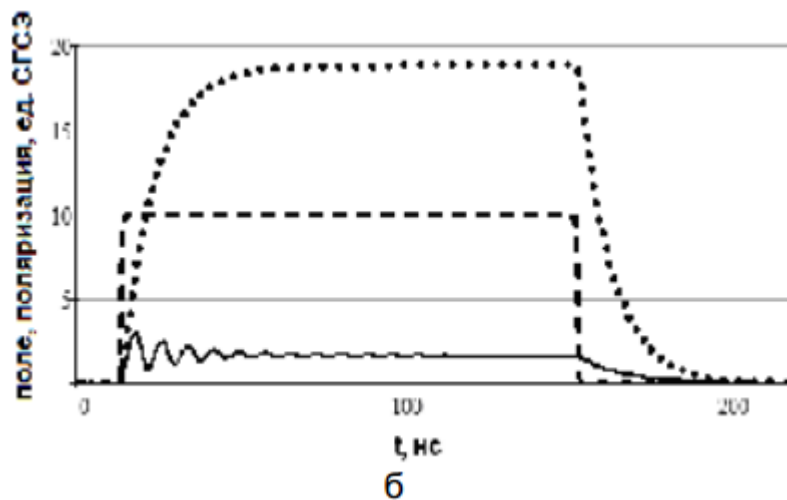
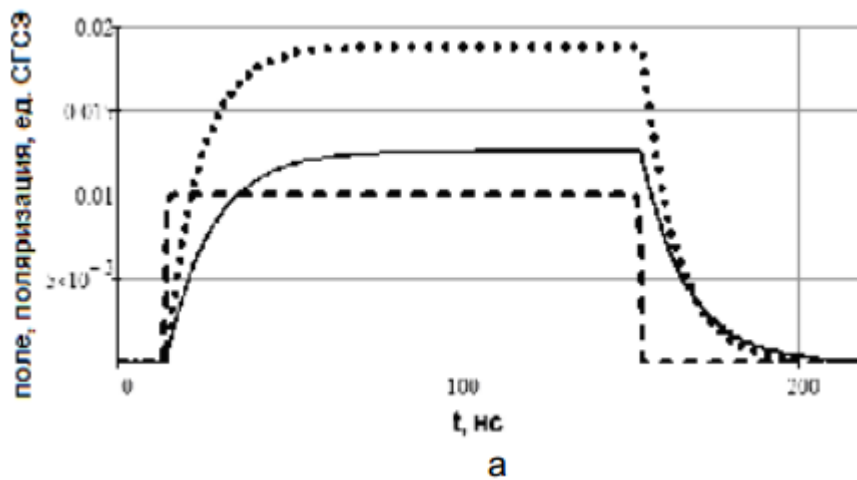
$$\begin{aligned} E(t) &= A(t) \cdot \cos(\omega t) + B(t) \cdot \sin(\omega t), \\ P(t) &= U(t) \cdot \cos(\omega t) + V(t) \cdot \sin(\omega t) + P_s(t) \cdot \cos(\omega t), \\ \frac{dA}{dt} &= -\frac{1}{2 \cdot \tau} \cdot A(t) - \frac{B \cdot \omega}{2} \cdot \left(1 - \frac{\omega_r^2}{\omega^2}\right) - 2\pi\omega N_o d_{12} v(t) - 4\pi \frac{dP_s}{dt}, \\ \frac{dB}{dt} &= -\frac{1}{2\tau} \cdot B(t) + \frac{A\omega}{2} \cdot \left(1 - \frac{\omega_r^2}{\omega^2}\right) + 2\pi\omega N_o d_{12} u(t) + 2\pi\omega P_s(t), \\ \frac{du}{dt} &= -\frac{1}{T_2} \cdot u(t) + \frac{v(t)}{2\omega} \cdot (\omega_{12}^2 - \omega^2) - \frac{\omega_{12} d_{12} w(t) B(t)}{\hbar\omega}, \\ \frac{dv}{dt} &= -\frac{1}{T_2} \cdot v(t) - \frac{u(t)}{2\omega} \cdot (\omega_{12}^2 - \omega^2) + \frac{\omega_{12} d_{12} w(t) A(t)}{\hbar\omega}, \\ \frac{dw}{dt} &= -\frac{1}{T_1} \cdot (w-1) - \frac{d_{12} A(t) v(t) \omega}{\hbar\omega_{12}} + \frac{d_{12} B(t) u(t) \omega}{\hbar\omega_{12}}. \end{aligned} \quad (3.20)$$

Бу ерда $U(t)=d_{12}N_o \mathbf{u}(t)$, $V(t)=d_{12}N_o \mathbf{v}(t)$, $N(t)=N_o \mathbf{w}(t)$. Берилган манбанинг кутбланиш амплитудаси тўғри бурчакли шаклда танланади:

$$P_s(t) = P_0 \cdot \exp\left(-\frac{(t-1,1\tau_p)^{200}}{\tau_p^{200}}\right) \quad (3.21)$$

Турли P_0 учун берилган тенгламалар системасини сонли ечиш натижалари 3.2-расмда келтирилган. Ҳисоблаш параметрлари: $\omega_r = \omega_{12} = 3 \cdot 10^{15}$ рад/с. Манба частотаси $\omega = \omega_{12} - \omega_{coop}$ резонаторнинг поляритон

модларидан бири билан мос тушади, $T_1 = T_2 = 20$ нс, $d_{12} = 6,3 \cdot 10^{-18}$ СГСЭ, $N_0 = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $\omega_{\text{coop}} = 8,4 \cdot 10^{10}$ рад/с, $\tau = 5$ нс, $\tau_p = 70$ нс.



3.10-расм. Сонлиги ечиш натижалари: а – $P_0 = 10^{-10}$ СГСЭ, б – $P_0 = 10^{-7}$ СГСЭ. Нуқтали чизик – икки сатҳли атомларсиз оғдирувчи $E(t)$, узлуксиз чизик

—

Резонатор атомлари билан тўлдирилган оғдирувчи $E(t)$, пунктир чизик – Берилган қутбланишга эга бўлган манбанинг тўғри бурчакли оғдирувчиси (10^8 СГСЭ га кўпайтирилган).

Ечимларни таҳлил қилиш кўрсатадики,

- Системани тўғри бурчакли импульслар билан дамлашда чизикли режимда нурланишнинг ўсиши ва пасайиши экспоненциал характерга эга (3, а, б-расм);

- (1.6) бажарилганда поляритон модлар нурланишининг ўсиш ва сўниш вақтлари бўш резонатор учун майдонининг ўсиш ва сўниш вақтларидан икки марта катта бўлиши мумкин;

- P_0 нинг катта қийматларида нурланиш ўсиши махсусликка эга (2, б-расм). Бошланғич босқичда мухитда жойлашганлик фарқининг сезиларли ўзгариши содир бўлади, бу поляритон модлар оний частотасининг ўзгаришига олиб келади. Стационар ҳолатга эришгунча нурланишнинг ўсиши босқичида $E(t)$ пульсациясининг сўниши кузатилади. Натижада гистерезис ва оптик бистабиллик ходисалари юз беради.

Қатор экспериментларда спектр «конденсацияси» лазерда модлар синхронизацияси билан юз берган. Шунинг учун резонаторда поляритонлар қўзғолишини лазерни дамлашнинг фазалар синхронизацияси режими олиб бориш керак.

Поляритон лазернинг дамлаш манбат фазаси модуляцияланган берилган майдон манбаи кўринишида олинади

$$E_s(t) = E_0 \cos(\omega_{12}t + D_0t + \Theta \sin(\Omega_m t)). \quad (3.21)$$

$\omega(t)$ оний частотани ω_{12} ўтиш частотага созлаш

$$\Delta(t) = \omega(t) - \omega_{12} = \Delta_0(1 + m \cos(Q_m t)), \quad m = \Theta \Omega / \Delta_0. \quad (3.22)$$

Ифода орқали берилади

Дамлаш манбаи $E_s(t)$ Ω_m га тенг частота интерваллари орасидаги кенг, чизиқли ва бир хил дистанцияли спектрга эга.

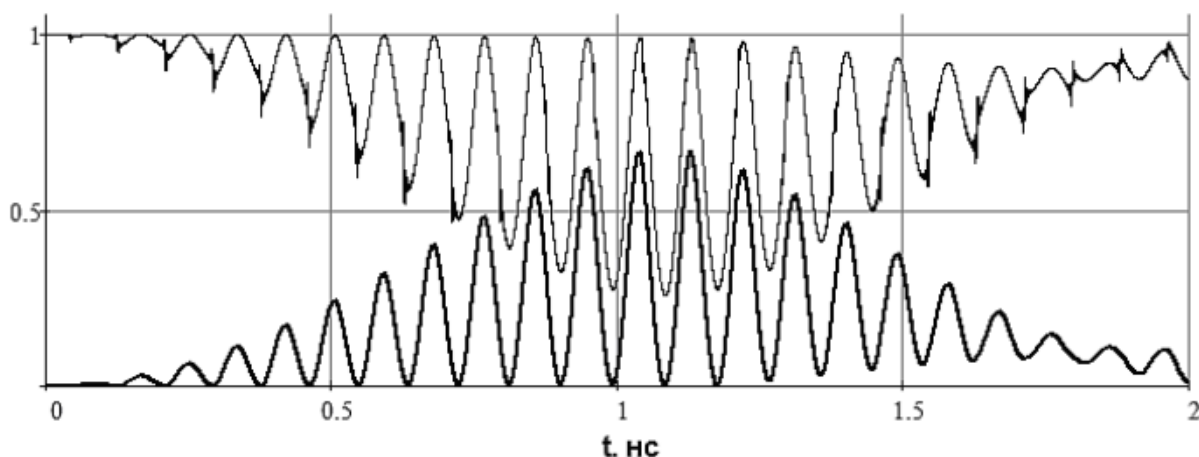
Модуляциянинг танланган типиди (2.2) маълум шароитларда оний частотанинг камайиш моментларида қутбланиш ва жойлашганлик фарқлари поғонасимон тарзда ўзгаради. (3-расм). Бундай ўзгаришлар ноадиабатик ўзгаришлар дейилади.

$\Omega_{\pm}$ поляритон частотали $E_s(t)$ спектрининг икки ихтиёрий частоталари мос тушганда қўзғотиш жараёни даврий такрорланади, бу майдоннинг тезда резонанс ўсишига олиб келади. Бу дамлаш майдонининг фазавий модуляциясини поляритон лазерларни қўзғотиш ва бошқариш қуроли

сифатида фойдаланишга имкон беради. Худди шунга ўхшаш секин оғдирувчиларга ўтиб:

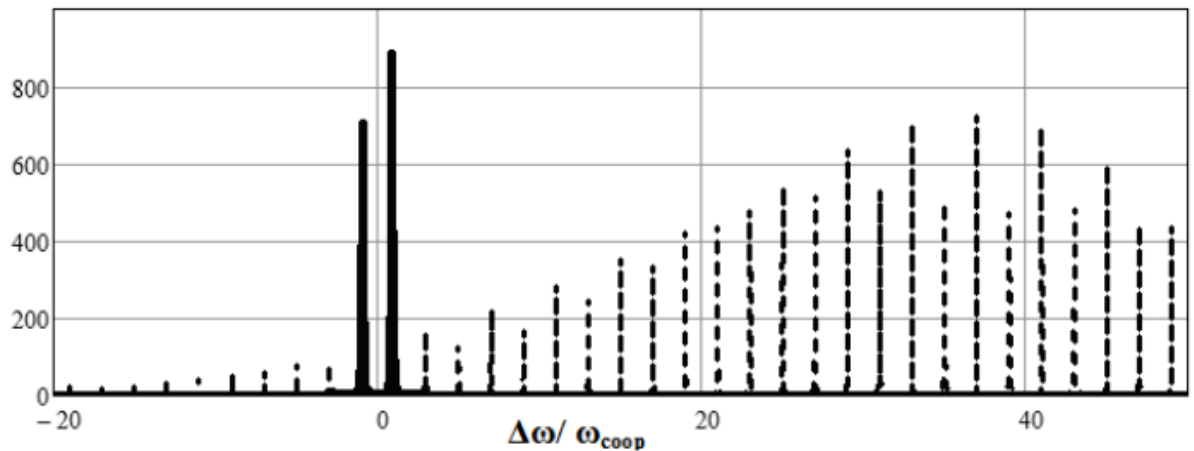
$$\begin{aligned}
 \frac{dA}{dt} &= -\frac{1}{2\tau} \cdot A(t) - 2\pi\omega_{12}N_0d_{12}v(t), \\
 \frac{dB}{dt} &= -\frac{1}{2\tau} \cdot B(t) + 2\pi\omega_{12}N_0d_{12}u(t), \\
 \frac{du}{dt} &= -\frac{1}{T_2} \cdot u(t) + \frac{d_{12}w(t)}{\hbar} \cdot (E_0 \sin(\Delta_0 t + \Theta \sin(\Omega_m t)) - B(t)), \\
 \frac{dv}{dt} &= -\frac{1}{T_2} \cdot v(t) + \frac{d_{12}w(t)}{\hbar} \cdot (E_0 \cos(\Delta_0 t + \Theta \sin(\Omega_m t)) + A(t)), \\
 \frac{dw}{dt} &= -\frac{1}{T_1} \cdot (w-1) - \frac{d_{12}A(t)v(t)}{\hbar} + \frac{d_{12}B(t)u(t)}{\hbar} - \\
 &\quad - \frac{d_{12}E_0v(t)}{\hbar} \cdot \cos(\Delta_0 t + \Theta \sin(\Omega_m t)) - \frac{d_{12}E_0u(t)}{\hbar} \cdot \sin(\Delta_0 t + \Theta \sin(\Omega_m t)).
 \end{aligned}
 \tag{3.23}$$

ларни оламиз. Тенгламалар системасини сонли ечиш натижалари ва спектрлари 3.11- ва 3.12-расмларда келтирилган. ($T_1 = T_2 = 20$ нс, $d_{12} = 6,3 \times 10^{-18}$ СГСЭ, $N_0 = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $\omega_{\text{соор}} = 3,76 \cdot 10^{10}$ рад/с, $\tau = 100$ нс, $E_0 = 21$ СГСЭ, $\Omega_m = 2\omega_{\text{соор}}$, $m = 0,99$, $\Delta_0 = 2035\omega_{\text{соор}}$).



3.11-расмда жойлашганлик инверсияси $N(t)$ йўқлигида поляритон майдоннинг $E(t)$ кўзғолиши кўрсатилган. $N(t)$ динамикаси ноадиабатик характерга эга. $E(t)$ нинг ўсиши вақт бўйича камайиши билан алмашади,

бунга сабаб поляритон модлар частотасининг таъсир қилувчи майдон амплитудасига ночизикли боғланганлигидадир.



3.12-расм. Узлуксиз чизик – мухитнинг резонанс частотаси ω_{12} яқинида поляритон нурланиш спектри $E(t)$, пунктир чизик – дамлаш манбаи майдонининг кенг полосали спектри $Es(t)$

Шундай қилиб, Поляритон модларнинг қўзғолиш ва сўниш чизикли режим вақтлари бўш резонатордаги мос вақтларга нисбатан икки марта кўп бўлади. Ночизикли режимда қўзғолиш майдон осцилляциясининг сўниши билан кузатилади, бу гистерезис ва бистабиллик эффектларини келтириб чиқаради.

Максвелл–Блох тенгламалар системасини ечиш орқали кўрсатилдики, поляритон лазерларни фазавий модуляцияланган лазер нурланиши билан қўзғотилганда эффектив генерация олиш ва параметрларини бошқариш мумкин. Янги ноадиабатик режимнинг эффективлиги шундаки, бу ерда барча синхронлашган лазер модларининг қуввати ишлатилади.

Қўзғотиш учун ноадиабатик режимнинг қўлланилиши дамлаш лазерининг қувватини анча камайтиришга имкон беради, бу поляритон лазерларни оптоэлектроника ва оптоинформацион интеграл қурилмаларда қўллашда муҳим аҳамиятга эгадир.

Хулосалар

Паллаб Бхаттачарий гурухи (Мичиган) электронларнинг поляритон сочилишини амалга ошириш учун актив сохадаги квант ўраларни легирлаш ҳамда поляритон-фонон сочилишини кўпайтириш ва экситон –поляритон зичлигини ошириш учун ташқи магнит майдонидан фойдаланди. Улар 12 А/см^2 да поляритонлар генерациясига эришдилар ва 2014 йил 5 июнда электр энергияси ҳисобига ва хона температурасида ишлайдиган биринчи поляритон лазерни яратдилар.

Экситон-поляритонлар экситон ва фотонларнинг ўзаро таъсири натижасида юзага келади. Улар совуқ атомлар газида кузатиладиган Бозе-Эйнштейн конденсати каби конденсат ташкил қила олади. Бу конденсатлар бир квант ҳолатида жуда кўп миқдорда экситон поляритонларни тўплаши мумкин. Бу экситон-поляритонларнинг яшаш вақтлари наносекунддан ҳам кам бўлиб, улар ўз энергиясини фотонларга беради ва натижада фотонлар сочилади. Бу фотонлар монохроматик, когерент ёруғлик нурин ҳосил қилади.

Резонаторнинг поляритон модлари, уларнинг ночизикли хоссалари ва яшаш вақтлари тадқиқ қилинди. Бу модлар берилган кутбланишга P_s эга бўлган манба томонидан кўзғотилади.

Резонатор модлари ва икки сатҳли зарралар ансамблининг боғланган ҳолатини таҳлил қилиш асосида модларнинг фазавий синхронизацияланган лазер нурланиши ёрдамида поляритон генерациясини кўзғотишнинг янги механизми кўриб чиқилди. Оптикоинформатикада қўланиладиган поляритон лазерларнинг микрорезонаторлари ёруғлик тўлқин узунлиги тартибида бўлади.

Максвелл–Блох тенгламалар системасини ечиш орқали кўрсатилдики, поляритон лазерларни фазавий модуляцияланган лазер нурланиши билан кўзғотилганда эффектив генерация олиш ва параметрларини бошқариш мумкин. Янги ноадиабатик режимнинг эффективлиги шундаки, бу ерда барча синхронлашган лазер модларининг қуввати ишлатилади.

Қўзғотиш учун ноадиабатик режимнинг қўлланилиши дамлаш лазерининг қувватини анча камайтиришга имкон беради, бу поляритон лазерларни оптоэлектроника ва оптоинформацион интеграл қурилмаларда қўллашда муҳим аҳамиятга эгадир.

Терагерцли нурланишни қўллаш учун яқинда вертикал ёруғлик нурлантирувчи поляритон лазер таклиф қилинди. Бошқа одатдаги лазерлардан фарқли равишда бу лазер тўлқин узатгич ва резонатор талаб қилмайди ҳамда барча конструкцияни микро масштабларда жойлаштиришга имкон яратади. ТГц частотали лазерлар медицинада, коммуникацион технологияларда ва хавфсизлик соҳларида кенг қўлланилишга эга бўлиши мумкин.

Умумий хулосалар

Шундай қилиб, ушбу магистрлик диссертациясида поляритон лазерларнинг тузилиши, ишлаш принциплари ва хоссалари, шунингдек, уларнинг замонавий электроникада қўлланилиши чуқур таҳлил қилинди.

Поляритон лазерлар бошқа лазерлар каби монохроматиклик, когерентлик ва қутбланиш хоссаларига эга. Уларнинг ҳосил бўлишида Бозе-Эйнштейн конденсацияси жарёнлари муҳим аҳамиятга эга.

Паллаб Бхаттачарий гурухи (Мичиган) электронларнинг поляритон сочилишини амалга ошириш учун актив сохадаги квант ўраларни легирлаш ҳамда поляритон-фонон сочилишини кўпайтириш ва экситон –поляритон зичлигини ошириш учун ташқи магнит майдонидан фойдаланди. Улар 12 A/cm^2 да поляритонлар генерациясига эришдилар ва 2014 йил 5 июнда электр энергияси ҳисобига ва хона температурасида ишлайдиган биринчи поляритон лазерни яратдилар.

Резонатор модлари ва икки сатҳли зарралар ансамблининг боғланган ҳолатини таҳлил қилиш асосида модларнинг фазавий синхронизацияланган лазер нурланиши ёрдамида поляритон генерациясини кўзғотишнинг янги механизми кўриб чиқилди. Оптиинформатикада қўлланиладиган поляритон лазерларнинг микрорезонаторлари ёруғлик тўлқин узунлиги тартибида бўлади.

Максвелл–Блох тенгламалар системасини ечиш орқали кўрсатилдики, поляритон лазерларни фазавий модуляцияланган лазер нурланиши билан кўзғотилганда эффектив генерация олиш ва унинг параметрларини бошқариш мумкин. Янги ноадиабатик режимнинг эффективлиги шундаки, бу ерда барча синхронлашган лазер модларининг қуввати ишлатилади.

Кўзғотиш учун ноадиабатик режимнинг қўлланилиши дамлаш лазерининг қувватини анча камайитиришга имкон беради, бу поляритон лазерларни оптоэлектроника ва оптиинформацион интеграл қурилмаларда қўллашда муҳим аҳамиятга эгадир.

Терагерцли нурланишни қўллаш учун яқинда вертикал ёруғлик нурлантирувчи поляритон лазер таклиф қилинди. Бошқа одатдаги лазерлардан фарқли равишда бу лазер тўлқин узатгич ва резонатор талаб қилмайди ҳамда барча конструкцияни микро масштабларда жойлаштиришга имкон яратади. ТГц частотали лазерлар медицинада, коммуникацион технологияларда ва хавфсизлик сохаларида кенг қўлланилишга эга бўлиши мумкин.

Фойдаланилган адабиётлар рўйхати

1. Imamoglu A., Ram R.J., Pao S., Yamamoto Y.. Nonequilibrium condensates and lasers without inversion: Exciton-polariton lasers // *Phys. Rev. A.* – 1996. – V. 53. – № 6. – P. 4250–4253.
2. Bagayev S.N., Vasil'ev V.V., Egorov V.S., Lebedev V.N., Mekhov I.B., Moroshkin P.V., Fedorov A.N., Chekhonin I.A. Coherent light sources under strong field–matter coupling in an optically dense resonant medium without population inversion // *International Journal Laser Physics.* – 2005. – V. 15. – № 7. – P. 975–982.
3. Balili R. B. et al. *Appl. Phys. Lett.* 88, № 031110 (2006); Berman O. L., Lozovik Yu. E., Snoke D. W. *Phys. Status Solidi C* 3, 3373 (2006)
4. Berman O. L., Lozovik Yu. E., Gumbs G. *Phys. Rev. B* 11, 15, № 5433 (2008)
5. Butov L. V. *J. Phys. Condens. Matter* 19, 295, 202 (2007)
6. Griffin A. *Excitations in a Bose-condensed Liquid* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2005); Griffin A., Nikuni T., Zaremba E. *Bose-Condensed Gases at Finite Temperatures* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2005)
7. Griffin A., Snoke D. W., Stringari S. (Eds.), *Bose-Einstein Condensation* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1995)
8. Kasprzak J., Richard M., André R., Le Si Dang. Bose-Einstein condensation in semiconductors: myth or reality? // *Journal of the European Optical Society.* – 2008. – V. 3. – № 08023.
9. Keldysh L. in *Bose-Einstein Condensation* (Eds. A. Griffin, D. W. Snoke, S. Stringari) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1995) p. 246
10. Keldysh L. V., in *Electron-Hole Liquid* (Amsterdam: North-Holland, 1986)
11. Ketterle W. *Rev. Mod. Phys.* 74, № 1131 (2002)
12. Lozovik Yu. E., Kurbakov I. L., Willander M. *Phys. Lett. A* 366, 487 (2007)

13. Lozovik Yu. E., Poushnov A. V. Phys. Rev. B 58 6608 (1998); Лозовик Ю. Е, Пушнов А. В. ЖЭТФ 115 1353 (1999) [Lozovik Yu. E., Pushnov A. V. JETP 88 747 (1999)]; Lozovik Yu. E., Ovchinnikov I.V. Phys. Rev. B 66, № 075124 (2002); Lozovik Yu. E, Kurbakov I. L., Ovchinnikov I. V. Solid State Commun. 126 269 (2003); Лозовик Ю. Е, Овчинников И. В., Шарапов В. А. ЖЭТФ 125 659 (2004) [Lozovik Yu. E., Ovchinnikov I. V., Sharapov V. A. JETP 98, 582 (2004)]
14. Lozovik Yu. E., Yudson V. I. Solid State Commun. 22, 117, (1977); Klyuchnik A. V., Lozovik Yu. E. J. Phys. C: Solid State Phys. 11, L, 483 (1978); Lozovik Yu. E, Klyuchnik A.Y. J. Phys. Low Temp. 38, 761, (1980); Shevchenko S. I. Phys. Rev. Lett. 72, № 3242 (1994); Lozovik .Yu. E., Poushnov A. V. Phys. Lett. A 228, 399 (1997)
15. M.Nosirov, E.Muxtorov, S.Pozilova Termodinamika va molekulyar fizika Патент № DGU 2015 0020
16. M.Nosirov, J.Alieva, S.Pozilova, I.Anorboev Kremniyda III davr elementlari diffuziyasi “Kondensatlangan muhitlar fizikasi va fizika o’qitishnig dolzarb muammolari” Namangan, 2015, 130-132 b.
17. M.Nosirov, J.Alieva, Z.Solohitdinova, S.Pozilova Umumiy fizikadan virtual laboratoriyalar Яримўтказгичлар физикасининг долзарб муаммолари, Тошкент, ЎЗМУ, 2014, 130-132 б
18. M.Nosirov, U.Q.Valiev, S.D.Pozilova Avtoto’lqinlarni kompyuter yordamida o’rganish Назарий ва ядро физикасининг долзарб муаммолари, О’зМУ, 2015 й., 3-4 октябрь, 255-257 б.
19. M.Nosirov, U.Q.Valiev, S.D.Pozilova Matematik fizika tenglamalarini yechishda kompyutrdan foydalanish Назарий ва ядро физикасининг долзарб муаммолари, О’зМУ, 2015 й., 3-4 октябрь, 255-257 б.
20. M.Nosirov, U.Valiev, Sh.Yulchiev, S.Pozilova Lazerlarni o’rganishda axborot texnologiyalaridan foydalanish Yarimo’tkazgichlar fizikasining dolzarm muammolari mavzuidagi Respublika anjumani materiallari, Nukus, 2015, 26-27 oktyabr, 122-123 b.

22. Marchetti F. M. et al. Phys. Rev. Bll 235313 (2008)
23. Metcalf H. J, van der Straten. P, Laser Cooling and Trapping (New York: Springer, 1999); Миногин В. Г, Летохов В. С. Давление лазерного излучения на атомы (М.: Наука, 1986) [Minogin V. G, Letokhov V. S. Laser Light Pressure on Atoms (New York: Gordon and Breach Sci. Publ., 1987)]
24. Mills D. L., Burstein E., Polaritons the electromagnetic modes of media, "Repts Progr. Phys.", 1974, v. 37, p. 817
25. Pitaevskii L., Stringari S., Bose-Einstein Condensation (Oxford: Clarendon Press, 2003); Питаевский Л. П., //УФН, 176-345 (2006); [Pitaevskii L. P. Phys. Usp. 49-333 (2006)]
26. Saba M., Ciuti C., Bloch J., Thierry-Mieg V., Andre R., Le Si Dang, Kundermann S., Mura A., Bongiovanni G., Staehli J. L, Deveaud B. High-temperature ultrafast polariton parametric amplification in semiconductor microcavities // Nature. – 2001. – V. 395. – P. 731–735.
27. Saba M., Kundermann S., Ciuti C., Guillet T., Staehli J. L., Deveaud B. Polariton amplification in semiconductor microcavities // Phys. stat. sol. B. – 2003. – V. 238. – № 3. – P. 432– 438.
28. Snoke D. Nature Phys. 4 673 (2008); Science 298 1368 (2002); Balili R. et al. Science 316 1007 (2007)
29. Агранович В. М. Теория экситонов. — М., 1968;
30. Агранович В. М., Гинзбург В. Л., Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов, 2 изд., М., , 1979
31. Ахманов С.А. Никитин С.Ю. Физическая оптика. – М.: Наука, 2004. – 654 с.
32. Борн М., Хуан Кунь, Динамическая теория кристаллических решеток, пер. с англ., М., 1958
33. Васильев В.В., Егоров В.С., Чехонин И.А. Лазеры и лазерные системы на основе кооперативных эффектов в оптически плотных резонансных средах без инверсии заселенностей (обзор) // Оптика и спектроскопия. – 1994. – Т. 76. – В. 1. – С. 146–160.

34. Васильев В.В., Егоров В.С., Чехонин И.А. Параметрическое возбуждение кооперативных эффектов в опытах по внутривибронной спектроскопии // Оптика и спектроскопия. – 1985. – Т. 58. – В. 5. – С. 944.
35. Гиппиус Н. А и др. УФН 175 327 (2005) [Gippius N. A et al. Phys. Usp. 48 306 (2005)]; КулаковTM В. Д и др. УФН 173 995 (2003) [Kylakovskii V. D. et al. Phys. Usp. 46 967 (2003)]
36. Горбунов А. В., Тимофеев В. Б. УФЯ176651 (2006)[Gorbunov A .V, Timofeev V.B. PA[^]. C/[^].49629(2006)];Timofeev V. B., Gorbunov A .V Письма в ЖЭТФ 83 178 (2006) [JETP Lett. 83 146 (2006)]
37. Гросс Е. Ф. Экситон и его движение в кристаллической решетке, — «Успехи физических наук», 1962, т. 76, в. 3;
38. Давыдов А. С. Теория молекулярных экситонов. — М., 1968;
39. Железняков В.В., Кочаровский В.В., Кочаровский Вл.В. Волны по ляризации и свержизлучение в активныз средах // УФН.– 1989. – Т. 159. – В. 2. – С. 193–257.
40. Келдыш Л. В., Копаев Ю. В. ФТТ 6, 27, 91 (1964) [Keldysh L. V, Kopaev Yu. V. Sov. Phys. Solid State 6, 22, 19 (1965)]
41. Козлов А. Н., Максимов Л. А. ЖЭТФ 48, 11, 84 (1965) [Kozlov A. N., Maksimov L. A. Sov. Phys. JETP 21, 790, (1965)]; Halperin B. I., Rice T. M. Solid State Phys. 21, 115, (1968); Гусейнов Р. Р., Келдыш Л. В. ЖЭТФ 63, 22, 55, (1972) [Guseinov R. R., Keldysh L. V. Sov. Phys. JETP 36, 11, 93 (1973)]
42. Лозовик Ю. Е, Берман О. Л Письма в ЖЭТФ 64, 526, (1996) [Lozovik Yu. E., Berman O. L., JETP Lett. 64, 573, (1996)]; ЖЭТФ 111, 18, 79, (1997) [JETP 84, 10, 27, (1997)]; Лозовик Ю. Е., Берман О. Л., Рувинский А. М. Письма в ЖЭТФ 69, 573, (1999) [Lozovik Yu. E., Berman O.L., Ruvinskii A. M JETP Lett. 69, 616, (1999)]
43. Лозовик Ю. Е., Меркулова С. П., Соколик А. А. УФН 178, 757, (2008) [Lozovik Yu. E., Merkulova S. P., Sokolik A .A. Phys. Usp. 51, 727, (2008)]; Lozovik Yu. E., Sokolik A. A. Письма в ЖЭТФ 87, 61, (2008) [JETP Lett. 87, 55, (2008)]

44. Лозовик Ю. Е., Юдсон В. И Письма в ЖЭТФ 22, 556, (1975) [Lozovik Yu. E., Yudson V. I., JETP Lett. 22, 274, (1975)]; ЖЭТФ 71, 738, (1976); [Lozovik Yu. E., Yudson V. I., Sov. Phys. JETP 44, 389, (1976)]; Solid. State Commun. 19, 391, (1976); Лозовик Ю. Е, в сб. Всесоюз. совещание по диэлектрической электронике, Ташкент, 1973, Тезисы докладов (Ташкент: ФАН, 1973)
45. М.Носиров, Ж.Зиёитдинов, О.Парпиева, С.Позилова Маълумотларни қайта ишлашда оптик дисклардан аойдаланиш АДУ илмий хабарномаси, 2014, №2
46. М.Носиров, Н.Мирзаалимов, С.Пазилова Создание виртуальной лаборатории по механике Материалы Межд.конф.Интеграция образовательного пространства с реальным сектором экономики, Новосибирск, 2012, с.84-87
47. М.Носиров, Н.Юнусов, Г.Акбарова, И.Анорбоев, С.Позилова Маълумотларни қайта ишлашда оптик дискларнинг аҳамияти “Ахборот коммуникация технологияларининг долзарб муаммолари” мавзусидаги республика илмий-амалий анжумани, Андижон, 2015, 31-34 б.
48. М.Носиров, С.Пазилова, Н.Мирзаалимов, М.Ибрагимов Поляритонные лазеры Микроэлектроника, нанозарралар физикаси ва технологиялари, Республика илмий–амалий анжумани МАТЕРИАЛЛАРИ, Андижон, 2015 й., 4-5 декабрь, 405-407 б.
49. М.Носиров, С.Позилова, М.Иброхимов, Н.Атакулова Поляритон лазерларнинг қўлланилиши
50. М.Носиров, С.Позилова, Р.Алиев, С.Мирзаев Қуёш нурларини мужассамловчи қурилмалар XXI аср-интеллектуал авлод асри, Респ.илм-амалий анжуман мат, Андижон, 2013, 72 б.
51. *Нокс Р.* Теория экситонов, пер. с англ., — М., 1966;
52. *Осипьян Ю. А.* Физика твердого тела выходит на передовые позиции, — «Природа», 1975, № 10.

53. Пекар С. И., Кристаллооптика и добавочные световые волны, К., 1982
Экситоны, под ред. Э. И. Рашба, М. Д. Стерджа, пер. с англ., М., 1985
Поверхностные поляритоны, под ред. В. М. Аграновича, Д. Л. Миллса, М., 1985.
54. Экситоны в полупроводниках, [Сб. статей], — М., 1971;