

**O‘ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIY VA O‘RTA MAXSUS TA‘LIM
VAZIRLIGI**

**ISLOM KARIMOV NOMLI
TOSHKENT DAVLAT TEXNIKA UNIVERSITETI
MAGISTRATURA BO‘LIMI**

**Qo‘lyozma huquqida
UDK 621. 315**

AXMADJONOV SHAXZOD BOTIROVICH

**DIOD UYG‘OTISHLI LAZERNING ISHLASH PRINSIPI VA
XARAKTERISTIKALARINI O‘RGANISH**

5A312902 – «Ёруғлик техникаси»

**Magistr
akademik darajasini olish uchun yozilgan
dissertatsiya**

**Ilmiy rahbar
к.ф.-м.н. Ismailova O.B.**

TOSHKENT – 2018

Кириш

Маълумки, инсон атроф-муҳит ҳақидаги маълумотнинг 80 % ни кўриш орқали қабул қилиб, бор-йўғи 20 % ини бошқа тўртта сезиш органлари орқали олади. Шу сабабли ҳам инсонларнинг кўриш имкониятларини ошириш учун минглаб турли хилдаги қурилмалар яратилган. Ана шу қурилмаларни барчасини ишлаб чиқиш ва қўллаш амалий оптикага доир масаладир.

Амалий оптиканинг эса энг кўп татбиқ қилинган соҳаси бу – лазерлар физикасидир.

Ўша вақтга келиб, оптикадаги турли физик жараёнларни тушунтиришда ёруғликнинг тўлқин ва корпускуляр (заррача) назарияларидан фойдаланиш йўллари ишлаб чиқиб бўлинган эди. Дифракция, интерференция ва қутбланиш ҳодисаларини ёруғликнинг тўлқин табиати билан тушунтириш мумкин. Бу ҳолда ёруғликни электромагнит тўлқин сифатида қаралиб, у электр ва магнит майдонларининг амплитудаси, частотаси ν ёки тўлқин узунликлари λ билан тавсифланади.

Ушбу икки ν ва λ катталиклар қуйидаги

$$\lambda = c / \nu \quad (1)$$

муносабат билан боғланган. Бу ерда c - ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги.

Электромагнит тўлқинларнинг энергетик тавсифи сифатида электромагнит майдон энергиясининг ўртача ҳажмий зичлиги $\bar{\rho}$ ни қуйидаги

$$\bar{\rho} = \int_0^{\infty} \rho_{\nu} d\nu = \frac{(E^2 + H^2)}{8\pi} \quad (2)$$

кўринишда ифодалаш мумкин. Бу ерда ρ_{ν} - электромагнит нурланишининг спектрал ҳажмий зичлиги бўлиб, ўлчамлиги $\text{Ж/см}^3 \cdot \text{Гц}$ бўлиб, E^2 ва H^2 -лар эса электромагнит тўлқиннинг ўртача квадратик электр ҳамда магнит кучланганликларидир.

Электромагнит тўлқинларнинг модда билан ўзаро таъсирлашувининг табиати ва самарадорлиги электромагнит тўлқин оқимининг зичлигига ёки интенсивлиги I га боғлиқ бўлади. Электромагнит тўлқиннинг электр майдон кучланганлиги E унинг интенсивлиги I билан қуйидаги

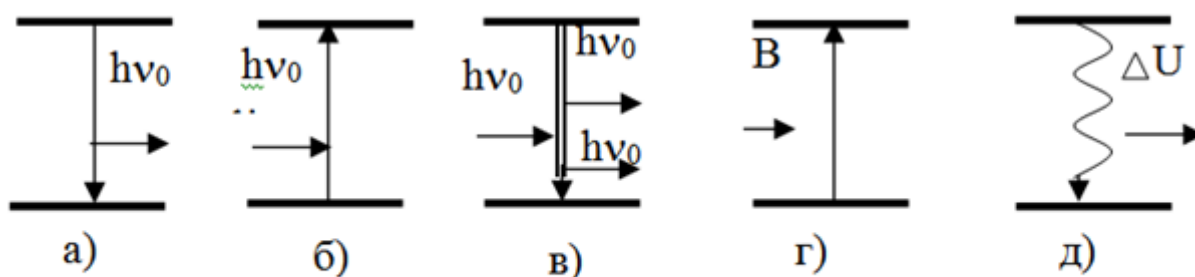
$$E = (4\pi I/c)^{1/2} \quad (3)$$

муносабат орқали боғланган. [1]

Геометрик оптика нуқтаи назардан ёруғликни бир жинсли муҳитда с тезлик билан тарқалаётган ёруғлик фотонлари (заррачалари) оқимидан иборат деб қараш мумкин. Фотонлар энергияси уларнинг частотасига боғлиқ бўлади ва

$$\epsilon_{\phi} = h\nu \quad (4)$$

ифода билан аниқланади. Бу ерда h - Планк доимийси бўлиб, қиймати $6,62 \cdot 10^{-34}$ Ж·с. Ушбу маънода монохроматик ёруғликнинг интенсивлиги фотонларнинг ҳажмий n_{ϕ} концентрацияси ва энергияси орқали белгиланиши мумкин, яъни йигирманчи асрнинг бошида термодинамик мувозанатли тизимлар нурланишининг спектрал зичлигини тушунтириш йўллари хали номаълум эди. Классик термодинамика асосида Рэлей-Жинслар томонидан чиқарилган



1-расм. Икки сатҳли квант тизимида зарраларнинг 1-сатҳдан 2-сига нурланишли (а,б,в) ва нурланишсиз ўтишлари

$$I = h \cdot \nu \cdot n_{\phi} \cdot c \quad (5)$$

$$\rho_{\nu} = 8\pi \nu^2 kT/c^3 \quad (6)$$

формула эса спектрал $\rho(\nu)$ зичликнинг частотага боғлиқлигини фақат катта тўлқин узунликларда, яъни $h\nu \ll kT$ шарт бажарилганда модданинг электромагнит нурланиш жараёнини тўғри тушунтириб берар эди. Бу ерда $k=1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Ж/К}$ бўлиб, у Больцман доимийси дейилади.

Моддалар томонидан нурланишнинг тажрибада аниқланаётган спектрал зичлигининг частотага боғлиқлиги тақсимооти Планк таклиф этган эмпирик

$$\rho_\nu = (8\pi\nu^2/c^3) \cdot [h\nu/(e^{h\nu/kT}-1)] \quad (7)$$

формуладаги тақсимоот билан яхши мос тушган эди. [1]

А. Эйнштейн 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 (7) эмпирик формулани келтириб чиқарди. Бунинг маъноси қуйидагича: квант тизимда, яъни дискрет энергетик ҳолатли тизимда зарраларнинг бир ҳолатдан бошқасига спонтан нурланиш чиқариб ва нурланишсиз ўтишидан ташқари ташқи электромагнит майдон нурланиши таъсирида мажбурий ўтишлари ҳам рўй бериши мумкин. Бу мажбурий ўтишда зарра чиқарган электромагнит нурланишнинг параметрлари уни мажбурловчи электромагнит нурланишнинг параметрлари билан айнан бир хил бўлади. Ушбу жараёнда квант тизимлар томонидан чиқарилаётган нурланишнинг когерентлик хусусияти пайдо бўлади. Квант тизимнинг икки ε_1 ва ε_2 энергетик ҳолатларидаги зарраларнинг турли хил ўтишлари 1-расмда кўрсатилган.

Бугунги кунда лазер қурилмалари халқ хўжалигининг деярли барча соҳаларига кириб бормоқда.

Магистрлик диссертацияси мавзусининг долзарблиги: Бугунги кунда лазер қурилмалари халқ хўжалигининг деярли барча соҳаларига кириб

бормокда. Шу билан бирга бу қурилмаларни тузилиши, ишлаш принципи, қўлланилиш соҳалари, инсон ва атроф-муҳитга зарари яхши ўрганиб чиқилмаган. Шунинг учун ҳам ушбу магистрлик диссертацияси мавзусида ўрганилган масалалар бугунги кун республикамиз саноатини ривожлантириш учун муҳим масала бўлиб ҳисобланади.

Тадқиқот объектлари ва предмети: мавзу юзасидан олиб борилган тадқиқотлар объекти бу диод уйғотишли лазер ҳисобланади. Эксперимент усулида ярим ўтказгичли диод лазерлари орқали дамланувчи Nd:YLF лазерининг тузилиши ва унинг характеристикаларини ўрганиш олиб борилган изланишлар предмети бўлиб хизмат қилади.

Тадқиқот мақсади ва вазифалари: Диод уйғотишли лазернинг ишлаш принципи ва характеристикаларини ўрганиш.

Тадқиқот натижаларининг илмий янгилиги. Диод уйғотишли лазернинг ишлаш принципи ва унинг характеристикалари илк бор ўрганиб чиқилди.

Тадқиқотнинг асосий масалалари ва фаразлари: Изланишларнинг ўзига хослиги вакуумда ривожланган гармониканинг ультрабинафша нурлар (50-200 нм тўлқин узунлиги) соҳасида қатъий ионли ўтишлар (Pb II, $\lambda=96.72$ нм)га яқин бўлган 11-гармоника тўлқин узунлигидаги етакчи плазманинг ночизиқли оптика соҳасида мажбурий резонанс ўсиши билан боғлиқ бўлишининг ўзига хослигини кузатиш мумкин.

Дамлаш энергиясини лазер нурланиши энергиясига айлантиришнинг кам самарадорлиги резонатор хусусий модасининг диодли дамламаси соҳасида оптимал танланмагани билан боғлиқ.

Тадқиқот мавзуси бўйича адабиётлар шарҳи, таҳлили: Диссертацияни ёзишда 53 та хорижий ва ўзбек тилларида ёзилган мақола, тезислардан фойдаланилди.

Тадқиқотда қўлланилган методиканинг тавсифи: Диод уйғотишли лазернинг ишлаш принципи ва характеристикалари эксперимент ўтказиш усулида ўрганиб чиқилди.

Тадқиқот натижаларининг илмий ва амалий аҳамияти. Тажрибаларда олинган натижалар республикамизда мавжуд лазер қурилмаларини қиёсий таҳлил қилиш ва бу қурилмаларни келажакда республикамиз саноатини ривожлантириш учун қўллаш нуқтаи назаридан илмий ва амалий аҳамиятга эга.

Иш тузилмасининг тавсифи: Диссертация кириш, учта 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 НУРЛАНИШИНИНГ ТАВСИФЛАРИ

Авваламбор ғалаёнлантирилган зарра юқори энергияли сатҳдан қуйи энергияли сатҳга ўз-ўзидан, яъни спонтан нурланиш бериб ўтиши мумкин. Спонтан нурланиш квант табиатига эга. Квант механика қоидаларига биноан атом ёки молекула юқори (яъни ғалаёнлантирилган) сатҳда чексиз узоқ вақт бўла олмайди. Зарранинг юқори энергетик сатҳдан қуйи энергетик сатҳга бирлик вақт давомида A_{21} ўтиш эҳтимоллигига боғлиқ ҳолда, ғалаёнлантирилган зарра юқори сатҳдан чекли тезлик билан Борнинг иккинчи постулатига асосан

$$h\nu_0 = \varepsilon_2 - \varepsilon_1 \quad (1.1)$$

спонтан нурланиш бериб ўтиши мумкин.

Ушбу ўтишни схематик равишда қуйидагича

$$A(2) \rightarrow A(1) + h\nu_0 \quad (1.2)$$

тенглама билан ифодалаш мумкин.

Зарраларнинг юқори энергетик сатҳдан фақатгина спонтан нурланиш бериб қуйи энергетик сатҳга ўтиш жараёнида зарранинг юқори энергетик сатҳдаги ўртача яшаш вақти ва зарранинг бирлик вақт ичидаги спонтан ўтиш эҳтимоллиги A_{21} , яъни Эйнштейн коэффициенти ўзаро қуйидаги муносабат

$$\tau_0 = 1/A_{21} \quad (1.3)$$

орқали боғланган.

Спонтан ўтишлар натижасида юқори энергетик сатҳдаги зарралар N_2 концентрациясининг ўзгариши қуйидаги

$$N_2 = N_{20} \exp(-t/\tau_0) \quad (1.4)$$

муносабат билан ифодаланади.

Зарраларнинг спонтан ўтишларида ҳосил бўлган ёруғлик квантлари бир хил энергияга эга бўлгани билан ўзаро мослик йўқ. Ушбу ёруғлик фотонларининг фазонинг турли йўналишларида тарқалишининг эҳтимоллиги бир хил. Ёруғлик фотонларининг вақтнинг турли моментларида пайдо бўлиш эҳтимоллиги ҳам бир хил бўлгани учун ушбу квантларга тегишли

электромагнит тўлқинлар ўзаро фаза бўйича боғланмаган ва ихтиёрий қутбланишга эга бўлади.

1.1-§ Спонтан ва мажбурий нурланишлар

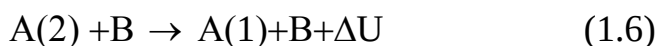
Алоҳида зарраларнинг спонтан ўтишларидан фарқли ўлароқ, зарраларнинг бир сатҳдан иккинчисига нурланишсиз ўтишлари учун ўзаро таъсирлашувчи А-зарра билан бошқа В зарранинг бўлиши шарт.

Айнан шундай ўзаро таъсирлашувларда зарра 1-ҳолатдан 2-ҳолатга ёки 2-ҳолатдан 1-ҳолатга ёруғлик квантини нурламай ёки ёруғлик кванти таъсирисиз ўтади. Зарранинг бошқа зарра билан тўқнашуви натижасида ғалаёнлантирилган ҳолатга ўтиш жараёни (1г-расм) $\Delta U = -\Delta \epsilon$ кинетик энергия сарф бўлади ва қуйидаги



ифодада кўрсатилгандек равишда рўй беради.

Тўқнашувлар натижасидаги релаксация жараёнида ғалаёнланган зарранинг энергияси тўқнашуви зарраларнинг илгариланма энергиясига ёки В заррани ғалаёнлантиришга сарф бўлиши мумкин. Ушбу жараён қуйидаги



кўринишда рўй бериши мумкин.

Зарраларнинг бир сатҳдан иккинчи сатҳга мажбурий ўтишлари А. Эйнштейннинг гипотезасига биноан фақат 1.1 ифодадаги шартни қаноатлантирувчи электромагнит резонанс квантлар билан ўзаро таъсирлашувда рўй бериши, яъни мажбурий ўтишларининг эҳтимоллиги ν_0 частотали ташқи электромагнит майдондагина нолдан фарқлидир. А. Эйнштейннинг гипотезасига биноан ташқи резонанс частотали майдон таъсирида зарра 1-энергетик сатҳдан 2-энергетик сатҳга электромагнит квантларнинг резонанс ютилиши натижасида (1б расм), яъни



кўринишда ўтишидан ташқари, зарранинг 2 энергетик сатҳдан 1 энергетик сатҳга қуйидаги

$$A(2) + h\nu_0 \rightarrow A(1) + 2h\nu_0 \quad (1.8)$$

жараён бўйича ўтиши мумкин. Ушбу 1в расмдаги жараёнда зарра мажбурий равишда фотон чиқаради, яъни квант зарранинг мажбурий электромагнит нурланиш жараёни рўй беради. Бу жараён квант электроникасининг ёки лазерлар физикасининг асоси бўлиб хизмат қилди.

Зарраларнинг бирлик вақт ичидаги W_{12} ва W_{21} мажбурий ўтиш эҳтимолликлари резонанс квантларнинг ҳажмий n_p зичлигига, ёки бошқача қилиб айтганда ташқи электромагнит майдоннинг спектрал зичлигига пропорционалдир, яъни

$$\left. \begin{aligned} W_{12} &= B_{12} \rho(\nu) \\ W_{21} &= B_{21} \rho(\nu) \end{aligned} \right\} \quad (1.9)$$

бу ерда B_{12} ва B_{21} - Эйнштейннинг мос равишда мажбурий ютилиш ва нурланишлар учун коэффициентлари.

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

1.2-§ Мувозанатли ҳолат ва Эйнштейн коэффициентларининг ўзаро боғлиқлиги

Зарраларнинг бир энергетик сатҳдан бошқасига нурланишсиз ўтишларини эътиборга олмаган ҳолда мажбурий ва спонтан ўтишларнинг ўзаро боғлиқлигини аниқлайлик.

А. Эйнштейн кўрсатгандек, T ҳароратда ε_1 ва ε_2 энергияли зарраларнинг мувозанат ҳолатларда бўлиши мумкин бўлган тўпламини кўрайлик. Зарра бу ҳолатларининг биридан иккинчисига ўтишида $h\nu_0 = \varepsilon_2 - \varepsilon_1$ энергияли электромагнит квантини ютади ёки чиқаради.

Термодинамик мувозанат ҳолатида зарралар сонининг энергетик сатҳлар бўйича тақсимооти Больцманнинг қуйидаги

$$N_i = N_0 g_i \exp(-\varepsilon_i/kT) \quad (1.10)$$

муносабати орқали ифодаланади. Бу ерда g_i - энергетик сатҳнинг статистик вазни ёки айниганлик коэффициенти бўлиб, у ε_i энергияга мос келувчи ҳолатлар сонини билдиради; N_0 - барча энергетик сатҳларги зарраларнинг умумий сони. Ушбу 1 ва 2 энергетик сатҳлардаги зарралар сонларининг нисбати қуйидаги

$$N_2/N_1 = (g_2/g_1) \exp [-(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)/kT] \quad (1.11)$$

ифода билан аниқланади.

Термодинамик мувозанатда квант тўплам энергия йўқотмайди ҳам, олмайди ҳам. Зарраларнинг 1-энергетик сатҳдан 2-энергетик сатҳга ўтишлари сони ва 2-энергетик сатҳдан 1-энергетик сатҳга ўтишлари сони ўзаро тенг бўлганда

$$W_{12}N_1 = W_{21} N_2 + A_{21} N_2 \quad (1.12)$$

бўлади ва (1.9) ифодадан W_{12} ва W_{21} ларнинг қийматларини (1.12) ифодага қўйиб, N_2/N_1 га нисбатан тенгламани ечиб, қуйидаги

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{B_{12} \rho(\nu)}{A_{21} + B_{21} \rho(\nu)} \quad (1.12^*)$$

муносабатни оламир.

(1.1)-формуладаги муносабатни эътиборга олган ҳолда, (1.11) ва (1.12*) формулаларни ўзаро тенглаштириб, модданинг термодинамик мувозанат ҳолатида электромагнит нурланишнинг спектридаги энергия зичлигини ифодаловчи муносабатни олиш мумкин, яъни

$$\rho(\nu) = \frac{A_{21}}{B_{21}} \left[\frac{g_1 B_{12}}{g_2 B_{21}} \exp\left(\frac{h\nu_0}{kT}\right) - 1 \right]^{-1} \quad (1.13)$$

А. Эйнштейн коэффицентларининг ўзаро боғлиқлигини аниқлаш учун (1.13) ифодани чегаравий ҳоллар учун кўриб чиқайлик. Модданинг ҳарорати чексиз ортганда унинг электромагнит нурланиши энергиясининг зичлиги ҳам

чексиз ортиши керак. (1.13) ифоданинг сурати чекли катталиқ бўлгани учун $\rho(\nu)$ чексизликка фақат унинг махражи нолга интилгандагина тенг бўлади, яъни $T \rightarrow \infty$ да $(h\nu_0/kT) \rightarrow 0$ ва $\exp(h\nu_0/kT) \rightarrow 1$ шундан қуйидаги

$$g_1 B_{12} = g_2 B_{21} \quad (1.14)$$

ифодани оламиз. Бу ифода шуни кўрсатадики, агар энергетик сатҳлар айнамаган, яъни $g_2 = g_1$ бўлса, мажбурий нурланиш ва ютилиш жараёнларининг эҳтимоллиги ўзаро тенг бўлади. Ушбу (1.14) ифодани эътиборга олиб, $\rho(\nu)$ учун формула қуйидаги

$$\rho(\nu) = \frac{A_{21} g_2}{g_1 B_{12} [\exp(h\nu_0/kT) - 1]} \quad (1.15)$$

кўринишни олади ва бу формула тажрибаларда тасдиқланган (7) ифодадаги Планк формуласига зид келмайди.

Юқори ҳарорат ёки катта тўлқин узунликларида (7) ифодадаги Планк формуласи Релей-Жинснинг (6) формуласига ўтади ва (1.15) формула қуйидаги

$$\rho(\nu) = \frac{A_{21} g_2 kT}{g_1 B_{12} h\nu} \quad (1.16)$$

кўринишни олади. Юқоридаги (1.14) ифодани эътиборга олган ҳолда (6) ва (1.15) формулаларни ўзаро солиштириб,

$$B_{12} = A_{21} \frac{c^3 g_2}{8\pi h\nu^3 g_1} \quad (1.17)$$

ва

$$B_{21} = A_{21} \frac{c^3}{8\pi h\nu^3} \quad (1.18)$$

А.Эйнштейн коэффициентларини ўзаро боғловчи формулаларни оламиз. А. Эйнштейн Планкнинг квант механикаси асосларига таянган ҳолда мажбурий нурланиш жараёнини киритиш йўли билан тажрибаларда олинган электромагнит нурланиш спектрал зичлиги $\rho(\nu)$ нинг тақсимотини тушунтириб беришга муваффақ бўлган. Ушбу ҳолат А. Эйнштейннинг

мажбурий электромагнит нурланишлар (модда томонидан электромагнит квантларни мажбурий чиқарилиши) гипотезасининг тўғрилигининг дастлабки тасдиғи бўлган.

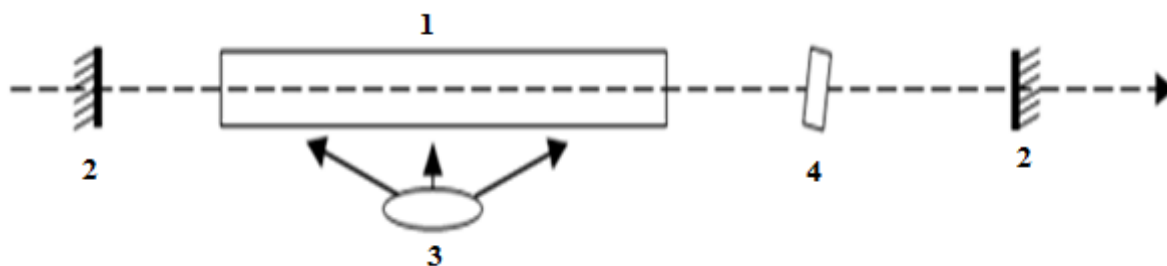
Зарралар тўпламининг термодинамик мувозанат ҳолатдаги нурланиши тўпламдаги ҳар бир зарра учун ташқи электромагнит нурланиш бўлади. Шунинг учун юқорида келтириб чиқарилган ифодалар, квант тизимнинг ташқи электромагнит нурланиши таъсири учун ҳам ўринлидир. Зарранинг электромагнит квант нурланиш бериб, бир сатҳдан иккинчисига ўтишининг тўла эҳтимоллиги қуйидагича ифодаланади:

$$W_{нур} = W_{21} + A_{21} = \left(\frac{8\pi h \nu^3}{c^3} + \rho(\nu) \right) B_{21} \quad (1.19)$$

Демак ғалаёнтирилган зарранинг спонтан нурланиш чиқариш эҳтимоллиги нурланиш частотасининг ($\sim \nu^3$) кубига пропорционал бўлгани учун спонтан ва мажбурий электромагнит нурланишларнинг аҳамияти нурланиш спектрининг турли қисмларида турлича бўлади.

1.3-§ Лазер қурилмаларининг тузилиши

Қуйида лазер қурилмасининг принципиал схемаси тасвирланган



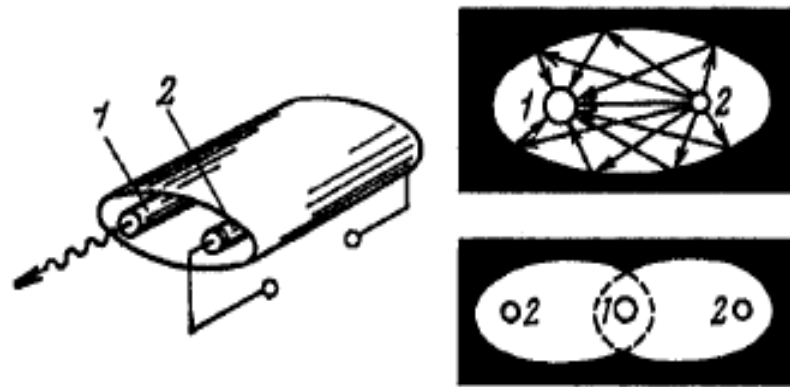
1.1-Расм. Лазер қурилмасининг принципиал схемаси: 1-актив элемент, 2-оптик резонатор, 3-дамлаш (накачка, pumping) тизими, 4-резонатор ичига қўйилиши мумкин бўлган қўшимча элементлар. *AA'* ўқ лазернинг *оптик ўқи*

Оптик резонатор иккита ясси, бири ясси ва иккинчиси сферик ёки ҳар иккаласи ҳам сферик кўзгулардан иборат бўлиши мумкин. Кўзгулардан бирининг нурни қайтариш коэффициенти 100 %, иккинчи кўзгу эса қисман ўтказади. [2]

Оптик резонаторнинг асосий вазифаси генерация шартлари - мусбат тескари боғланишни юзага келтириш.

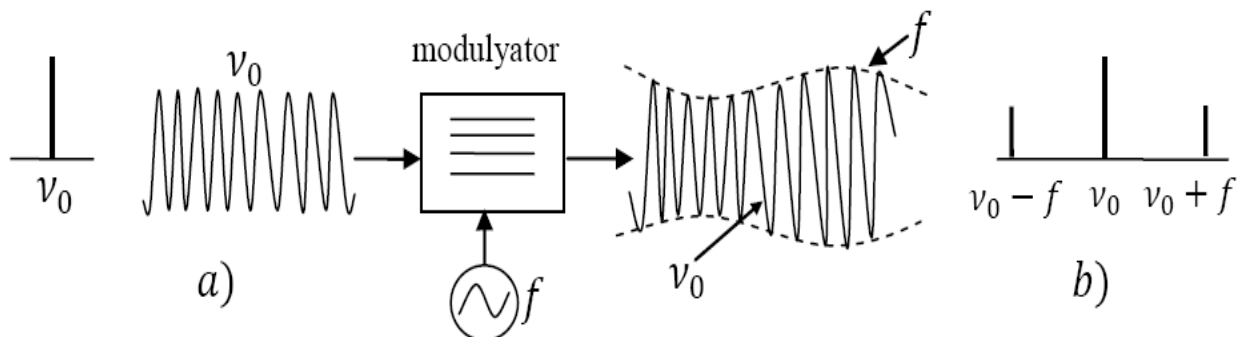
Дамлаш тизими актив марказларни қўзғатиш учун ишлатилади. Ёруғлик лампалари, электр разряд, кимёвий реакция, ярим ўтказгич ёруғлик диодлари ва ҳ.к.

Оптик резонатор ичига қўйимча элементлар (пластинка, призма ва ҳ.к.)ни ўрнатиш мумкин ва улар ҳар хил вазифаларни бажаради. Масалан, лазер нуруни модуляция қилиш, ёруғлик спектрини торайтириш, лазерни керакли режимда ишлатиш ва ҳ.к.



1.2-Расм. Оптик резонатор ва унинг ичида нурнинг кучайтирилиши.

Модалар синхронизацияси, фемтосекундли импульслар генерацияси. Агар мабодо лазер оддий режимда ишласа, генерация бўлган импульсларнинг давомийлиги миллисекундларда, гигант импульслар режимида ишлаганида эса наносекундларда ўлчанади.



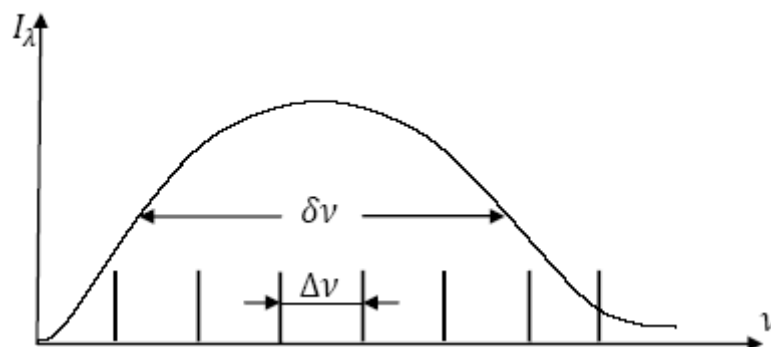
1.3-Расм. Сигнални оптик нур орқали модуляциялаш. а) кировчи оптик сигнал б) модуляцияланган сигнал.

ν_0 частотали монохроматик тўлқин интенсивлигини f частота билан модуляция қилиш. а- модуляторга тушаётган монохроматик тўлқин спектри. б- модулятордан чиққан тўлқин спектри.

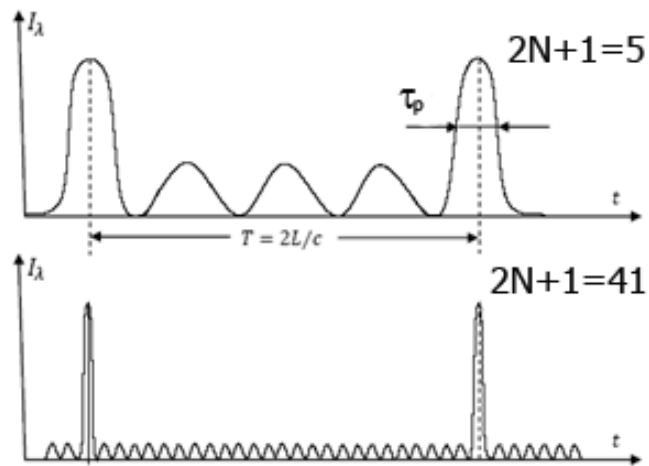


1.4-Расм. Йўқотишларни эътиборга олиш

Актив элемент люминесценцияси (кучайтириш) профили ва резонатор модаларининг бир-бирига нисбатан жойлашиши. Профильнинг Δn –кенглигида 4 та мода генерация бўлиши мумкин.



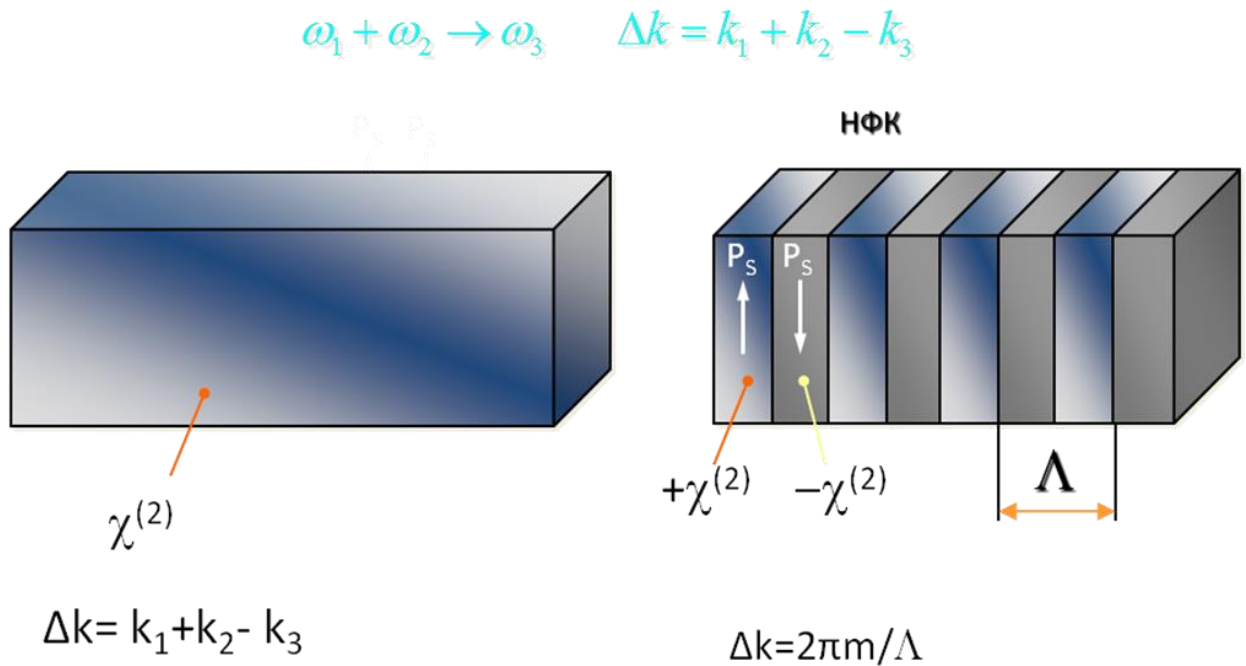
1.5-Расм Лазер нурланиши интенсивлигининг частотага боғлиқлиги.



1.6-Расм Лазер нурланиши интенсивлигининг вақтга боғлиқлиги.

Биринчи марта НФК лазер нурланишининг частотасини алмаштиришда қўл келишини Н. Блонберган ўз мақоласида айтиб ўтган эди. Унга кўра, синхронизм мавжуд бўлмаган кристалларда сунъий синхронизм, яъни квазифаз синхронизми ҳосил бўлишини айтиб ўтган эди.

Квазифаз синхронизми синхронизм бўлмаган оптикада қўлланиладиган усул бўлиб, у асосий лазер частотаси ва сигнал частоталари орасидаги самарали энергия оқимини таъминлайди. Квазифаз синхронизмида ўзаро таъсирлашувчи оптик нурланишлар орасида сунъий синхронизм ҳосил қилишга ёрдам беради. Энергия ҳар доим иккита оптик тўлқинлар орасидаги фаза 180 даражадан кам бўлган ҳолда асосий нурланишда ҳар доим сигнал узатилади, 180 градусдан ортиқ бўлган ҳолда эса энергия сигналдан асосий нурланиш частотасига қайтади. Когерентлик узунлиги асосий нурланиш фазаси ва сигнал частоталари бир-биридан 180 даража бўлган муҳитнинг узунлиги тенг бўлиши керак.



3

1.7-расм. Ночикли фотонли кристаллар ва уларда синхронизм ҳосил қилиш

Охирги 15-20 йиллар давомида ўлчамли квантлашган тизимлар технологиясининг ривожланиши қатор тажрибавий илмий тадқиқотларнинг ўтказилиши ўлчамли квантлашган электронли (ковакли) тизимларда ток ташувчилар энергиявий спектрини, тизимнинг кинетик, оптик, фотоэлектрик ва бошқа хил физика табиатини (механизмларини), шунингдек ток ташувчиларнинг намуна сиртидан кўзгули ёки диффузиявий сочилишини назарий таҳлил этишни талаб этади. Табиийки, юқорида қайд қилинган ҳолларнинг миқдорий жиҳатдан назарий ўрганилиши кўпгина ярим ўтказгичли тизимлар учун очиқ қоляпти. Хусусан ўлчамли квантланган тизимларда қутбланган фотонлар иштирокида кечадиган электрон (ковак)ли жараёнларнинг назарий ўрганилиши техниканинг ҳар хил табиатли оптикавий ва фотоэлектрик самараларга асосланган қисмини тўлдиради, бойитади ва кейинчалик ривожланишга назарий асос бўла олади.

1.4-§ Лазер нурланиши турлари

Лазер ёки оптикавий квант генератори – бу дамлама энергиясини монохроматик, когерент, кутбланган ва тор йўналишда тарқалувчи нурланиш энергиясига айлантириб берувчи қурилмадир.

Лазер нурланиши узлуксиз, етарлича катта ўзгармас қувватли ёки импульсли бўлиши мумкин.

Бугунги кунгача яратилган лазерларни қуйидагича классификациялаш мумкин:

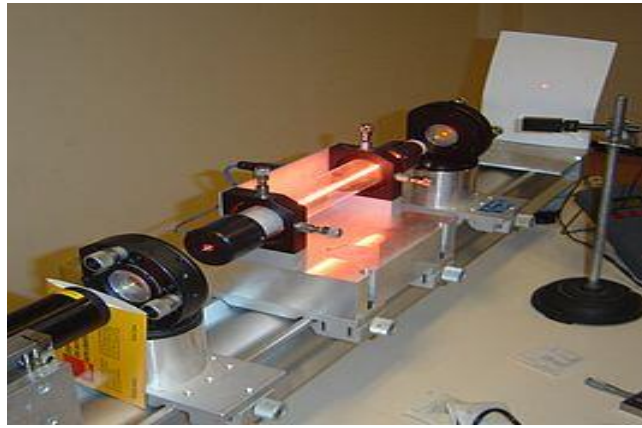
- 1) газли лазерлар;
- 2) қаттиқ жисм лазерлари;
- 3) бўёқ аралашмаларида ишловчи лазерлар;
- 4) полихроматик қаттиқ жисм лазерлари;
- 5) эркин электронларда ишловчи лазерларга бўлинади.

Ўлчамига кўра эса микроскопик лазерлардан тортиб то футбол майдони ўлчамларида ишловчи лазер қурилмалари мавжуд.



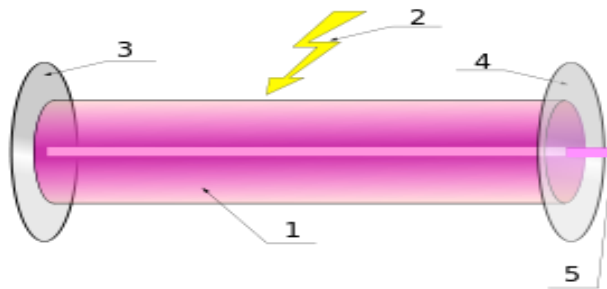
1.8-Расм Турли тўлқин узунликларида нурланувчи лазерлар

Лазерлар интенсивлигига қараб турли тўлқин узунликларида нурланувчи лазерларга бўлинади ва ўша тўлқин узунликдаги нурни кучайтиради.



1.9-Расм Гелий-неонли лазер

Ge-Ne lazeri 0.63 mkm toʻlqin uzunligidagi koʻndalang razryadli oʻta yuqori chastotali (KROʻYCH) lazer boʻlib, bu lazerlar refraktometriyada, doplerli oʻlchagichlarda, masofa oʻlchagichlarda, spektroskopiyada, meditsinada, kichik siljishlarni va faza fluktuatsiyalarini oʻlchash uchun xizmat qiladigan prezitsion tizimlarda qoʻllaniladi.



1.10-Расм Лазер трубкасининг тузилиши 1 – фаол муҳит; 2 – лазер дамлама энергияси; 3 – ношаффоф кўзгу; 4 – ярим шаффоф кўзгу; 5 – лазер нури



1.11-Расм Ярим ўтказгичли лазер

Ушбу лазерлар hozirgi kunda juda keng qullanilmoqda. Ушбу лазер қисқа импулслар орқали бизга кучли лазер нурини хосил қилиб беради.

2-БОБ. ЯРИМ ЎТКАЗГИЧЛИ ЛАЗЕРЛАРНИНГ АСОСИЙ ТАВСИФЛАРИ

2.1-§ Лазер нурланишининг монохраматиклиги

Лазер нурланишининг энг асосий хусусиятларидан бири унинг монохраматиклигидир. Лазер нурланишининг монохраматиклиги 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 резанатор 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

$$\frac{q\lambda}{2} = L_p \quad (2.1)$$

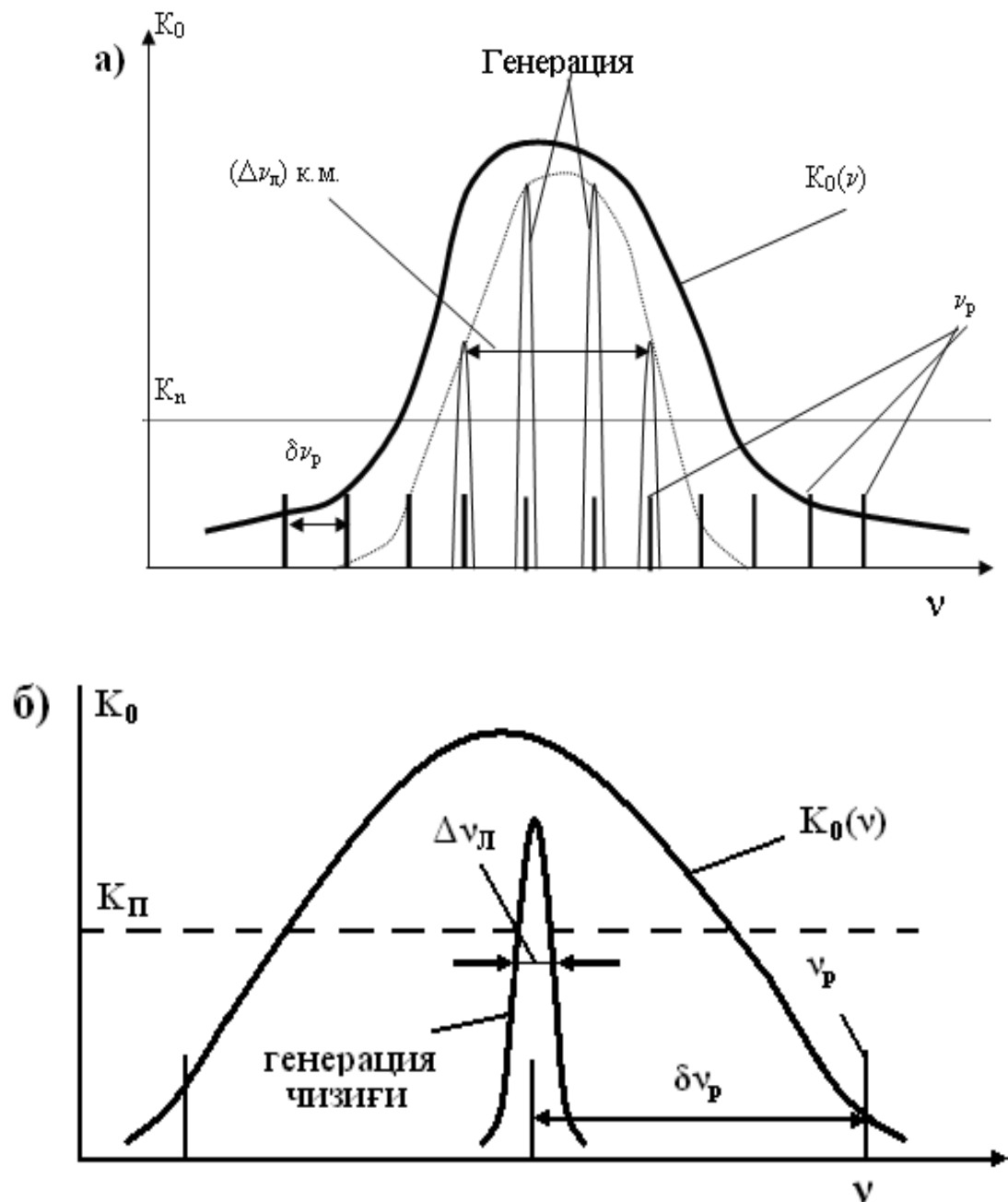
ифода билан аниқланиши мумкин. Бу ерда q -хусусий частоталар сони, λ -нурланишнинг тўлқин узунлиги, L_p -оптик резонатор узунлиги.

Хусусий частоталар орасидаги масофа эса

$$\delta\nu_p = \frac{c}{2L_p} \quad (2.2)$$

ифода орқали аниқланади.

Демак, фаол муҳитнинг кучайтириш $K_0(\nu_p)$ коэффиценти чегаравий кучайтириш K_ϵ 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 (2.1.б-расм). Агарда $K_0(\nu_p) > K_\epsilon$ шарт оптик резонаторнинг кўплаб хусусий частоталари учун бажарилса, у ҳолда лазер бир вақтнинг ўзида кўплаб частоталарда нурланиш беради (2.1.а-расм).



2.1-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 $\Delta \nu_\epsilon$ катталик ва оптик резонатор узунлиги кичик қийматга эга бўлиши керак. Якка частотали генерация ҳолатида муҳит кучайтириш контурининг энига нисбатан кўплаб марта кичик ва бу катталик

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

$$Q_p = 2\pi\nu_0\tau_d \quad (2.3)$$

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

Оптик резонатор ичида нурланишнинг бир кўзгудан иккинчи кўзгуга ўтишидаги (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

$$\tau_d \approx \frac{2L_p}{c(\xi + \chi)} \quad (2.4)$$

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 энини

$$\Delta\nu_p = \frac{1}{2\pi\tau_d} = \frac{\nu_0}{Q_p} \approx \frac{c(\xi + \chi)}{4\pi L_p} \approx \delta\nu_p \frac{(\xi + \chi)}{2\pi} \ll \delta\nu_p \quad (2.5)$$

ифода орқали баҳолаб аниқласа 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

$$(\Delta\nu_L)_{\text{чегар}} = 2\pi(\Delta\nu_p)^2 \frac{h\nu_0}{P_L} \quad (2.6)$$

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 элем ентларнинг 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.

2.2-§ 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 тебранадилар, 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 вақт бўйича ўзгармаслигини тушуниш 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 тушунилади.

Шунинг учун лазер нурланиши дастасининг когерентлик даражасини характерловчи махсус кўрсаткичлар киритилиши мумкин. Буни биринчи ҳолда электромагнит тўлқинларнинг вақт бўйича ўзаро корреляцион функцияси

$$\Phi_1(\tau) = \frac{\overline{E_1(t)E_2(t+\tau)}}{\overline{E_1(t)E_2(t)}} \quad (2.7)$$

орқали амалга оширса бўлади. Бу ерда вақт бўйича ўртача қийматини аниқлаш амалга оширилади.

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

$$\Phi_2 = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (2.8)$$

кўринувчанлик коэффициенти билан характерласа бўлади. Бу ерда $I_{\max}$ ва $I_{\min}$ интерференцион манзарадаги ёруғлик интенсивлигининг 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, у ҳолда 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

$$E(r,t)=E_0(r)\cdot\cos[\pi\nu t+\varphi(r,t)] \quad (2,8^*)$$

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

$$\tau_{\text{ког}}=\frac{1}{\Delta\nu_p} \quad (2.9)$$

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

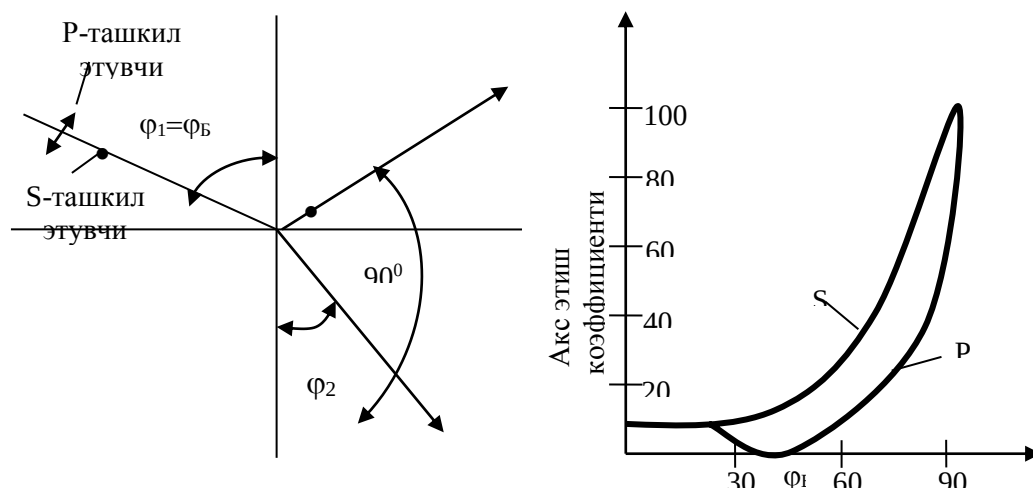
$$L_{\text{ког}}=c\tau_{\text{ког}}=\frac{c}{\Delta\nu_p} \quad (2.10)$$

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

2.3-§ Лазер нурланишининг қутбланганлиги

Лазер нурланишининг қутбланганлиги электромагнит тўлқинида электр майдон кучланганлик векторининг йўналганлигини ҳарактерлайди. Агарда ёруғлик дастасининг ҳар бир нуқтасида электр майдон кучланганлиги вектори $\vec{E}$ 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 қутбланишидек бўлади. Шунинг учун чизиқли қутбланган ёруғлик нурланишини олиш учун лазернинг оптик резонатор ичига электромагнит тебранишларнинг электр майдон кучланганлиги 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.



2.2-расм. Қутбланишнинг S ва P ташкил этувчилари ва аксэтиш коэффициентининг қутбланиш ташкил этувчиларга боғлиқ ҳолда тушиш бурчагига боғланиш.

Кўпинча амалиётда қутбланган нурланишни олиш учун, электромагнит нурланишни синдириш кўрсаткичлари турлича бўлган икки муҳит чегарасидан акс этишидаги ва ўтишидаги ходисалардан фойдаланилади. Қутбланган ёруғлик нурланишини олишнинг энг кўп тарқалган усулларида бири, яъни ёруғлик тўлқинини (нурланишини) газли ва каттик 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 ($\vec{E}$ вектор расм текислигига перпендикуляр) ва P-ташкил этувчи (вектор $\vec{E}$ 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 -каттик 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 қаттик 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 этувчисисидаги 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.

2.4-§ Лазер нурланишининг қўлланилиши истиқболлари

Бугунги кунга келиб халқ хўжалигининг бирор бир соҳаси йўқки, унга лазер технологиялари кириб бормаган бўлсин. Бунга турли қалинликлардаги металл листларни трафаретлар асосида кесиш (ишлаб чиқариш), тиббий ташҳислар қўйиш (тиббиёт), қоғозлар ва баннерларга матн ва мураккаб тасвирларни тушириш (нашриёт), маълумотларни сақлаш, ўқиш, қайта ишлаш (ахборот технологиялари) кабиларни мисол қилиб олиш мумкин.

Лазер қурилмалари ҳали кириб улгурмаган ва самарали қўлланилиши кутилаётган соҳалардан бири бу уларни қишлоқ хўжалигида синаб кўришдир. Айтайлик, лазер нури орқали уруғларни экишдан аввал касаллик ва зараркунанда ҳашаротлар тухумларидан зарарсизлантириш масаласи ҳосилдорликни ошириш ва шу билан бирга экологик соф тоза маҳсулотлар етиштиришда муҳим роль ўйнаши мумкин.

3-БОБ. ДИОД УЙЎОТИШЛИ ЛАЗЕР ҚУРИЛМАСИ

3.1-§ Экспериментал қурилма тавсифи

Ушбу ишда ЎзФА Ион Плазма ва лазер технологиялари институтининг илмий лабораториясида диод уйЎотишли ва асллилик модуляциясига эга бўлган Nd:YLF эксперимент қурилмасидан фойдаланилган.

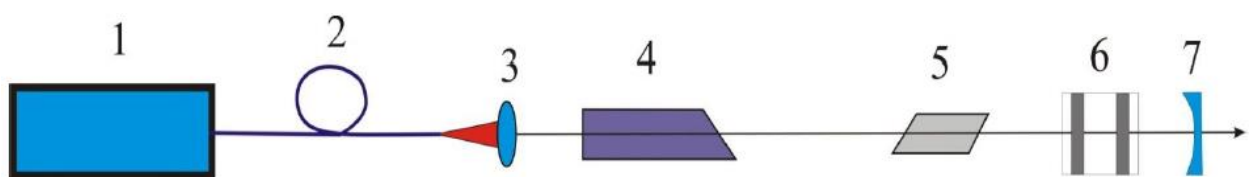
Диод уйЎотишли лазерлар дамлама нурланишидаги ёруғлик энергиясини генерация нурланишига айлантириш коэффиценти 50 % дан юқориқ [7] бўлганлиги сабабли ундан фан ва ишлаб чиқаришнинг турли соҳаларида кенг қўлланилади. Бундан ташқари бундай лазерлар яна қувватли кўп каскадли лазер тизимларида чирпирланган фемтосекундли импульсларни кучайтириш учун ҳам муваффақиятли қўлланиб келинади [8]

Чирпирланган фемтосекундли лазер импульсларини кучайтиришнинг яна бир истикболли усули нозизиқли кристаллдаги тўлқинларнинг ўзаро таъсирида дамламанинг кучли нурланиши сигналнинг кучсиз нурланишига ўтказиб олинadиган ҳамда баъзи бир шароитларда бундай ўтказишнинг самарадорлиги 100 % гача яқинлашиши мумкин бўлган параметрик кучайтириш ҳисобланади [10]

Ишдан мақсад чирпирланган фемтосекундли импульслар параметрик кучайтирувчи тизимининг дамлама нурланишини экишни шакллантиришдир.

Ушбу ишни амалга оширишда Nd:YLF эксперимент қурилмасидаги диод уйЎотишли лазерни турли хил кириш қуввати ҳамда чиқиш импульслари давомийлиги ва қувватига боғлиқлигини ўрганиш бўйича изланишлар олиб боришни ўз олдимишга мақсад қилиб қўйдик.

Бунинг учун фойдаланилган тажриба қурилмасининг принципиал схемаси 3.1-расмда тасвирланган.

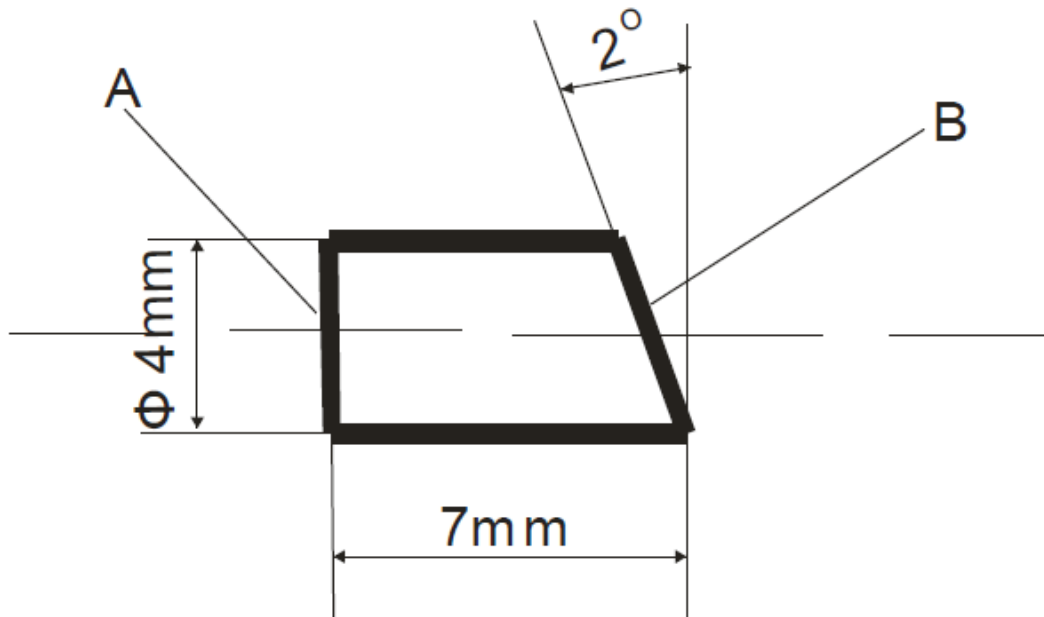


3.1-расм.: 1 – диодли лазер; 2 – световод, 3 – фокусловчи линза, 4 – Nd:YLF фаол элементи, 5 – кутблагич, 6 – Поккельс катакчаси; 7 – сферик кўзгу

Курилмада тасвирланган диодли дамлама 1 JENOPTIK фирмаси (Германия) ишлаб чиқарган лазер диоди (3.2-расм) бўлиб, унинг световод чиқиши ва максимал чиқувчи оптикавий қуввати 70 Вт ни ташкил қилади. 300 мкс ли давомийликдаги импульс режимида 666 Гц импульс кетма-кетлигида мумкин бўлган энг максимал энергия 100 МЖ ни ташкил қилади. Лазер диодининг нурланиши 600 мкм диаметр ва 3 м узунликдаги ўлчамга эга бўлган 2 световодга киритилади. Световоддан чиққан нурланиш эса 5 мм ли фокус масофасига эга бўлган сферик линза 3 орқали Nd:YLF фаол элемент 4 га фокусланади. Бу элементнинг геометрик ўлчамлари 3.3-расмда тасвирланган.



3.2-расм. Диодли лазер қурилмалари



3.3.-расм. Nd:YLF фаол элементнинг геометрик ўлчамлари. А – дихроик қопланган сирт, В – эговланган сирт

Элементнинг А сиртига $\lambda=1,054$ мкм тўлқин узунлигида юқори қайтариш коэффициентига эга ҳамда $\lambda=0,805$ мкмли дамлама тўлқин узунлигида паст бўлган дихроик қоплама қопланган. Лазернинг резонатори 99 % қайтариш коэффициентига эга бўлган А кўзгу ва эгрилик радиуси 100 см, ўтказиш коэффициенти 7 % бўлган сферик кўзгу 7 билан ташқил этилган. Резонаторнинг узунлиги 18 см. Резонатор ичида Брюстер бурчаги остида эговланган Глана призмаси 5 ва Поккельснинг электрооптикавий затвори 6 жойлашган. Электрооптикавий затвор 6 лазер асслигини бошқариш учун хизмат қилади. Лазер 1 та кўндаланг модада ишлайди ва модуляцияланган асслик режимида 1 мЖ энергияга эга бўлган 10 нс давомийликдаги импульсларни 12 Гц частотали импульслар кетма-кетлиги ҳамда 50 мЖ дамлама импульси энергиясида нурлайди.

3.2. Қурилмадаги жараёнларнинг назарий ифодаланиши

Заряд ташувчиларнинг юкори концентрацияларида яримўтказгичларда кулон ўзаро таъсирини экранилаш муҳим аҳамиятга эга бўлиб қолади. Эркин заряд ташувчилар мавжуд бўлганда кулон ўзаро таъсири

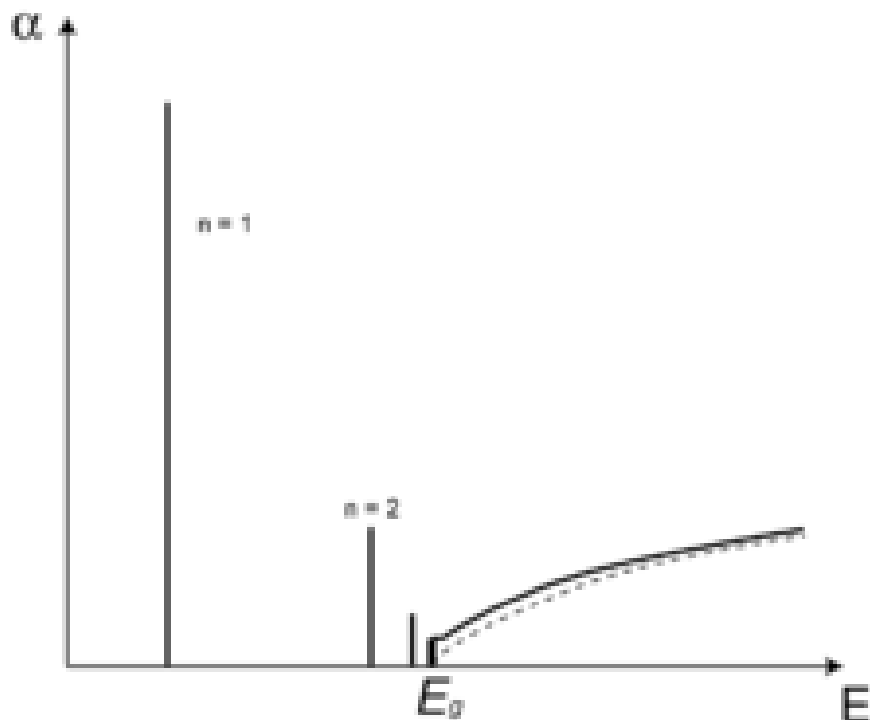
$$V(r) = \frac{e^2}{\epsilon r} e^{-r/r_D} \quad (3.1)$$

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

Агар $n=1$ ҳолатдаги экситоннинг радиуси $a_{ex} = \hbar^2 \epsilon / \mu e^2$ бўлса, экранилаш 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 ҳарорат ва тоза кристаллар 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.



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

Яримўтказгичларнинг ўзига хос хусусиятлари шундаки, уларда икки хил заряд ташувчилар, яъни электрон ва коваклар мавжуд бўлади. Бу электрон ва коваклар эса ўзаро кулон тортишиш кучлари туфайли боғланган ҳолатда бўлиши мумкин. Кристалл бўйлаб 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 қилиши ҳамда кристаллнинг диэлектрик сингдирувчанлиги электр майдонини сусайтиришини ҳисобга олиш керак.

$$\varepsilon_0 = me^4/2\chi^2\hbar^2, a_0 = \chi\hbar^2/me^2 \quad (3.2)$$

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 $\varepsilon_0 \sim 10^{-2}\div 10^{-1}\text{эВ}$, $a_0\sim 10^{-6}\div 10^{-7}$ см қийматларни қабул қилади. Демак экситонларнинг энергияси атом энергиясидан 2-3 тартибга кичикроқ, эффектив радиуси эса атомлараро масофадан анча ката бўлади. Бу катталиклар m ва χ га боғлиқ. Бу параметрларни билган ҳолда биринчи яқинлашишда экситонни вакуумда кўчиб юрувчи квазиатом деб ҳисоблаш мумкин. (3.2) формула тақрибий формула ҳисобланади, чунки электрон ва ковакнинг эффектив радиуслари кристаллда анизотроп хусусиятга эга, шунингдек, диэлектрик сингдирувчанлик электрон ва ковак бир-бирига атом тартибида яқинлашганида ўз кучини йўқотади.

Экситонлар тўғри ва нотўғри экситонларга бўлинади. Агар экситон энергиясининг минимал қиймати квазиимпульсининг ноль қийматига мос келса, бундай экситонлар тўғри дейилади. Энергиясининг минимуми квазиимпульсининг $p_{0e}+p_{0h}=0$ 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 импульсининг сақланиш қонунига кўра тақиқланган. Бунда импульс кристалл панжарага ёки бошқа киришмага узатилади. Демак, нотўғри экситоннинг нурланиш 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^{-8} - 10^{-9} с ни ташкил этади. Нотўғри экситонлар учун эса яшаш вақти анча катта: 10^{-7} 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 $m_e = m_h$ $\epsilon_D < 0.1\epsilon_0$. $m_e < m_h$ 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) $\epsilon_F \sim n^{2/3} h^2 / m = 2\epsilon_0 (na_0^3)^{2/3}$ 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 тутеди. $na_0^3 \ll 1$ 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 тартибидаги 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 $na_0^3 \sim 1$, $n \sim 10^{16} \div 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $kT \ll \epsilon_0$ 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 суюқлик ҳосил қилади. Улар учун критик температура, яъни буғ ва суюқ фазалар бўлиш температураси 2000-3000 °K ни ташкил этади. Критик температурадан юқори температураларда босим ортиши билан буғ фазасидан суюқ фазага ўтиш узлуксиз ўтади. Водород эса 30 °K дан паст температураларда кичик боғланиш энергияли диэлектрик молекуляр суюқлик ҳолатига ўтади. Фақат юқори босимларда у атомар металл фазага ўтади.

Водород ва ишқорий металллар орасидаги бундай кескин фарқ уларнинг диссоциация 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 тутати. 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 қирувчи зарраларнинг ўзаро таъсири билан аниқланади ва фақат N/n_0 ҳажмни эгаллайди, бу ерда N зарраларнинг умумий сони. $n_T < n < n_0$ оралиғидаги концентрацияларда метал фаза ва экситон газдан иборат иккита соҳага 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 ерла М-экситонлар учун ҳолатлар зичлигининг эффектив массаси. Критик концентрация ишқорий металллардаги каби $n_{ka_0}^3 \sim 10^{-1} \div 10^{-2}$ муносабат орқали аниқланади. Концентрация критик қийматга яқинлашганда $\mu_e + \mu_h + \varepsilon_0$ катталиқ 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 қизил 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.

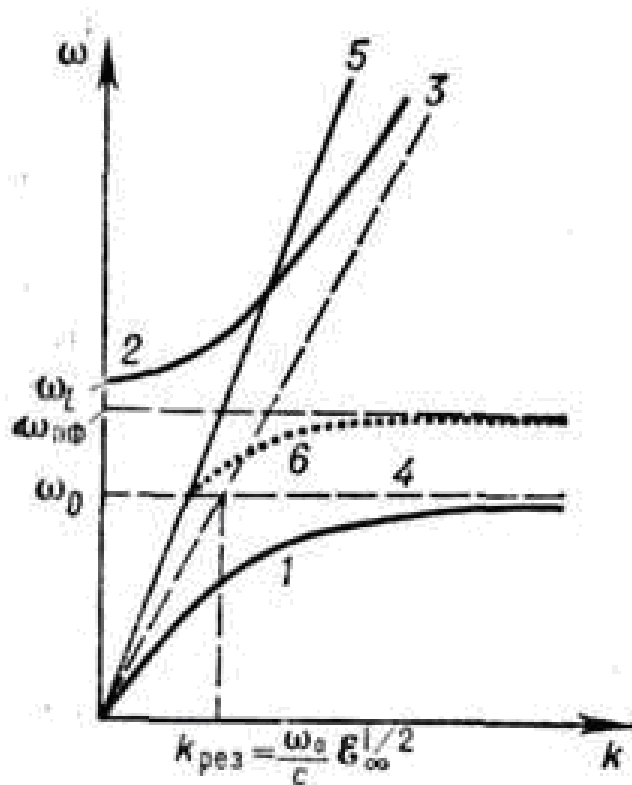
Ахборотни қайта ишловчи муҳитда электрон гази ўрнига экситон гази ишлатиладиган бошқа асбоблар ҳам яратилган. Оптик модуляторлар, фазани айлантиргичлар, қайта улагичлар, оптик транзисторлар ва лазерлар.

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:

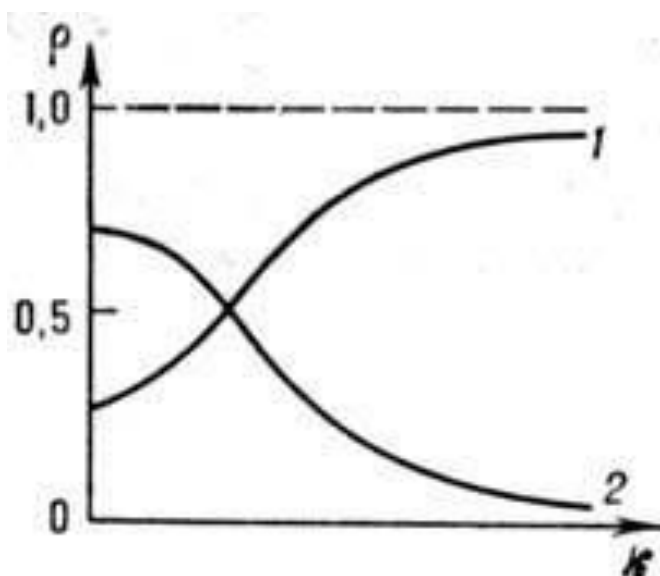
$$\left(\frac{\hbar c}{\omega}\right)^2 = \epsilon(\omega) = \frac{\omega_L^2 - \omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2} \epsilon_\infty. \quad (3.3)$$

Бу ерда ϵ - мухитнинг 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 чизиқлар); штрих чизиқлар билан ўзаро таъсирлашмаётган фотонлар (3) ва k нинг кичик қийматларида кўндаланг фононлар (4) дисперсияси кўрсатилган.; 5- ингичка чизиқ вакуумдаги фотонлар дисперсиясига мос келади. Ўзаро таъсир иккита (пастки ва юқори) дисперсион соҳалар 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 соҳа $(\hbar c/\omega)^2=\epsilon_0$ 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 харақтерига эга бўлади, қолган сохаларда аралаш поляритонлар бўлади. Шундай қилиб, поляритонлар мухит ва электромагнит тўлқинлардан ташкил топган тўла системанинг хусусий ҳолатидир, фотонлар ва фононлар эса дисперсион сохаларнинг резонанс кесишувидан анча олисда нормал тўлқин бўла олади.



3.4-расм. Фононли поляритонлар дисперсияси



3.5-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 катталиқка 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

$$\frac{\hbar^2 c^2}{\omega^2} = \frac{\epsilon(\omega)}{\epsilon(\omega) + 1}; \quad \epsilon(\omega) \leq -1. \quad (3.5)$$

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 $\omega_{\text{пф}}$

$$\omega_{\text{пф}}^2 = \frac{\epsilon_0 + 1}{\epsilon_\infty + 1} \omega_0^2. \quad (3.6)$$

муносабат орқали аниқланади. Сиртий поляритонлар дисперсияси 3.6-расмда 6-чизик орқали кўрсатилган.

Юқорида кўриб ўтилган фононли поляритонларнинг пайдо бўлиши ва ўзига хос хусусиятлари барча поляритонларга тегишлидир. Улар орасидаги фарқ фақат мухитнинг 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

$$\mathcal{E}_n = \hbar \omega_n. \quad (3.10)$$

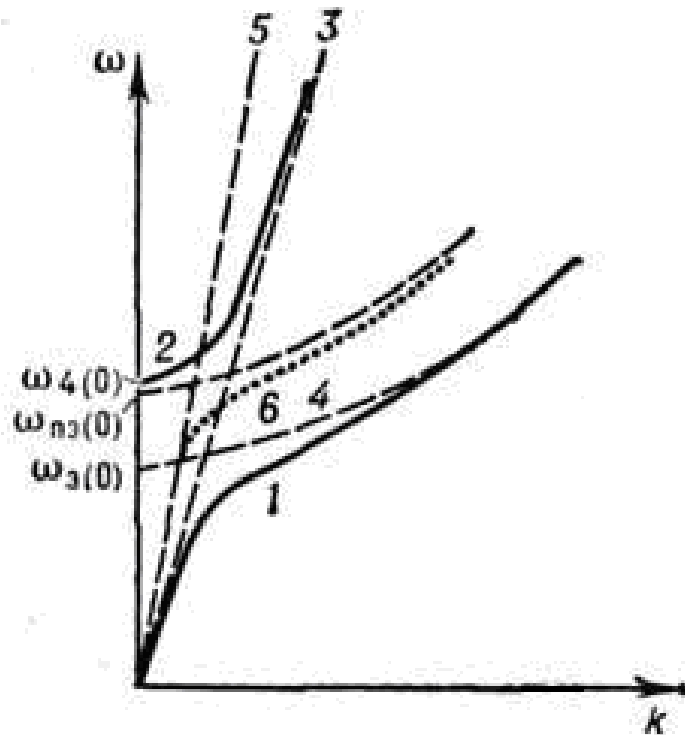
$$\omega_n(k) = \omega_0 + \hbar^2 k^2 / 2m \quad (3.11)$$

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

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

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

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.

3.3. Диодли лазернинг энергетик параметрларини ўлчаш

Охирги вақтларда ўта қисқа лазер импульслари олишнинг асосий усули бўлиб чирпирланган импульслар техникаси ҳисобланади (Guardalben M.J., 2004; Prandolini M.J., 2014). Чирпирланган импульслар параметрик дамлаш кучайтиргичига бир қатор талаблар қўйилади. Бундай талабларнинг бири унинг турғунлигидир. Лазер нурланишининг турғунлиги талаблари турғун диодли дамлаш ва самарали фаол элементларни қўллаш зарурлигини келтириб чиқаради.

Диод уйғотишли лазерлар дахлама нурланишининг ёруғлик энергиясини генерация нурланишига 50 % дан ортиқроқ бўлган айлантериш коэффициентига эга (Guardalben M.J., 2004; Damzen M. J., 2001; Wetter N. U., 2005) бўлганлиги уларни фан ва ишлаб чиқаришнинг барча соҳаларида кенг қўлланилишига олиб келди. Nd:YLF лазер кристаллари бошқа турдаги лазер кристалларидан бир қатор устунликлари билан ажралиб турганлиги учун Nd:YLF лазерлари алоҳида ўрин эгаллайди: уларни катта ўлчамларгача ўстириш мумкин; уйғонган ҳолат яшаш вақти 500 мкс; нурланиш тўлқин узунлиги σ қутбланишда 1.054 мкм, π қутбланишда 1.047 мкм; юқори иссиқлик ўтказиш коэффициентига эга ҳамда частота режимида ишлай олади.

Guardalben M.J. ва бошқ. (2004) ишида фаол элементлари ўлчамлари $\varnothing 5 \times 20$ мм, неодим концентрацияси 1.1 % бўлган диод уйғотишли Nd:YLF лазер таклиф этилган. Фаол элементни дахлаш 50 Вт қувватга эга бўлган диодлар орқали световод билан 2 томондан амалга оширилади. Дамлаш энергияси 100 А токда 25 мЖ, дахлаш импульси давомийлиги 0.5 мс, частотаси 5 Гц. Фаол элементдаги доғ диаметрининг ярим баландлиги 0.9 мм ва узунлиги 19 мм (дамлашнинг фазовий ҳажми дахлашнинг энергетик зичлиги 2 мЖ/мм³ бўлганида 12.7 мм³ га тенг).

1 нс ли давомийликка эга бўлган импульсларни кучайтериш коэффициенти 1 та ўтишда 1 томонлама дахлаш мобайнида 2.2 га тенг. 70 %

кайтариш коэффициентига эга бўлган ясси чиқиш кўзгули 3.8 м узунликдаги резонаторнинг (бўш кўзгу – эгрилиги 5 с бўлган сферик кўзгу) эркин генерация энергияси 27 мЖ дамлашда 8.8 мЖ га тенг бўлган (дамлаш энергиясини эркин генерация энергиясига айлантириш самарадорлиги 32 % га тенг). Асллиликни 4 та тўлқинли пластинка билан Поккельс катакчаси орқали модуляциялашда 50 мЖ дан 2 томонлама дамлашда 13.7 мЖ энергияга эга бўлган 140 нс давомийликдаги импульслар олинган. 25 мЖ дамлаш ҳолида импульс энергияси 3 мЖ га тенг бўлган, яъни дамлаш энергиясини гигант импульс энергиясига айлантириш самарадорлиги 13 % га тенг бўлган.

Яна бир ишда (Sousa E.C., 2007) кўп модали режимдаги эркин генерацияда 6 Вт ва 17.1 дамлашдаги 1 модали режимда 3.8 Вт олинган (неодим концентрацияси 0.8 моль/% га тенг). Диодли уйғотиш с-кристали ўқиға параллел қутбланган ва 2.5 см фокус масофали линза билан фокусланган. Такрорланиш частотаси 35 Гц бўлганида дамлаш давомийлиги 2 мс ни ташкил қилган. Резонатор узунлиги 8 см, чиқиш кўзгусининг ўтказиш коэффициенти 7 %, эгрилик радиуси 30 см бўлган сфера – бўш кўзгу бўлган. Дамлаш самарадорлиги – 22 % ни ташкил қилган.

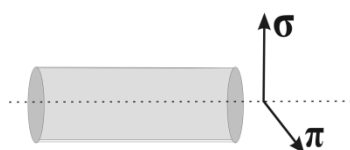
Ушбу ишда эса Nd:YLF кристаллидаги фаол элементли лазер диодининг мос келиши ва дамлашнинг мумкинлиги таҳлил қилинган.

Nd:YLF кристали 500 мкс гача бўлган ишчи сатҳнинг яшаш вақтига эга бўлиб, бу нисбатан катта энергия миқдорини йиғиб олишга имкон беради. Юқори иссиқлик ўзказувчанлик эса уни дамлашнинг катта частоталарида қўллашга имкон беради, 3 мм диаметрга эга бўлган стержень 1 ГГц частотада ишлай олади.

Nd:YLF кристаллидаги лазернинг яни бир хусусияти шундаки, нурланиш дастасининг жойлашуви ва қутбланишига боғлиқ ҳолда 1.047 нм ва 1.053 нм тўлқин узунликларида ишлаши мумкин бўлиб, бунда 1.047 нм

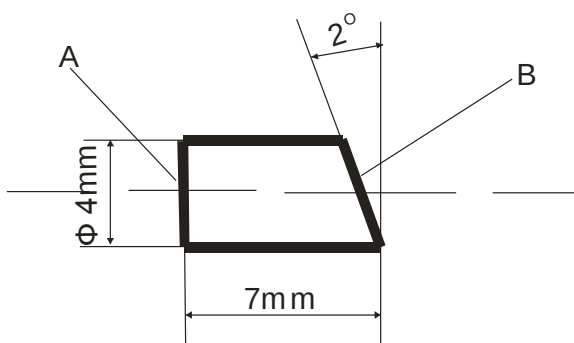
даги мажбурий нурланиш кесими 1.053 нм дагига нисбатан 1.5 марта каттароқ бўлади.

Тажрибаларда 1.053 нм ли тўлқин узунлигидаги σ қутбланган нурланишни генерация қилиш учун z ўқиға перпендикуляр қилиб кесилган фаол элемент қўлланилди (3.7-расм). Фаол элемент ўлчамлари – $\varnothing 5 \times 11$ мм, неодим концентрацияси – 1.06 %. 2-расмда унинг геометрик ўлчамлари тасвирланган.



π - $\lambda_1 = 1,047$ мкм, σ - $\lambda_2 = 1,053$ мкм

3.7-расм. Тўлқин узунлигининг қутбланиш йўналишига боғлиқлиги



3.8-расм. Кристалнинг геометрик ўлчамлари.

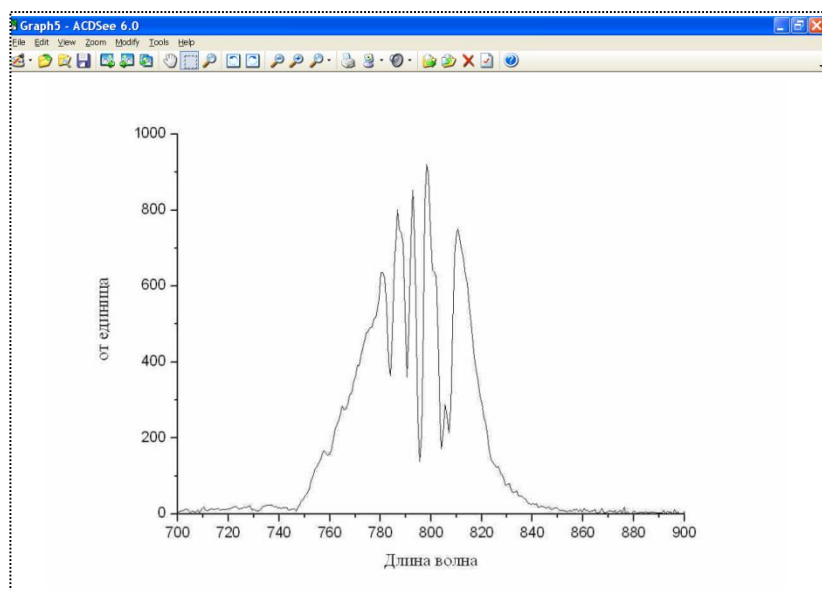
A – дихроик кўзгу (максимал ўтказиш – $\lambda = 802$ нм ҳолида, максимал қайтариш эса – $\lambda = 1053$ нм да), B – антиқайтариш қатлами $\lambda = 1053$ нм да. Қуйидаги жадвалда фаол элементнинг асосий тавсифлари келтирилган.

Жадвал. Кристалдаги фаол элементнинг тавсифлари

Параметр	Қиймати
Тўлқин узунлиги λ , мкм	1,047 (π)
	1,053 (σ)
Уйғонган ҳолатнинг яшаш вақти, мкс	480
Синдириш кўрсаткичи n ($\lambda = 0,5$ мкм)	1,4567 (n_0)

тўлқин узунлигида)	1,4796 (n_e)
Термик кенгайин коэффициент, K^{-1}	$1,3 \cdot 10^{-6}$ (ось α) $8 \cdot 10^{-6}$ (ось c)
Иссиқлик ўтказувчанлик, Вт/м К	6
Иссиқлик сифими, Ж/г К	0,79
Синдириш кўрсаткичининг температуравий градиенти $\frac{dn}{dT}$, K^{-1}	$-4.3 \cdot 10^{-6}$ (π) $-4 \cdot 10^{-6}$ (σ)
T – 300 ҳолида мажбурий ўтишнинг кўндаланг кесими, K/cm^2	$1,8 \cdot 10^{-19}$ (π) $1,2 \cdot 10^{-19}$ (σ)
зичлик, $г/см^3$	4

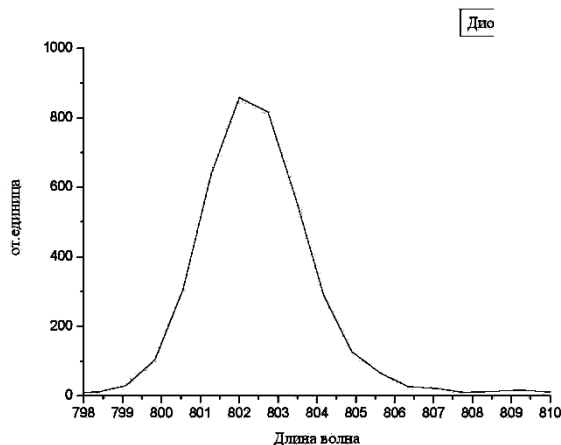
3.9-расмда Nd:YLF нинг ўтказиш спектри тасвирланган. Расмдан кўринадики, максимал ютилиш (жуда ҳам тор соҳада) 795 нм ва 803 нм лар яқинида жойлашган.



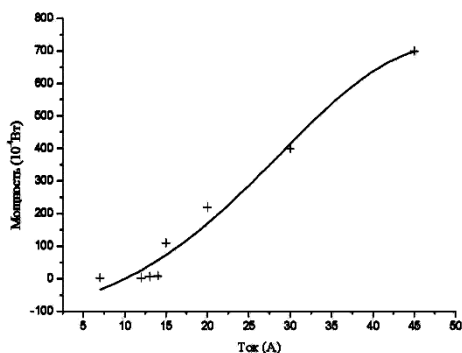
3.9-расм. Кристаллнинг ўтказиш спектри

Дамлаш учун «Limo» фирмасининг 32 Вт ли ва «Jenoptik» фирмасининг 70 Вт ли лазер диодлари ишлатилди. Лазер диодининг 802 нм ли ўрта тўлқин узунлигидаги нурланиши световодга киритилди ва световоднинг чиқишида фокусловчи линзадан кейин фаол элементга йўналтирилди.

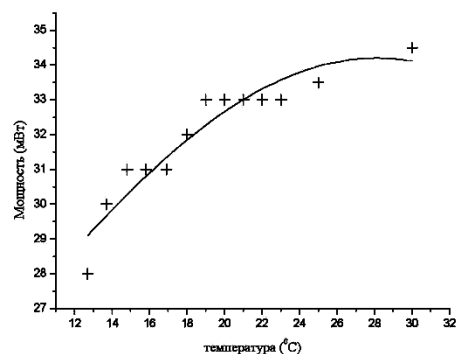
3.10-3.12-расмларда диодли уйғотишнинг ўлчанган параметрлари тасвирланган. Тўлқин узунлигининг ҳароратга боғлиқлиги – чизиқли ($16\text{ }^{\circ}\text{C}$ да 802 нм ва $30\text{ }^{\circ}\text{C}$ да 806 нм). Ҳарорат $15\text{ }^{\circ}\text{C}$ дан $30\text{ }^{\circ}\text{C}$ га ўзгарганида қувват 7% га ортган.



3.10-расм. Диодли лазер нурланиш спектри



3.11-расм. Диодли лазер қувватининг дамлаш токига боғлиқлиги.



3.12-расм. Диодли лазер қувватининг диод ҳароратига боғлиқлиги.

Экспериментда олинган натижаларнинг таҳлили мазкур диоддан Nd:YLF кристаллидаги фаол элементни дамлаш учун фойдаланишнинг мақсадга мувофиқлигини кўрсатади.

3.3.1. Параметрик кучайтиргич учун лазер дамламасини яратиш

Чирпирланган фемтосекундли импульсларнинг параметрик кучайтиргичининг лазерли дамламасини яратиш учун тарихан юзага келган ҳолатидан келиб чиқадиган бўлсак, лазер дамламаси тайин бир генератор, кучайтиргич импульсларидан бир неча марта катта бўлган давомийликка эга бўлган профилланган импульсларни яратиш тизими, регенератив кучайтиргич, чизиқли кучайтиргич, синхронизация тизимидан таркиб топган бўлиши лозим. Буларнинг барчаси шакли ва спектрал таркибига кўра қувватли импульс дамламасини олиш учун зарур.

3.3.2. Тайин бир генератор схемасини яратиш

Лазер дамламасининг тайин бир генераторининг асосий вазифаси бу – частота режимида ишлаганида нурланишнинг спектрал стабил параметрларини таъминлашдан иборат. Бу масалални ҳал қилиш мақсадида диодли дамламага эга бўлган Nd:YLF элементи асосида тайин бир генераторни яратишнинг турли хил схемалари кўриб чиқилган.

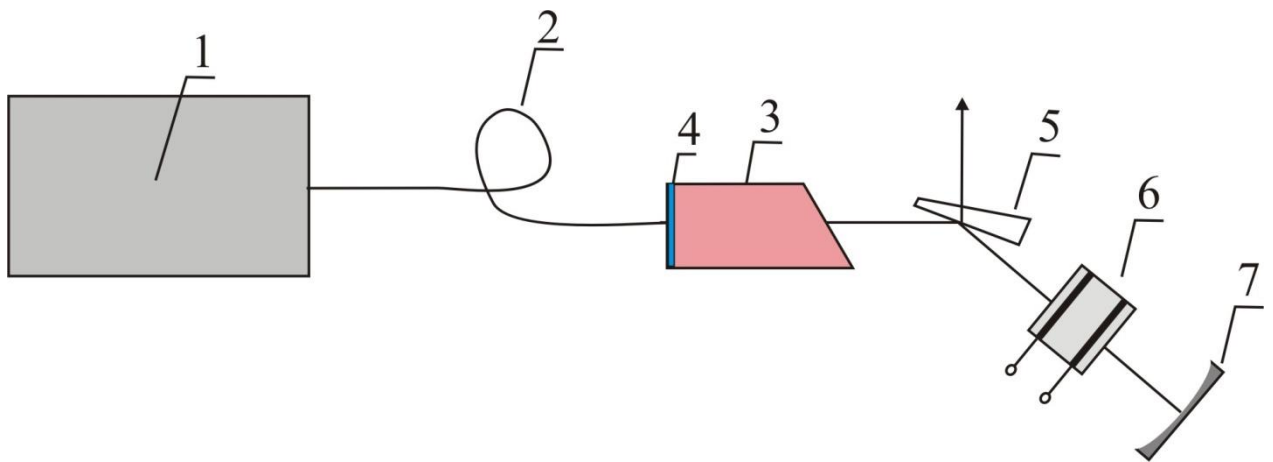
Юқорида кўрсатилганидек, диодли дамлама соҳаси фаол элементда локаллашган бўлиб, бу дамланадиган соҳанинг иситилиши ва манфий линза ($dn/dT < 0$)нинг шаклланишига олиб келади. Нурланиш сочилувчанлигининг 2 см узунликка эга бўлган резонаторнинг эркин генерация режимидаги дастлабки ўлчашлари нурланиш сочилувчанлиги 10^{-2} рад га тенглигини ҳамда поляризатор ва аслик модуляторига эга бўлган резонаторни яратиш учун манфий термолинзани компенсациялаш мақсадида сферик оптика (сферик чиқувчи кўзгу)дан фойдаланиш зарурлигини кўрсатган.

Тайин бир генераторнинг қутблантирувчи элементлари ва резонатордан нурланиш чиқариш усуллари билан фарқланувчи 2 та схемаси кўриб чиқилган. Электрооптикавий затворни ишлатиш вақти билан дамламани синхронлаш Г5-54 генератори ёрдамида амалга оширилган.

3.3.3. 1-генераторнинг экспериментал схемаси

3.13-расмда 1-генераторнинг оптикавий схемаси тасвирланган. 1-генератор резонатори фаол элементнинг таглигида жойлашган 4 дихроик кўзгу ва эгрилик радиуси 484 мм бўлган 7 сферик кўзгу томонидан ҳосил бўлган. Резонаторнинг узунлиги 180 мм. Нурланишнинг чиқиши 5 пленкали кутблагич орқали кутбланган бўлади. Ташқи муҳит билан оптимал алоқа оптикавий ўққа нисбатан қандайдир 6 электрооптикавий затворни юстировкасини тарқатувчиси орқали таъминланган. 1-генераторнинг чиқишидаги нурланишнинг параметрлари ўлчанган.

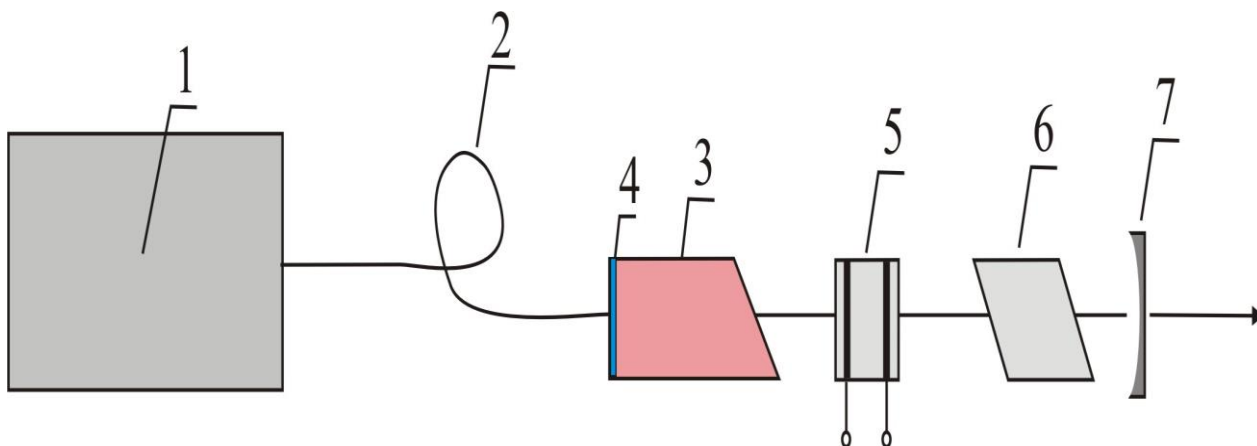
Дамлашнинг 40А, 300 мкс, 15 Гц ли параметрларида резонаторнинг чиқишида 75 нс давомийли, импульс режимида 180 мкЖ энергияга эга бўлган эллиптик нурланиш кутбланганлигидаги импульслар олинган. Импульсларнинг спектрал таркиби ўрганилмаган, бироқ юқори частотали модуляциянинг йўқлиги унинг 1 та частотали генерация режими дея тахмин қилишга асос берган.



3.13-расм. 1-генераторнинг экспериментал схемаси

3.3.4. 2-генераторнинг экспериментал схемаси

2-генераторнинг экспериментал схемаси 3.14-расмда тасиврланган.

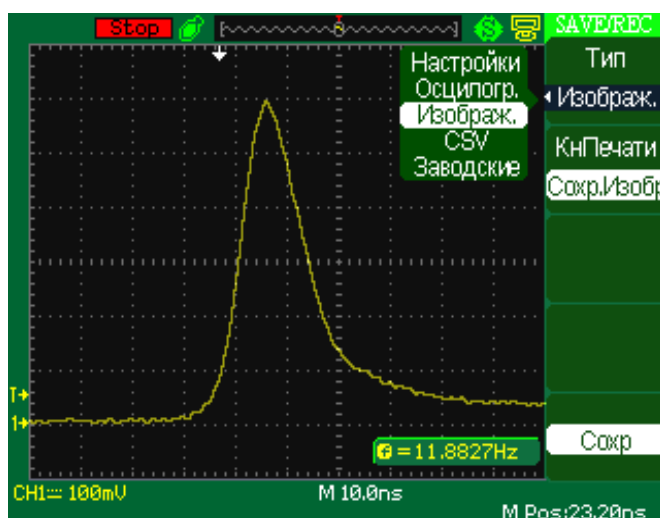


3.14-расм. 2-генераторнинг экспериментал схемаси

Лазернинг генератори 4 ва 7 кўзгулар билан ҳосил бўлган. Резонаторнинг узунлиги 10 см. Генерация нурланишининг чиқиши ўтказиш коэффициенти 10 % бўлган 7 сферик кўзгу орқали амалга оширилган. Қутбланиш вертикал. 2-генераторнинг чиқишидаги параметрлар қуйидагича:

- импульс давомийлиги 15нс;
- импульс энергияси 40мкЖ.

3.15-расмда генератор импульси осциллограммаси тасвирланган. Ушбу расм биз юқорида келтириб ўтган фикримизнинг тўғри эканлиги, яъни 795 нм ва 803 нм диапазонда тўлқин узунлиги нурланишини ҳосил қилиш учун фойдаланиш кўпроқ самаралироқ бўлишини кўрсатади.



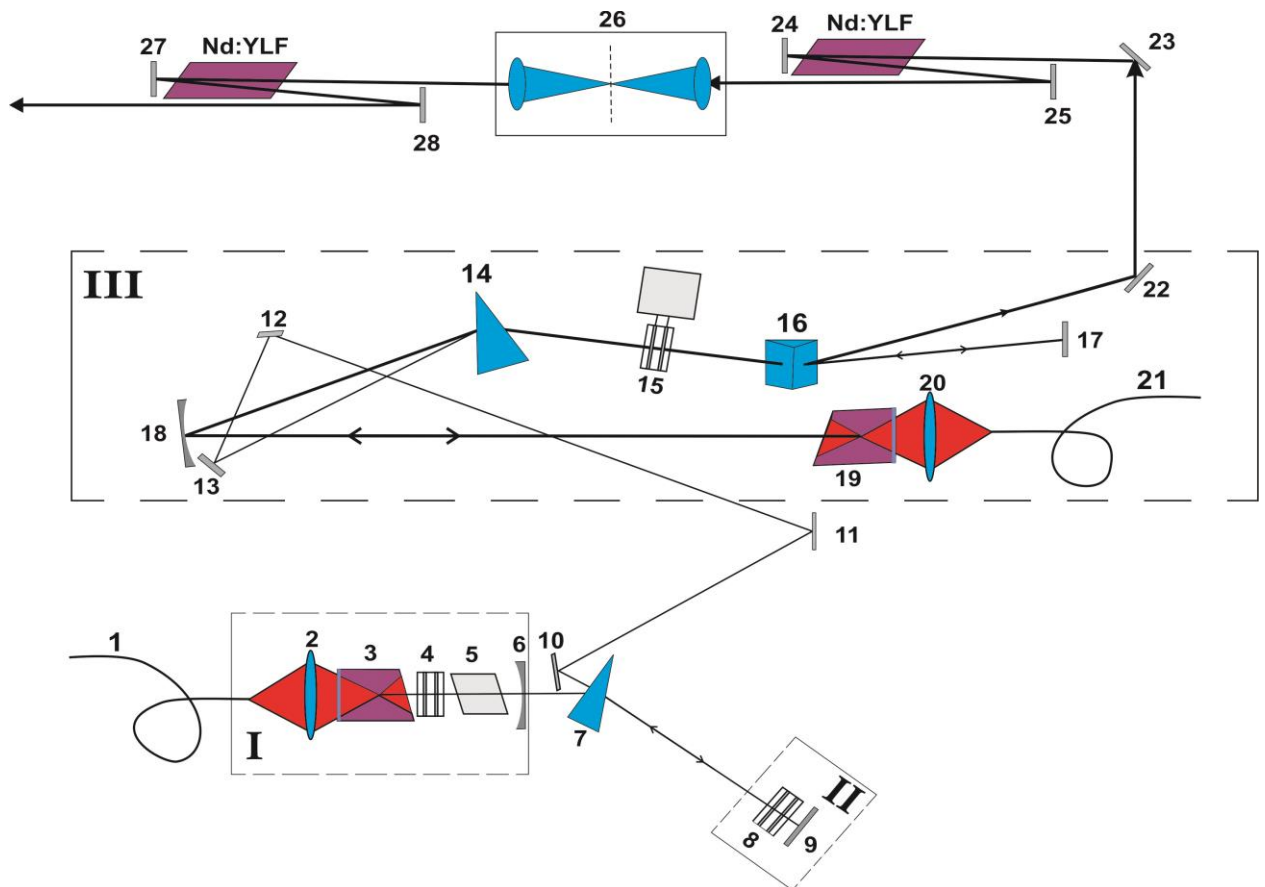
3.15-расм. Генератор импульси осциллограммаси

3.4. Параметрик кучайтиргич дамламали лазернинг схемаси

Дамлама лазерининг схемаси 3.16-расмда тасвирланган. Схема 4 та блоклардан таркиб топган. I блок генератор схемасидан юқорида тавсифлаб ўтилганидек таркиб топган. II блок эса дамба импульсининг вақтинчалик параметрларини ҳосил қилишга мўлжалланган. Бу блокда генератор импульсининг Пококельснинг $\lambda/2$ ячейкаси орқали иккиланган ўтишида 2.5 нс давомийлик ва 5 мкЖ энергияли тўғри бурчакка яқин бўлган импульс ҳосил бўлади. Ҳосил бўлган импульс кучайтириш учун регенератив кучайтириш схемасидан таркиб топган III блокка тушади.

3.5. Регенератив кучайтиргичнинг оптикавий схемаси

III блокдаги регенератив кучайтиргичнинг оптикавий схемаси 3.16-расмда тасвирланган.



3.16-расм. Параметрик кучайтиргичли лазер дамламасининг схемаси

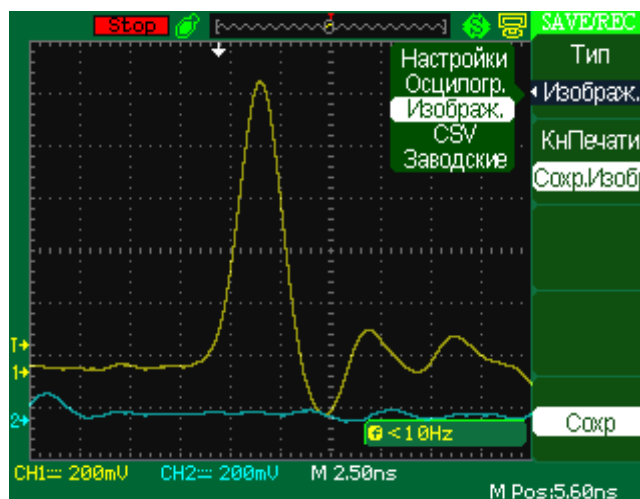
I – генератор схемаси. **II** – импульс шакллантириш схемаси.

III – регенератив кучайтиргич схемаси.

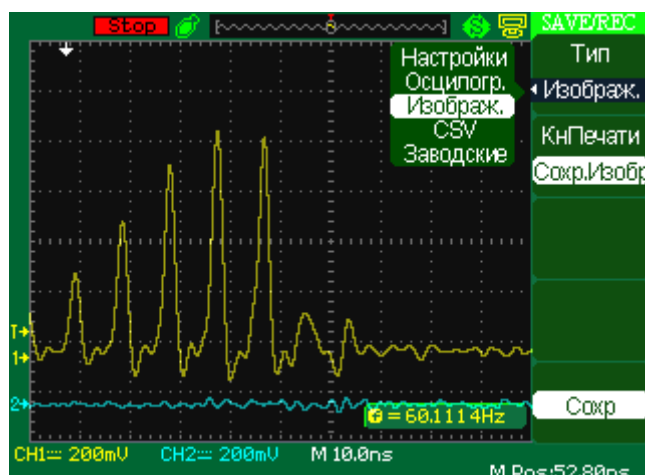
1, 21 – диодли дахлама световоди. 2, 20 – диодли дахлама нурланишини фаол элементга фокусловчи линза. 3,19 –Nd:YLF $\Phi 5 \times 11$ мм фаол элементи. 4,8,15- Поккельс ячейкаси. 5 – Глан призмаси. 6,18 – сферик линза. 7,14,16 – кальцит моддасидан ясалган призма. 9,10, 11,12,13, 17, 22, 23, 24, 25, 27, 28 – кўзгулар.

3.17-расмда РУ киришидаги импульснинг осциллограммаси тасвирланган.

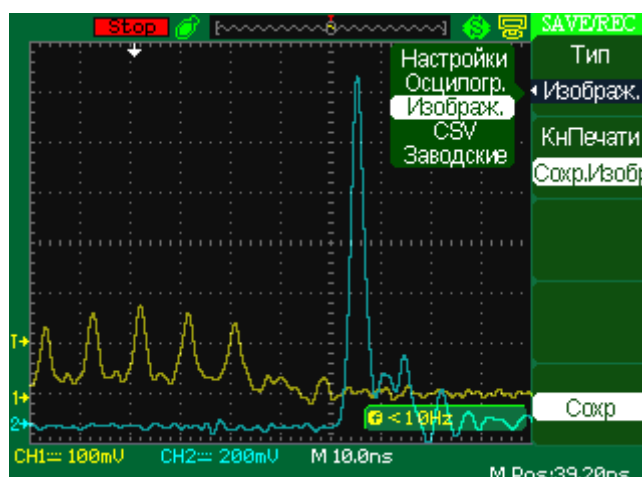
3.17а,б-расмларда РУнинг ичида кучайтиришдан олинган импульсларнинг осциллограммалари (3.17а-расм), РУнинг чиқишидаги импульс (3.17б-расм) тасвирланган. РУнинг чиқишидаги импульс давомийлиги 2.5 нс га, импульс режимидаги нурланиш энергияси 170 мкЖ га тенг.



3.17-расм. РУ киришидаги импульс осциллограммаси



3.17а-расм. РУ ичкарасидаги кучайтирилган импульслар осциллограммаси



3.17 б-расм. РУ чиқишидаги кучайтирилган импульслар осциллограммаси

3.6. Чизиқли кучайтиргичнинг оптикавий схемаси

Чизиқли кучайтиргичнинг оптикавий схемаси лампали дамламага эга бўлган Nd:YLFнинг фаол элементларида йиғилган. $\Phi 4 \times 65$ мм и $\Phi 8 \times 40$ мм ўлчамларидаги фаол элементлари ишлатилган. Ҳар бир кучайтиргич ораларида фазовий филътрига эга бўлган 2 та ўтишли кучайтиргич сифатида ишлатилган. Чизиқли кучайтиргичнинг чиқишида 2.5 нс давомийликдаги импульсдаги нурланиш энергияси 58 мЖ га тенг.

3.7. Picker синхронловчи блоки

Дамлама лазерини ишга тушириш ва схеманинг барча элементларини бошқариш мақсадида лазер дамламаси ёрдамида кучайтирилиши зарур

бўлган фемтосекундли генераторнинг нурланиш импульслари билан кескин синхронланган Pícker блоки ишлатилди.

Pícker 10 битли градацияли аниқ рақамли ушлаб туриш имкониятига эга бўлган 4 та каналлардан таркиб топган. Режимларнинг дастлабки танлови импульслар кетма-кетлигини олиш ва технологик қўллаш ва синхронлаш учун импульсларнинг галма-гал келишига имкон беради. 2 та частотали ажратгичлар ички улаш ва ўчиришни амалга ошириш ҳамда ташқи курилмаларни назорат қилувчи мос сигнал билан таъминлаши мумкин. Ҳар бир ажратгич фазавий муносабат орқали созланувчи 3 та чиқувчи импульсларни ишлаб чиқаради. Ушлаб тургичнинг дастлабки 3 та каналлари юқори кучланишли калитларни ишга тушириш мақсадида ишлатилиши мумкин.

Барча чиқувчи ушлаб тургичлар ва баъзи бир бошқа сигналларни 6 та TTL нинг чиқишларида ишлатса бўлади:

- олдинги панелда 3 та 50 Омли юклама билан;
- ҳамда 3 таси “Expansion” тугмасида.

Сигнал 6 та TTL чиқишларидан фарқли равишда ажратиб олиниши мумкин. Курилма ячейка драйверларини ишга тушириш учун 4 тагача (талабга қараб) бошқарилувчи кучланиш билан таъминлайди.

Курилманинг барча параметрлари созлаш тугмачаси билан бошқарилади. Парметрни танлаш ва бошқариш ички LCD менюси тўплами билан амалга оширилган. Булардан ташқари созлашлар USB интерфейсга эга бўлган персонал компьютерлар орқали ҳам амалга оширилиши мумкин. Курилманинг конфигурацияси хотиранинг 4 та энергияга боғлиқ бўлмаган блокларининг бирортасида сақланиши мумкин. Конфигурация автоматик равишда хотирадан ишга туширилади, ишга тушириш давомида 0 ни блоклайди ва ёпилишда автоматик тарзда шу блокда сақланади. Чунки бу – бошқа шарт қўйилмаганидаги конфигурация. Хотиранинг бошқа блокларига

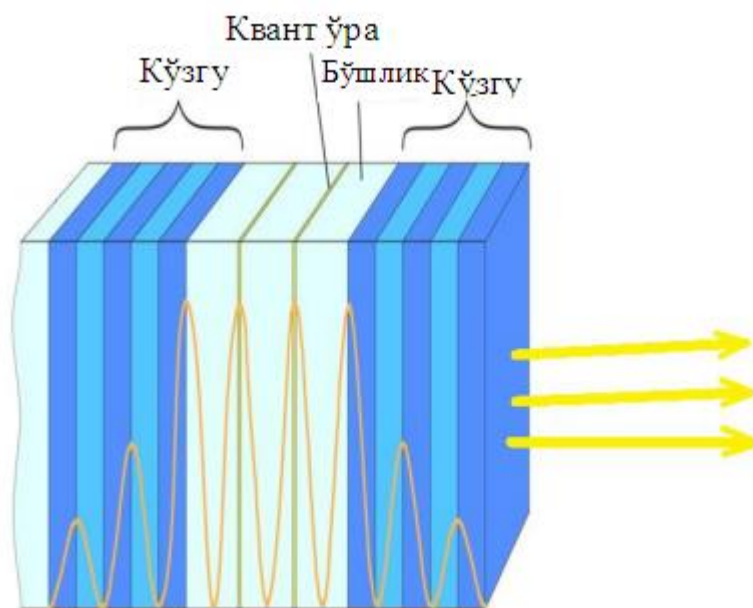
кўл ёрдамида экран менюсида ёки компьютер орқали мурожаат қилиш мумкин.

Ушлаб тургичнинг ишончли аниқлиги ва диапазони ҳамда чиқишдаги кучланиш рақамли тарзда мос коэффицентлар ва чегаралар билан таъминланади. Сервис ва керакли ўлчаш қурилмаларини калибровкасини ўзгартириш компьютернинг мос дастур таъминоти орқали ҳар доим ҳам амалга оширилиши мумкин.

Picker нинг асосий қисми ишга туширишдаги микродиспетчер ҳисобланувчи дастурланган мантикий қурилмада тан олинган. Микродиспетчернинг дастур таъминоти ҳар қачон ҳам USB интерфейс орқали янгиланиши мумкин. Шундай қилиб, топшириқлар параметрларнинг кенг қийматлари бўйича танланиши мумкин. 100 пс ли Picker диодли дамламани ишга тушириш, Поккельс ячейкалари, чизиқли кучайтиргичларни ишга туширишни ушлаб туриш учун экспериментда ажратилган ушлаб тургичлар билан таъминлайди.

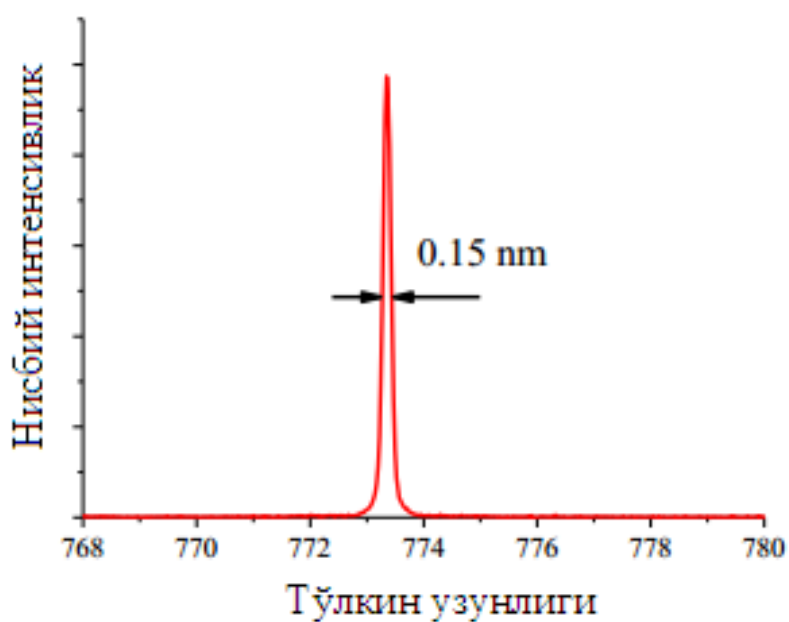
3.4. Поляритон лазерлар

Поляритон лазер қуйидагича 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.



3.13-расм. Поляритон лазернинг тузилиши

3.14-расмда поляритон лазерларнинг нурланиш спектри келтирилган.



3.14-расм. Поляритон лазерларнинг нурланиш спектри

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 айtilган 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 ковакларни 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, у e - ва h - қатламлар орасида Жозефсон эффектини яратишга имкон беради.

[15]

1. Бозе-конденсатланган диполли экситонлар системасида шунингдек индукцияланган ёруғликнинг тескари сочилиши, ночизиқли оптик эффектлар ва бошқа катор 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 тақсимои ўрганиб чиқилди. Шунингдек, ёйилган тузоқларда ўта оқувчанлик ҳолатига ўтишни тавсифловчи Костерлиц-Таулес [25] 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 $n r_0^2 = 290$ ўлчовсиз концентрациясига мос келади, $r_0 = m d^2 / (4 \pi \hbar^2)$, 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 кристаллланиши 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 ўтамыз. 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:

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

Бу ерда m_{ph} — фотоннинг бўйлама эффектив массаси, $k_{\parallel}$ — 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 чиқаётган фотонларнинг бурчак тақсимооти 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 қонунларнинг анти кесишиши натижасида юзага келган поляритонларнинг дисперсия қонуни квадратик қонундан 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 газига хоссалари назарий тадқиқ қилинди. Шундай усулларнинг бирида суст ўзаро таъсирлашувчи поляритонларнинг бозе-конденсат ҳолатини тавсифлаш учун икки компоненти Гросс-Питаевский тенгламаси кўриб чиқилган. Бу усулда поляритонларнинг бозе-конденсати иккита (экситонлар бозе-конденсат ва фотонлар бозе-конденсати) боғланган ва ўзаро бир бирига айланивчи ҳолатлар деб фарз 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 фарз қилинган, шунинг учун Гросс-Питаевский тенгламасининг аналогига 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 потенциали, Ω — поляритонлар ажралиш энергияси, $\alpha = 1/137$, ε — бўшлиқнинг диэлектрик сингдирувчанлиги, μ — системанинг химиявий потенциали, g — экситон-экситон ўзаро таъсир доимийси, L — оптик микро бўшлиқ кенглиги.

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

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

Томас-Ферми яқинлашишида поляритон газы мавжуд бўла оладиган химиявий потоеңциалнинг қийматлар 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 таъминладиган фотонлар тузоғи мавжуд бўлиши учун химиявий потенциал $\pi\varepsilon/(L(0)\alpha)$ $-\Omega/2 < \mu < \pi\varepsilon/(L(\infty)\alpha)$ - $\Omega/2$ оралиқда бўлиши керак. Химиявий потенциал ошиши билан нафақат зарраларнинг умумий сони, балки конденсатдаги фотонларнинг нисбий улуши ҳам ортади.

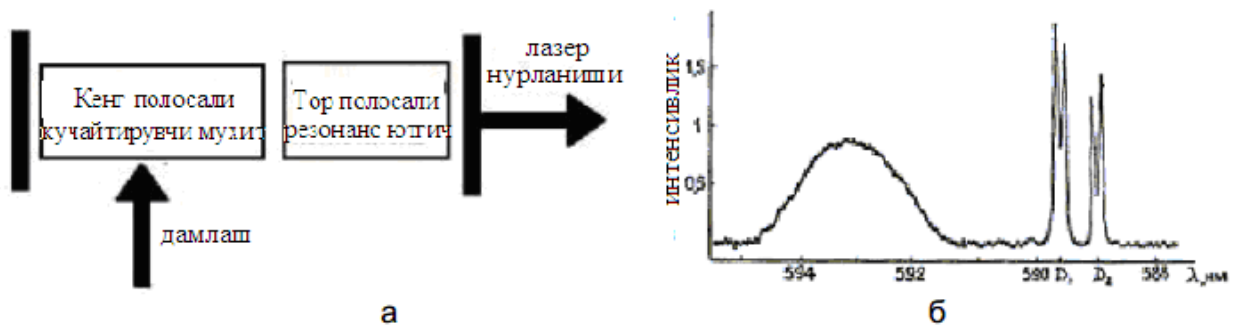
Биз бу ерда поляритон системаси иссиқлик мувозанати ҳолатида бўлади деб фараз қилдик. Ҳозирги пайтда бўшлиқдаги поляритонларнинг яшаш вақтлари иссиқлик мувозанати юзага келиши учун етарли эмас ва шунинг учун оптик микро бўшлиқнинг сахийлиги (ўтказиш қобилияти) ни кескин ошириш керак. Шунга қарамасдан 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.

3.5. Поляритон лазерларнинг қўлланилиши

Оптоэлектроника тадқиқотчилари орасида янги ёруғлик манбаларини кидириб 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.

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 юқори нурланиш эффектларини таҳлил қилиш учун қўлланилган.



3.15-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 модаларни оптик микрорезонаторда фаза бўйича даврий модуляцияланган нурланиш ёрдамида кўзғатиш таклиф қилинди. Бунинг учун

- Резонаторнинг поляритон модалари, уларнинг нозичли хоссалари ва яшаш вақтлари тадқиқ қилинди. Бу модлар берилган қутбланишга P_s эга

бўлган манба томонидан қўзғотилади;

- Резонатор модалари ва икки сатҳли зарралар ансамблининг боғланган ҳолатини таҳлил қилиш асосида модларнинг фазавий синхронизацияланган лазер нурланиши ёрдамида поляритон генерациясини қўзғотишнинг янги механизми кўриб чиқилди. Оптоинформатикада қўлланиладиган поляритон лазерларнинг микрорезонаторлари ёруғлик тўлқин узунлиги тартибида бўлганлиги учун бир модалли масалани кўриб чиқиш мақсадга мувофиқ.

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

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

Бу ерда $E(t)$ – резонаторда электр майдон кучланганлиги, $P(t)$ – қутбланиш, $N(t)$ – 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 – қутбланишнинг 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 қуйидаги 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.

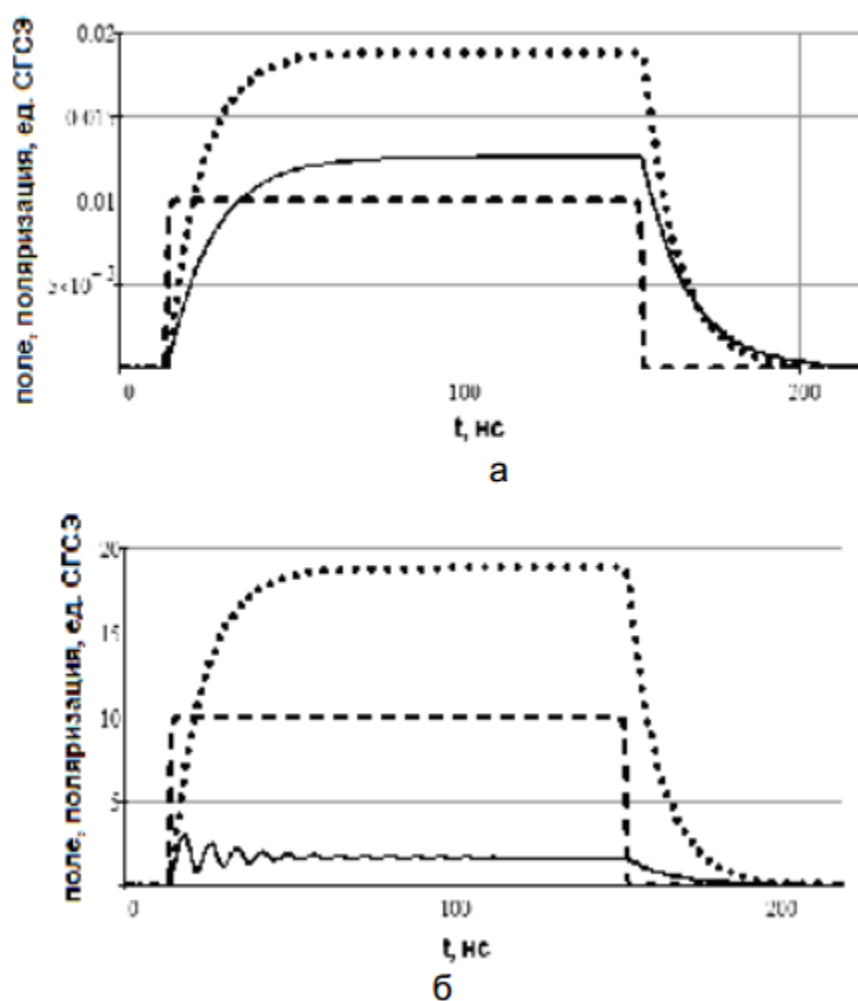
$E(t)$ ва $P(t)$ ларнинг секин амплитудаларига ўтиб ва берилган кутбланганликка эга бўлган манба $P_s(t)$ киритиб, бирлик атомнинг кутбланиши ва жойлашганлик фарқи учун Максвелл-Блох тенгламалар системасини оламир:

$$\begin{aligned} E(t) &= A(t) \cdot \cos(\omega t) + B(t) \cdot \sin(\omega t), \\ P(t) &= U(t) \cdot \cos(\omega t) + V(t) \cdot \sin(\omega t) + P_s(t) \cdot \cos(\omega t), \\ \frac{dA}{dt} &= -\frac{1}{2 \cdot \tau} \cdot A(t) - \frac{B \cdot \omega}{2} \cdot \left(1 - \frac{\omega_r^2}{\omega^2}\right) - 2\pi\omega N_o d_{12} v(t) - 4\pi \frac{dP_s}{dt}, \\ \frac{dB}{dt} &= -\frac{1}{2\tau} \cdot B(t) + \frac{A\omega}{2} \cdot \left(1 - \frac{\omega_r^2}{\omega^2}\right) + 2\pi\omega N_o d_{12} u(t) + 2\pi\omega P_s(t), \\ \frac{du}{dt} &= -\frac{1}{T_2} \cdot u(t) + \frac{v(t)}{2\omega} \cdot (\omega_{12}^2 - \omega^2) - \frac{\omega_{12} d_{12} w(t) B(t)}{\hbar\omega}, \\ \frac{dv}{dt} &= -\frac{1}{T_2} \cdot v(t) - \frac{u(t)}{2\omega} \cdot (\omega_{12}^2 - \omega^2) + \frac{\omega_{12} d_{12} w(t) A(t)}{\hbar\omega}, \\ \frac{dw}{dt} &= -\frac{1}{T_1} \cdot (w-1) - \frac{d_{12} A(t) v(t) \omega}{\hbar\omega_{12}} + \frac{d_{12} B(t) u(t) \omega}{\hbar\omega_{12}}. \end{aligned} \quad (3.21)$$

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:

$$Ps(t) = P_0 \cdot \exp\left(-\frac{(t-1,1\tau_p)^{200}}{\tau_p^{200}}\right) \quad (3.22)$$

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, $N_0 = 10^{13}$ см⁻³, $\omega_{coop} = 8,4 \cdot 10^{10}$ рад/с, $\tau = 5$ нс, $\tau_p = 70$ нс.



3.16-расм. Сонли ечиш натижалари: а – $P_0=10^{-10}$ СГСЭ, б – $P_0=10^{-7}$ СГСЭ.

Нуқтали чизиқ – икки сатҳли атомларсиз оғдирувчи $E(t)$, узлуксиз чизиқ

—

Резонатор атомлари билан тўлдирилган оғдирувчи $E(t)$, пунктир чизиқ –

Берилган кутбланишга эга бўлган манбанинг тўғри бурчакли оғдирувчиси (10^8 СГСЭ га кўпайтирилган).

Ечимларни таҳлил қилиш кўрсатадики,

- Системани тўғри бурчакли импульслар билан дамлашда чизиқли режимда нурланишнинг ўсиши ва пасайиши экспоненциал ҳарактерга эга (3.16, 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 муҳитда 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 поляртонлар кўзголишини лазерни дамлашнинг фазалар синхронизацияси режими олиб бориш керак.

Поляритон лазернинг дамлаш манбат фазаси модуляцияланган берилган майдон манбаи кўринишида олинади

$$E_s(t) = E_0 \cos(\omega_{12}t + D_0t + \Theta \sin(\Omega_m t)). \quad (3.23)$$

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

$$\Delta(t) = \omega(t) - \omega_{12} = \Delta_0(1 + m \cos(Q_m t)), \quad m = \Theta \Omega / \Delta_0. \quad (3.24)$$

ифода орқали берилади

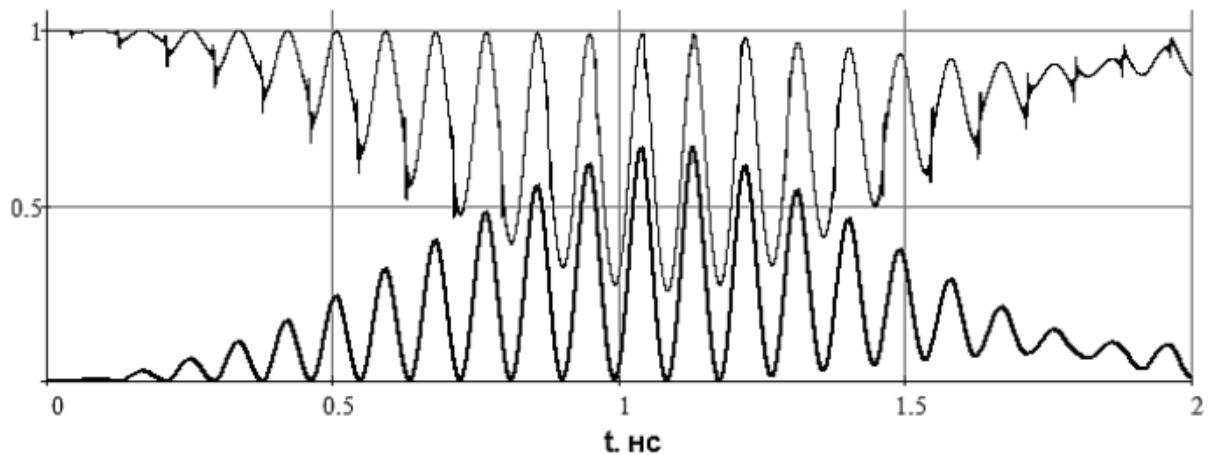
Дамлаш манбаи $E_s(t)$ Ω_m га тенг частота интерваллари орасидаги кенг, чизиқли ва бир хил дистанцияли спектрга эга.

Модуляциянинг танланган типиди (3.21) маълум шароитларда оний частотанинг камайиш моментларида кутбланиш ва жойлашганлик фарқлари поғонасимон тарзда ўзгаради. (3.10-расм). Бундай ўзгаришлар ноадиабатик ўзгаришлар дейилади.

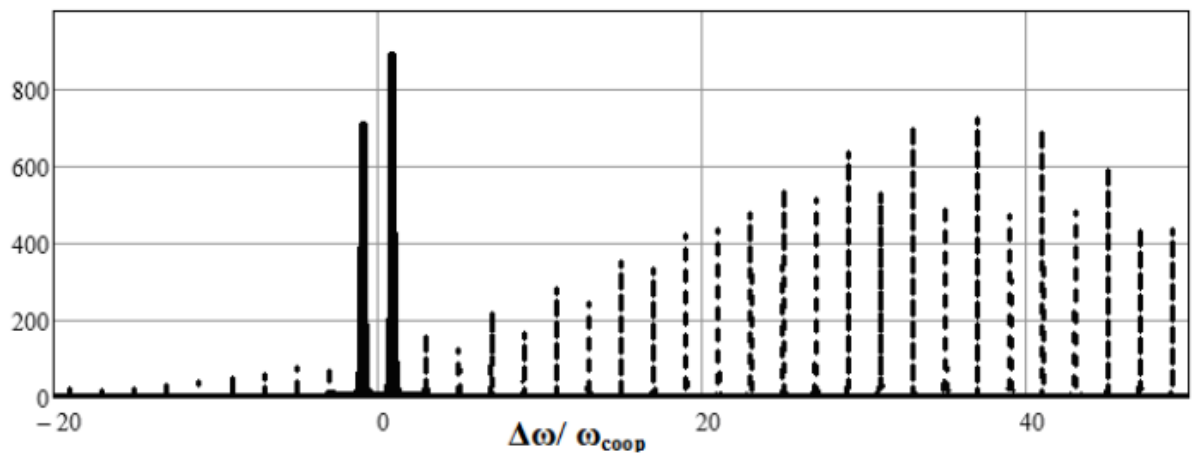
$\Omega_{\pm}$ поляритон частотали $E_s(t)$ спектрининг икки ихтиёрий частоталари мос тушганда кўзғотиш жараёни даврий такрорланади, бу майдоннинг тезда резонанс ўсишига олиб келади. Бу дамлаш майдонининг фазавий модуляциясини поляритон лазерларни кўзғотиш ва бошқариш куроли сифатида фойдаланишга имкон беради. Худди шунга ўхшаш секин оғдирувчиларга ўтиб:

$$\begin{aligned}\frac{dA}{dt} &= -\frac{1}{2\tau} \cdot A(t) - 2\pi\omega_{12}N_0d_{12}v(t), \\ \frac{dB}{dt} &= -\frac{1}{2\tau} \cdot B(t) + 2\pi\omega_{12}N_0d_{12}u(t), \\ \frac{du}{dt} &= -\frac{1}{T_2} \cdot u(t) + \frac{d_{12}w(t)}{\hbar} \cdot (E_0 \sin(\Delta_0 t + \Theta \sin(\Omega_m t)) - B(t)), \\ \frac{dv}{dt} &= -\frac{1}{T_2} \cdot v(t) + \frac{d_{12}w(t)}{\hbar} \cdot (E_0 \cos(\Delta_0 t + \Theta \sin(\Omega_m t)) + A(t)), \\ \frac{dw}{dt} &= -\frac{1}{T_1} \cdot (w-1) - \frac{d_{12}A(t)v(t)}{\hbar} + \frac{d_{12}B(t)u(t)}{\hbar} - \\ &\quad - \frac{d_{12}E_0v(t)}{\hbar} \cdot \cos(\Delta_0 t + \Theta \sin(\Omega_m t)) - \frac{d_{12}E_0u(t)}{\hbar} \cdot \sin(\Delta_0 t + \Theta \sin(\Omega_m t)).\end{aligned}\quad (3.25)$$

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, $N_0 = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $\omega_{\text{coop}} = 3,76 \cdot 10^{10}$ рад/с, $\tau = 100$ нс, $E_0 = 21$ СГСЭ, $\Omega_m = 2\omega_{\text{coop}}$, $m = 0,99$, $\Delta_0 = 2035\omega_{\text{coop}}$).



3.17-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.



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

Шундай қилиб, Поляритон модларнинг кўзғолиш ва сўниш чизикли режим вақтлари бўш резонатордаги мос вақтларга нисбатан икки марта кўп бўлади. Ночизикли режимда кўзғолиш 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 кўзғотилганда эффектив генерация олиш ва 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 камайтиришга имкон беради, бу поляритон лазерларни оптоэлектроника ва оптоинформацион интеграл *қурилмаларда* қўллашда муҳим аҳамиятга эгадир.

ХУЛОСА

Олиб борилган изланишлар асосида қуйидаги хулосалар чиқариш мумкин:

1. Пикосекундли лазер модаларидан фойдаланилганда Рb плазма юқори тартибли гармоникаларининг турлича эканлиги кўрсатилди.
2. Изланишларнинг ўзига хослиги вакуумда ривожланган гармониканинг ультрабинафша нурлар (50-200 нм тўлқин узунлиги) соҳасида қатъий ионли ўтишлар (Рb II, $\lambda=96.72$ нм)га яқин бўлган 11-гармоника тўлқин узунлигидаги етакчи плазманинг ночизиқли оптика соҳасида мажбурий резонанс ўсиши билан боғлиқ бўлишининг ўзига хослигини кузатиш мумкин.
3. Дамлаш энергиясини лазер нурланиши энергиясига айлантиришнинг кам самарадорлиги резонатор хусусий модасининг диодли дамламаси соҳасида оптимал танланмагани билан боғлиқ.
4. Экспериментда олинган натижаларнинг таҳлили Nd:YLF кристалидаги фаол элементни дамлаш учун фойдаланилганида максимал ютилиш 795 нм ва 803 нм оралиғида жойлашганлиги кўрсатилди. Демак, бундай лазер қурилмасидан айнан шу оралиқдаги диапазонда тўлқин узунлиги нурланишини ҳосил қилиш мақсадида фойдаланса кўпроқ самаралироқ бўлади.

Муаллифнинг чоп этган илмий ишлари

A1. M. Abdiyazov, U. Ahmadjonov, G. Boltayev. Resonant high order harmonic generation of picosecond of Nd:Yag laser radiation in lead plasma / Физика фани муаммолари ва унинг ривожда истеъдодли ёшлар ўрни. Республика илмий анжумани материаллари. Тошкент. 2017 й. 19-20 май. Б. 4-7.

A2. О.К.Атабоев, У.З.Ахмаджонов, Р.Р.Кобулов Перспективность второго поколения тонкопленочных солнечных элементов на основе микроморфного кремния / Седьмая Международная конференция по Физической Электронике IPEC-7 Ташкент 18-19 мая, 2018 Б.83.

A3. Ahmadjonov U.Z. Yusupov D.B. Ge-Ne lazerining damlash tizimini stabilizatsiyalashning taminlash usullari / Texnika Yulduzlari 2018 й

Фойдаланилган адабиётлар

1. Мириноят М. М. Ташкент “Университет” 2009
2. Ордцио Звелто ПРИНЦИПЫ ЛАЗЕРОВ О Saint-Petersburg Moscow Krasnodar 2008
3. Красильник З. Ф. Наноструктуры для нанофотоники // Известия РАН. Серия физическая. -2003. -Т. 67,-N 2. -С. 152-154.
4. Двуреченский А. В., Якимов А. И. Квантовые точки Ge в МДП-и фототранзисторных структурах // Известия РАН. Серия физическая. -2003. -Т. 67,-N 2. -С. 166-169
5. Bastard G. Wave mechanics applied to semiconductors heterostructures, Le Ulis Ed. De Phys., -1988, -360 p.
6. Эсаки Л. Молекулярно-лучевая эпитаксия и развитие технологии полупроводниковых сверхрешеток и структур с квантовыми ямами. -В кн: Молекулярно-лучевая эпитаксия и гетероструктуры.: Пер. с англ. /Под ред. Л. Ченга, К Плога. -М.: Мир, -1989. -с. 7 – 36.
7. Pfistner C. et el, 1994; Damzen M. J. et el, 2001; Wetter N. U. et el, 2005
8. E.W. Gaul, M. Martinez, J. Blakeney et al., Appl Opt49 1676 (2010)
9. Nano Melary. Technology Roadmap for Nanoelectronics // European Comission. IST programme. Future and Emerging Technologies. Microelectronics Advanced Research Initiative. (INTERNET gamayun. physics. sunysb. edu/RSFQ/-publications.). -2003. -124 p.
10. Cambley R. E., Stamps R.L. Magnetic multilayers: spin configurations, excitations and giant magnetoresistance // J. Phys.: Condens. Matter. -1993.-Vol. 5, -No. 3. -P.3727–3786.
11. Галимзянов В.Ф. Лазерная и электромагнито-лазерная терапия язв нижних ... Л.А. Жукова, Т.Ю Лебедев, А.А. Гуламов. Москва, 2003. 1990. - № 12. - С. 26-29. 78

- 12.C. Weisbuch, B. Vinter. Quantum semiconductor structures. Fundamentals and Applications Acad. Press.,-1991.-273 p.
- 13.G.Pikus, E.Ivchenko. Superlattices and Other Heterostructures: Symmetry and Optical Phenomena, Springer Series in Solid-State Sciences,-V. 110., Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg,-1995,-657 p.; second edition 1997.
- 14.V.V.Mitin, V.A.Kochelap, M.A.Stoscio. Quantum Heterostructures, Microelectronics and Optoelectronics. Cambridge University Press.-1999.-346 p.
- 15.Недорезов С.С. Квантовые размерные эффекты в области высоких температур// ФТТ.-1970.-Т.11.-№ 8.-С.2269-2276.
- 16.Матулис А., Пирагас К. Превращение тяжелых дырок в легкие в полупроводниковой пленке. // ФТП.-1975.-Т.9.-№ 11.-С.2202-2204;
- 17.Raichev O.E., Vasilopoulos P., and Vasko F.T. Energy spectrum, density of states and optical transitions in strongly biased narrow-gap quantum wells // arXiv:cond-mat/9908284.-1999.-V. 2. (19 Aug. 1999).-PP. 1-21 (Montreal, Quebec, Canada); [Balev, O G](#) ; Vasko, F T ; [Aristone, Flavio](#). [Two-subband electron transport in nonideal quantum wells](#)// (2000-03-03) oai:arXiv.org:cond-mat/0003053 [[Abstract/Citations](#), [PDF](#)]; [Raichev O. E.](#), [Vasilopoulos P.](#), Vasko, F T [Energy spectrum, density of states and optical transitions in strongly biased narrow-gap quantum wells](#)// (1999-08-19) oai:arXiv.org:cond-mat/9908284 [[Abstract/Citations](#), [PDF](#)] .
- 18.9th Seoul International Symposium on the Physics of Semiconductors and Applications // November 6-7,-1998.
- 19.Грин Р.Ф. Поверхностные электронные явления переноса В кн: Новое в исследовании поверхности твердого тела. М.: Мир.-1977.-С. 247-279.
- 20.Стурман Б.И., Фридкин В.М. Фотогальванические эффекты в средах без центра инверсии. М.: “Наука”.-1992.-208 с.
- 21.Ивченко Е.Л., Расулов Р. Я. Оптические явления в полупроводниках. – Фергана: лаборатория оперативной печати при ФерГУ.-1989.-94 с.

22. Эски Т. Влияние состояния поляризации света на оптические и фотогальванические эффекты в полупроводниках и в полупроводниковых структурах. Дис. .. канд. физ.-мат. наук. –Андижан: Андижанский ГУ, -2000.-106с.
23. Саленко Ю.Е. Поляризационные оптические и фотогальванические эффекты в полупроводниках кубической симметрии. Дис. ... канд. физ. - мат. наук. –Ташкент: ФТИ при НПО “Физика-Солнце”, -2004.-104 с.
24. Д.Камбаров. Фотонно-кинетические эффекты в теллуре и в полупроводниковой квантовой яме: Дис. ... канд. физ. -мат. наук. –Андижан: Андижанский ГУ, -2004.-109 с.
25. Бир Г.Л., Пикус Г.Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках.-М.: Наука,-1971.-584с.
26. Ивченко Е.Л., Расулов Р.Я. Симметрия и реальная зонная структура полупроводников. Ташкент. Фан.-1989. –126 с.
27. Хамид Муманис. Гетероструктура смешанного типа: экситоны, легкие и тяжелые дырки. Окно в микромир.-2001. N6.С. 25-29.
28. Ким И.С., Сатонинг А.М., Штенберг В.Б. Резонансное туннелирование и нелинейный ток в гетеробарьерах со сложным законом дисперсии носителей // ФТП. -2002.-Т.36.-В. 5. С. 569-575.
29. Васько Ф.Т. Баллистические фототоки дырок// ФТП.-Т.18. №1. С.85-92.
30. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. М.:Наука.-1973. – 672 с.
31. Давыдов А.С. Квантовая механика. –М.: Наука.-1973.-703 с.
32. Ансельм А.И. Введение в теорию полупроводников.-М.: “Наука”.-1978.-616 с.
33. Голуб Л.Е., Ивченко Е.Л., Расулов Р.Я.. Межподзонное поглощение света в квантовой яме полупроводника со сложной зоной// ФТП. -1995. Т. -29. В.-6. С. 1093-1110.
34. 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.

35. 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.
36. 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)
37. Berman O. L., Lozovik Yu. E., Gumbs G. Phys. Rev. B 11, 15, № 5433 (2008)
38. Butov L. V. J. Phys. Condens. Matter 19, 295, 202 (2007)
39. Kaspzak 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.
40. Keldysh L. in Bose-Einstein Condensation (Eds. A. Griffin, D. W. Snoke, S. Stringari) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1995) p. 246
41. Keldysh L. V., in Electron-Hole Liquid (Amsterdam: North-Holland, 1986)
42. Ketterle W. Rev. Mod. Phys. 74, № 1131 (2002)
43. Lozovik Yu. E., Kurbakov I. L., Willander M. Phys. Lett. A 366, 487 (2007)
44. 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)]