

ЎЗБЕКИСТОН РЕСПУБЛИКАСИ
ОЛИЙ
ВА ЎРТА – МАХСУС ТАЪЛИМ
ВАЗИРЛИГИ

З.М.БОБУР НОМИДАГИ АНДИЖОН ДАВЛАТ
УНИВЕРСИТЕТИ

ФИЗИКА КАФЕДРАСИ

Тузувчи: проф. И.Каримов.

ЛАЗЕР ТЕХНОЛОГИЯСИ

МАЪРУЗАЛАР МАТНИ

Андижон – 2016

Лазер технологияси

Кириш. Лазер – Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation – (усиления света в результате вынужденного излучения) – Мажбурий нурланиш туфайли ёруғликнинг кучайиши – Олтин квант генератори.

Ёруғликнинг кучайиш ғалаёнини А.Эйнштейн башорат қилган. Ёруғликнинг ўша пайтларида маълум бўлган ютилиш ва ўз-ўзидан нурланиш жараёнларидан ташқари яна резонанс квантлар чиқариш жараёни ҳам бўлиши кераклигини ва бу ёруғлик квантлари қўғолон атом ёки молекула билан таъсирлашиб, ўзига мос квантли ёруғлик хосил қилиши мумкинлигини айтган ва шу туфайли ёруғлик квантлари қўғолон атоми ёки молекула билан таъсирлашиб, ўзига мос квантли ёруғлик хосил қилиши мумкинлигини айтган ва шу туфайли ёриғлик кучайишини ҳисоблаб чиққан.

Тажрибаларда биринчи бўлиб ёруғликни кучайишини 1950-60йй. да В.А.Фабрикант кўрсатган. Лекин, лазерлар назарияси, техникаси ва технологияси ривожига Н.Г.Басов, А.М.Прохоров ва Ч.Таунс (АҚШ) лар асосий сабабчи бўлдилар ва 1964 йилда шу ишлари учун Нобель мукофотиغا сазовор бўлдилар. Ўтган давр ичида лазерлар фан ва техниканинг мураккаб масалаларини ечиш асбобига айланди. Лазер ёрдамида ишлаб чиқаришнинг ўта мураккаб технологиялари, фаннинг нозик тадқиқотлари, инсон соғлиғини сақлаш доволаш, ҳарбий қуроллар, алоқа тизимлари ва бошқа соҳалардаги муаммоларни ҳар қилиш имкониятлари вужудга келди. Буларнинг барчасига лазер нурининг ўта ингичка тўпламида ядро портлаши энергиясидек катта энергияни мужассамлаштириш мумкинлигидир. Шу туфайли лазерларни ўрганишга ва ҳаётда қўллашга бўлган қизиқиш ҳеч ҳам сусаймайди.

Мамлакатимизда ҳам бу соҳанинг тадқиқот ишларига алоҳида эътибор берилиб, ЎрФА Иссиқлик физикаси бўлими “Лазерлар физикаси” институти,

Электроника, Ядро физикаси институтларида, ЎМУ, ТАТУ, ТДТУ ларида илмий тадқиқотлар олиб борилади ва мутахассислар тайёрланади.

Ютуқлари: моддаларга ишлов бериш, уларни кесиш, туйнуклар очиш, тиббиётда қўлланиши, маиший асбоб-ускуналар, ҳарбий техника, алоқа тизимлари ва бошқаларда қўлланиши.

Квант системаларда ёруғликнинг ютилиши ва чиқарилиши.

Ёруғликнинг тўлқин табиатидан маълумки, у маълум бир частота ν ва тўлқин узунлиги билан таърифланади.

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

c - ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги.

Электромагнит тўлқинлар частотаси кенг диапазонда бўлгани учун, уни одатда бир неча соҳаларга бўлинади.



1-расм. Электромагнит тебранишларни частота ва тўлқин узунликларининг спекетрлари. З-товуш частотаси, ВЧ- юқори частоталар, СВЧ- ўта юқори частоталар, ИК- спектрни инфрақизил оралиғи, В- кўринадиган бўлими, УФ- ультрабинафшали спектр, Р- рентген нурланиши, γ-квантлар.

Электромагнит тўлқинларнинг энергетик характеристикаси – уларнинг электромагнит энергиясининг хажмий зичлиги ҳисобланади.

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

ρ_v – частотавий нурланишнинг хажмий зичлиги Дж/(см³Гц).

E ва H -тўлқиннинг электрик ва магнит майдонларининг ўрта квадратик кучланганлиги.

Электромагнит тўлқинларнинг модда таъсири унинг интенсивлиги I билан белгиланади. Электромагнит майдон ва I ўзаро қуйидагича боғланишга эга

$$E = (4\pi I/\epsilon)^{1/2} = a_0 \sqrt{I} \quad (3)$$

Одатда ёруғлик квант энергиясини $U=h\nu$ кўринишида белгилаш қулайроқ. H - Планк доимийси $6,6 \cdot 10^{-19}$ Дж. Бундай белгилашлар туфайли монохроматик ёруғлик интенсивлиги

$$I = h\nu n_p c \quad (4)$$

n_p -фотонлар зичлиги. У ҳолда спектрал зичлик

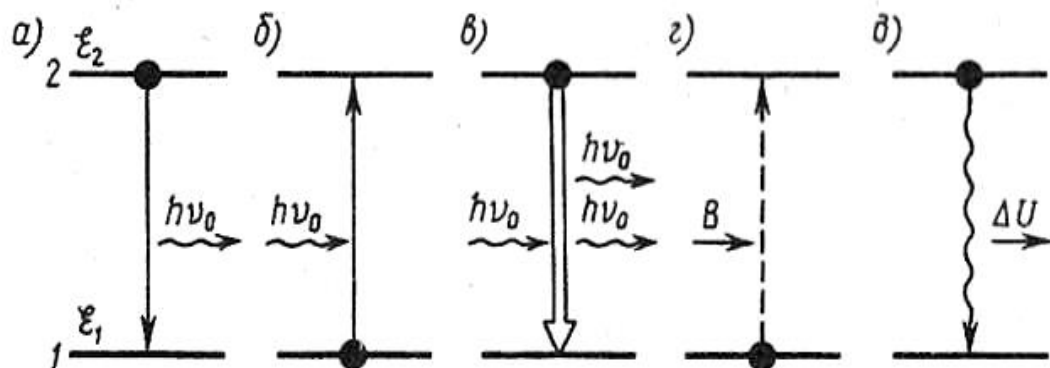
$$\rho_v = 8\pi \nu^2 kT/c^3 \quad (5).$$

Тажрибаларда бу ифода $h\nu < kT$ ($k=1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/к; $T=300$ К) бўлгандагина тўғри бўлишини кўрсатди (ν -жуда кичик)

$$\rho_v = \frac{8\pi \nu^2}{c^2} \cdot \frac{h\nu}{(e^{h\nu/kT} - 1)} \quad (6) \quad \text{формула эса барча } \gamma \text{ ёки } \lambda \text{ ларда тажриба}$$

натижаларини жуда тўғри ифода этар экан (Планк формуласи).

А.Эйнштейн 1916 йили шу формулани квант тасаввурлар асосида исботлаш учун квант системаларда бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга ўтишда одатдаги ўз-ўзидан ва нурланишсиз ўтишлардан ташқари мажбурий нурланишли ўтишлар бўлиши кераклигини айтди. Квант системаларда электромагнит тўлқинлари таъсирида мажбурий ўтишлар ҳам бўлиши мумкин.



2-расм. Квант системаларда а) нурланишли ўтиш. (а,б,в) ва нурланишсиз ўтиш (г,д)

Юқориқоқ энергияли ϵ_1 ҳолатдан ϵ_2 ҳолатга ўтишда атом (молекула)

$$h\nu_0 = \epsilon_1 - \epsilon_2 \quad (7)$$

га тенг ёруғлик кванти чиқаради.

Заррачанинг қўзғалган ҳолатида яшаш вақти ўз-ўзидан ўтишнинг Эйнштейн коэффиценти билан белгиланади

$$\tau_0 = 1/A_{21} \quad (8)$$

A_{21} - бирлик вақтида ϵ_1 ҳолатдан ϵ_2 га, ёки аксинча ўтиш эҳтимоллиги.

ϵ_2 ҳолатидаги заррачалар зичлиги N_2 ни ўзгариши

$$N_2 = N_{20} \exp(t/\tau_0) \quad (9)$$

Ўз-ўзидан ўтишда ҳосил бўлган ёруғлик квантлари бир хил энергияга эга бўлганлиги учун, улар бир-бирига боғлиқ эмас ва уларни вужудга келиш эҳтимоллиги тенг бўлгани учун улар ҳосил қилган электромагнит тўлқинлар фазаси ва қутбланиши билан бир-бирига боғлиқ бўлмайди. Нурланишсиз ўтишларда ортиқча энергия бирор учинчи заррача B га берилади ва бунда $\Delta U = -\Delta\epsilon$ га тенг бўлган кинетик ёки иссиқлик энергияси ажралади.

Мажбурий ўтишлар A заррачани энергияси $h\nu_0 = \Delta\epsilon$ га тенг бўлгандагина амалга ошиши мумкин.

Айнимаган ҳолатлар учун ёруғликнинг мажбурий ютилиши ва чиқарилиши эҳтимолликлари тенг, яъни $B_{12}g_1=B_{21}g_2$.

B_{12}, B_{21} - мажбурий ютилиш ва нурланиш учун Эйнштейн коэффиценти. g_1, ϵ_1 — энергияли ҳолатларнинг хиссаси. Бу ҳолда

$$\rho_v = \frac{A_{21}g_2}{g_1B_{12}[\exp(h\nu_0/kT)-1]} \quad (10)$$

$h\nu \ll kT$ бўлганда

$$\rho_v = A_{21}g_2kT/(g_1B_{12}h\nu) \quad (11)$$

Буни (5) билан солиштирсак

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

ҳосил бўлади. Бу эса ўз-ўзидан ўтиш ва мажбурий ўтишларнинг бир-бирига боғловчи ифодалар.

Демак, ўз-ўзидан нурланишда ажралувчи энергия зичлиги $\widetilde{p}_v \sim v^2$ ва мажбурий нурланишда $\widetilde{p}_v \sim v^3$ экан.

Шунинг учун, заррачаларнинг ўз-ўзидан ва мажбурий нурланишлари хиссаси ҳар хил тўлқин узунлигидаги электромагнит тўлқинлари учун ҳар хил бўлади. Қўзғолон квант системанинг яшаш вақти чекли, яъни τ_0 бўлгани учун ноаниқлик принципига асосан системани энергияси ϵ ва τ_0 ни ўлчашдаги ноаниқлик

$$\Delta\epsilon\Delta t \gtrsim h/2\pi \quad (13)$$

Шартни қаноатлантириш зарур.

$\Delta t \sim \tau_0$ бўлгани учун

$$\Delta\epsilon\Delta t \simeq h/(2\pi\tau_0) \quad \text{ва} \quad \Delta\nu_0 = \frac{1}{2\pi\tau_0} = A_{21}/(2\pi)$$

Бу эса заррача нурланишининг табиий кенглиги дейилади. Бу ν га боғлиқ бўлгани учун $\sim \nu^3$ қонуният билан ўзгаради.

Ҳар қандай релаксайия жараёнлари қўзғолон ҳолатни яшаш вақтини камайтиргани учун, бу кенгликни ортишига олиб келади.

Бу нурланиш спектрини кенгайиши мажбурий ўтишлар эҳтимоллигини камайтиради $\sim \Delta\nu^{-1}$.

Мажбурий нурланиш жараёнлари қўзғалган заррачани резонанс квантлар билан ўзаро таъсирлашув жараёни бўлгани учун уни кесим юзаси билан баҳолаш қулай. ν_0 частотали ва ρ_0 зичликдаги монохроматик тўлқин таъсиридаги нурланиш эҳтимоллиги

$$W_{21}(\nu_0) = n_p \sigma_{21}(\nu_0) C \quad (15)$$

$\sigma_{21}(\nu_0)$ -кесим юзаси, n_p –фотонлар зичлиги ва ρ_0 ларни

$$\rho_0 = n_p h \nu_0$$

кўринишда ёзиш мумкин бўлганлиги учун

$$\sigma_{21}(\nu_0) = h \nu_0 \frac{2B_{21}}{C \pi \Delta \nu_2} \quad (16)$$

ифодани оламиз. Демак, бу ε_1 дан ε_2 га ўтиш учун ν_L частотали электромагнит тўлқинларни тутиб олиш кесим юзаси ва у Эйнштейн коэффиценти В ва ν_L га боғлиқ.

Буни бошқачароқ қилиб ёзсак, тўқнашишлар туфайли ўтишлар учун:

$$\sigma_0 = \frac{A_{21} \lambda^2}{4\pi^2 g_1 \Delta \nu_L}$$

σ_0 -мажбурий фотоўтиш кесими.

Доплер шаклидаги чизиқлар учун

$$\sigma_0 = \frac{A_{21} \lambda^2 \sqrt{\ln 2}}{4\pi^{3/2} g_1 \Delta \nu_D}$$

σ_0 -квант заррача тури, тўлқин узунлигига қараб 10^{-12} дан 10^{-24} гача ўзгариши мумкин.

Инверс тўлдирилган муҳитлар ҳосил қилиш.

Лазерларда фотонлар ютилиш туфайли йўқолиши ва мажбурий нурланишда пайдо бўлишини ифодаловчи тенгламани қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\frac{dn_p}{dt} = c \frac{dn_p}{dx} = \sigma_2 c N_2 n_p - \sigma_{12} c N_1 n_p \quad (3.1)$$

N_1 ва N_2 - ϵ_1 ва ϵ_2 ҳолатлардаги заррачалар зичлиги. Аввалгиларни ҳисобга олиб

$$\frac{dn_p}{dt} = \sigma_2 (N_2 g_1 - N_1 g_1) n_p = k n_p \quad (3.2)$$

кўринишида ёзиш мумкин. Бундаги

$$K = \sigma_2 (N_2 g_1 - N_1 g_1) \quad (3.3)$$

актив муҳит коэффиценти дейилади.

$n_p \sim I$ бшлгани учун

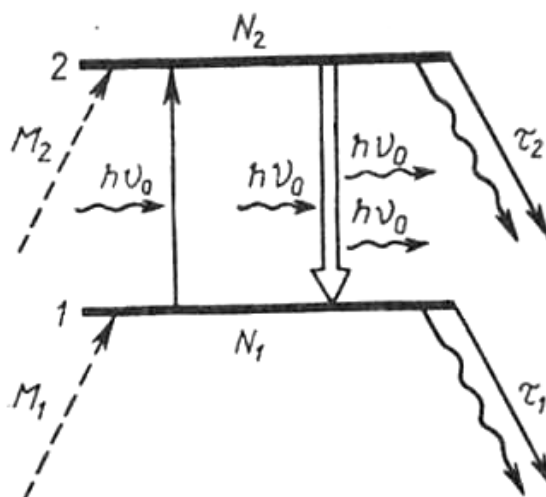
$$\frac{dI}{dx} = \sigma_0 k I \quad (3.4)$$

деб олиш мумкин.

$k > 0$ бўлса муҳитда барча ёруғлик кучаяди.

$k < 0$ бўлса яъни $N_2 g_1 - N_1 g_1$ да ёруғлик сусаяди.

Демак, ёруғликнинг кучайиши фақат N муҳитдаги энергетик сатҳларда термодинамик мувозанат бўлмаган, юқоридаги сатҳ пастдагига нисбатан кўпроқ тўлдирилган бўлганда вужудга келади. Бундай муҳит инверсион тўлдирилган муҳит дейилади.



3-расм. Сатҳлараро инверс тўлдириш хосил бўлиш жараёнлари.

Расмда кўрсатилганидек 1 ва 2 ҳолатларда кўзғолган заррачаларни умуман йўқолиш тезлиги M_1 M_2 ва τ_1 τ_2 вақтлар билан таърифлайлик. Мажбурий ўтишлар бўлмаганда заррачаларни ифодаловчи тенглама

$$\begin{aligned} dN_1/dt &= M_1 - (N_1/\tau_1) = 0 \\ dN_2/dt &= M_2 - (N_2/\tau_2) = 0 \end{aligned} \quad (3.5)$$

N_1 ва N_2 ларни бу ифодалардан топиб, (3.3) га қўйсак, бу ҳолат учун кучсиз сигнални кучайтириш коэффицентини топамиз.

$$K_0 = \sigma_0(M_2\tau_2 g_1 - M_1\tau_1 g_2) \quad (3.6)$$

Бунда кўпинча инверс тўлдирилган муҳитни хосил қилиш учун юқоридаги сатҳни тўлдириш тезлиги ва ундаги заррачаларни яшаш вақти катта ва пастки сатҳники кичик бўлиши керак.

Электромагнит майдон кучланганлигини ортиши билан мажбурий ўтишлар орта боради ва заррачаларни тақсимоти қуйидагича бўлади:

$$dN_1/dt = M_1 - (N_1/\tau_1) + n_p c \sigma_0 N_2 g_1 - n_p c \sigma_0 N_1 g_2 \quad (3.7)$$

$$dN_2/dt = M_2 - (N_2/\tau_2) - n_p c \sigma_0 N_2 g_1 + n_p c \sigma_0 N_1 g_2$$

Буни ечиб, кучайтириш коэффициентини аниқлаш мумкин

$$K = \frac{M_2 \tau_2 g_1 - M_1 \tau_1 g_2}{1 + n_p c \sigma_0 (g_1 \tau_2 + g_2 \tau_1)} \quad (3.8)$$

Бундан кўринишича n_p ортиши билан K камаяди. K 2 марта камаядиган n_p ни n_s – яъни фотонлар зичлигини тўйиниш қиймати деб олсак

$$n_3 = \frac{1}{c \sigma_0 (g_1 \tau_2 + g_2 \tau_1)} \quad (3.9)$$

ва шунга мос ҳолдаги ёруғлик интенсивлигини тўйиниш қиймати

$$I_s = ch v_0 n_s \frac{h v_0}{\sigma_0 (g_1 \tau_2 + g_2 \tau_1)} \quad (3.10)$$

Мана шу n_s , I_s ва K_0 лар актив муҳитни белгиловчи катталиклар ҳисобланади. Ифодалардан кўринишича бу катталиклар нурланиш интенсивлигига боғлиқ эмас.

Агар $\tau_2 g_1 \gg \tau_1 g_2$ бўлса, муҳит инверс тўлдирилганлик мавжуд бўлади ва (3.9) ни $g_1=1$ олган ҳолда

$$n_s \sigma_0 c = 1 / \tau_2 \quad (3.11)$$

деб ёзиш мумкин. Бу ифодани ўнг томони n_s зичликдаги фотонлар (ёки I_s интенсивлигидаги) резонанс нурланиш таъсирида вужудга келадиган мажбурий нурланишлар бўлгани учун n_s ва I_s лар мажбурий ўтишлар эҳтимоллиги заррачаларни бошқа сабабларига кўра ўтиши (сўниши) эҳтимоллигига тенг бўладиган ҳолатдаги қийматлар экан.

(3.9) ва (3.10) ларни (3.8) га қўйсак

$$K = \frac{K_0}{1 + n_p / n_s} = \frac{K_0}{1 + I / I_s} \quad (3.12)$$

хосил бўлади. Бундан кўринишича $I > I_s$ K камаяди. $I \rightarrow \infty$ да $K \rightarrow 0$, яъни электромагнит тўлқинларни ютиш ва нурланиш жараёнлари эҳтимоллиги тенг бўлиб қолади.

Муҳитдаги сатҳларни кучайтириш коэффициентининг вақт бўйича ўзгариши унинг тўлдирилишига боғлиқ. Агар $t=0$ дан юқориги сатҳини M_2 тезлик билан тўлдирила бошласа

$$dN_2/dt = M_2 - (N_2/\tau_2) \quad (3.13)$$

$t=0$ да $N_2=0$ бўлса, ечим:

$$N_2 = M_2 \tau_2 e^{-t/\tau_2} (e^{t/\tau_2} - 1) \quad (3.14)$$

бўлади. Бу холда ($N_1=0$ деб оламиз.)

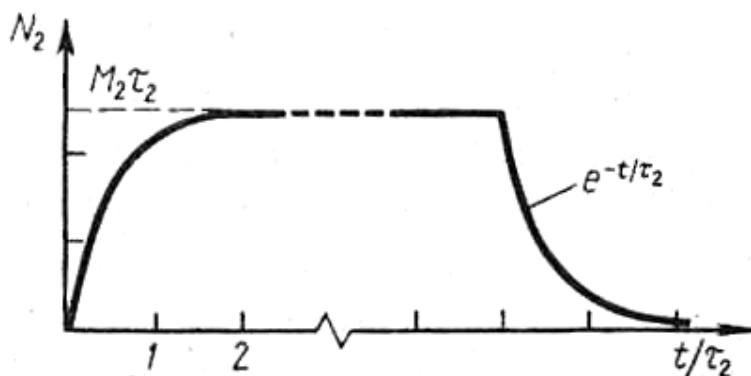
$$t \ll \tau_2 \quad N_2 \approx M_2 t$$

$$t \gg \tau_2 \quad \exp t/\tau_2 \gg 1 \quad N_2 \approx M_2 \tau_2$$

Қўзғалиш (ташқи электромагнит тўлқин) тўхтатилганда

$$N_2 = M_2 \tau_2 \exp(-t/\tau_2) \quad (3.15)$$

кўринишда бўлади, яъни юқориги сатҳ тўлдирилганлик даражаси экспотенциал равишда камаяди. Бунда τ_2 шу холатнинг яшаш вақти $\ln N_2 = \ln(M_2 \tau_2) - t/\tau_2$ дан τ_2 ни хисоблаш топиш мумкин.



4-расм. Дамлаш бошланганда ва тўхтатилганда юқориги сатҳни тўлдирилишини ўзгариши.

Агар холатни қўзғотик юқори интенсивликдаги кучланиш билан амалга оширилса, $I \gg I_s$ холатни камайитириш тезроқ бўлади ва уни камайиш вақти

$$\tau_T^{-1} = \tau_2^{-1} (I \sigma_{21} / h\nu) \quad (3.16)$$

бўлади. $I \gg I_s$ да (3.16) ни 2-ҳади биринчисидан жуда катта ва

$$\tau_T \cong \tau_2 I_s / I \quad (3.17)$$

бўлади.

Энди инверс тўлдирилган муҳит ҳосил қилиш усуллари кўрамиз. Фақат икки энергетик сатҳли системаларда инверс ҳолат ҳосил қилиш анча мураккаб, чунки, $N_2 g_1 = N_1 g_2$ бўлганда ютилиш ва нур чиқариш эҳтимоллиги қарийб тенг. Инверс тўлдирилиш юқориги ва пастки сатҳларни тўлдириш ва ютилиш жараёнлари ҳар хил бўлгандагина юзага келади.

Шунинг учун инверс тўлдирилган муҳитни ҳосил қилиш учун камида 3 та сатҳ бўлиши зарур. Бундай системада 2 ўзгарувчан сатҳ ва 1 асосий сатҳлар инверс тўлдирилиши 3 сатҳ орқали, яъни $3 \rightarrow 2$ нурланишсиз ўтиш орқали юз беради.

Бу ўтиш эҳтимоллиги S_{32} деб белгиласак, 1 ва 3, 1 ва 2 сатҳлар ўртасидаги тўғри ва аксинча ўтишлар эҳтимолликларини W_{13} , W_{31} , W_{12} ва W_{21} деб олсак, у ҳолда бу ўтишлар учун нейтраллик тенгламалари

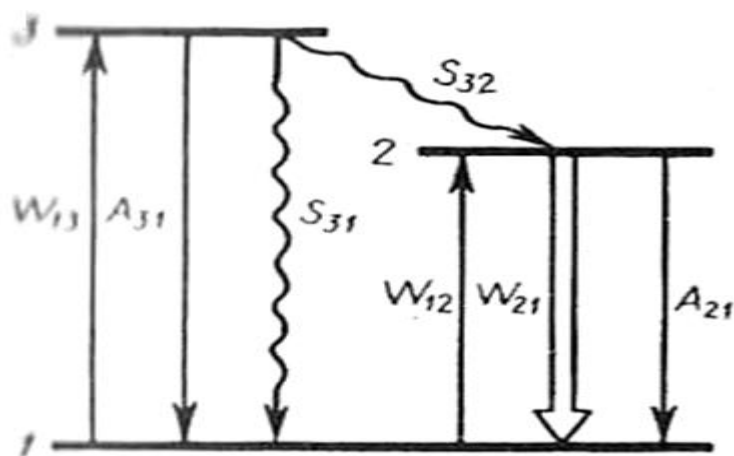
$$\left. \begin{aligned} dN_3/dt &= W_{13}N_1 - (W_{13} + W_{31} + S_{32})N_3 = 0 \\ dN_3/dt &= W_{13}N_1 - (A_{21} + W_{21})N_2 + S_{32}N_3 = 0 \end{aligned} \right\} \quad (3.18)$$

ва

$$N_0 = N_1 + N_2 + N_3 \quad (3.19)$$

бўлади. Бу ерда N_0 -резонанс ўтиши мумкин бўлган актив заррачалар умумий сони, N_1, N_2, N_3 -уларнинг сатҳлардаги қийматлари, A_{31} A_{21} -ўз-ўзидан ўтиш эҳтимолликлари (.18) ва (3.19) лардан

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{W_{13}(S_{32}/W_{31} + A_{31} + S_{32}) + W_{12}}{A_{21} + W_{21}} \quad (3.20)$$



5-расм. Уч сатҳли квант системасида инверс тўлдирилиши ҳосил бўлиши.

2 сатҳни тўлдирилиши учун

$$A_{31} \ll S_{32} \quad W_{31} \ll S_{32} \quad (3.21)$$

бўлиши зарур. У ҳолда,

$$N_2/N_1 \approx (W_{13} + W_{12}) / (A_{21} + W_{21}) \quad (3.22)$$

7ёки

$$(N_2 - N_1)/N_1 \approx (W_{13} - A_{21}) / (A_{21} + W_{21}) \quad (3.23)$$

Бу шартлар бажарилганда $N_3 \rightarrow 0$ ва $N_0 \approx N_1 + N_2$ 1 ва 2 сатҳларда айниш бўлмаган ҳолда ($W_{21} = W_{12}$)

$$N_1 = \frac{N_0 (A_{21} + W_{21})}{A_{21} + W_{13} + 2W_{12}} \quad (3.24)$$

бу ифродани (3.23) га қўйсақ, биров ўзгаришлардан кейин

$$N_2 - N_1 = N_0 \frac{W_{13} - A_{21}}{A_{21} + W_{13} + 2W_{12}} \quad (3.25)$$

ни оламиз. Бундан кўринадики, $N_2 > N_1$ бўлиши учун $W_{13} = A_{21}$, яъни 3 чи сатҳни тўлдириш эҳтимоллиги 2-сатҳдан ўз-ўзидан нурланишдан катта бўлиши керак экан.

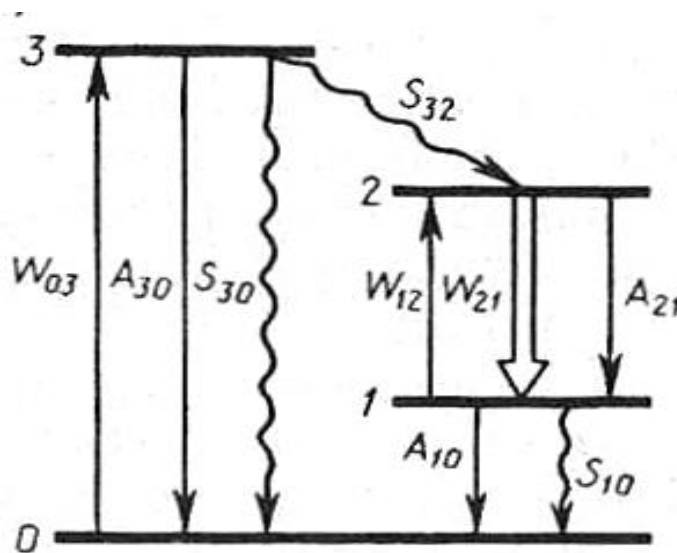
Эътибор бериш керак-ки, уч сатҳли системада $N_0 \approx N_1 + N_2$ ва $N_2 > N_1$ бўлишини $N_0 - N_1 > N$ деб ёзиш мумкин бўлгани учун $N_1 > N_0/2$ бўлиши керак.

Бу демак, инверс тўлдирилган мухит ҳосил қилиш учун барча актив заррачаларнинг ярмидан кўпи қўзғолган, яъни 2-сатҳда бўлиши талаб қилинади. Бунинг учун эса, катта қўзғотиш тезлиги ва мос равишда энергия талаб қилинади. Бу қийинчиликни енгиш учун 4 сатҳли системалардан фойдаланиш қулайроқ.

Бу ҳолда инверс тўлдирилиш ўзгарувчан 1 ва 2 сатҳлар ўртасида ҳосил қилинади. 2-сатҳ S_{32} нурланишсиз релаксацион ўтиш орқали тўлдирилади, 1-сатҳ эса нурланиш S_{10} ўтиш орқали бўлмайди. Инверс тўлдирилиш шarti куйидагича бўлади:

$$W_{13} > A_{31}, W_{13} < S_{32}, S_{10} > W_{21} \quad (3.26)$$

Бу ҳолда 0 сатҳ асосий иштирокчи бўлмагани учун, 1 ва 2- сатҳларни нисбий тўлдирилиши жуда қийин бўлмайди. Бундай система газларда CO_2 , CO молекулалари ва қаттиқ жисмларда неoдим аралашмаси бўлганда амалга oшади.



6-расм. Тўрт сатҳли квант системасида инверс тўлдирилиш ҳосил бўлиши.

Шундай қилиб, лазерларни ишлашини таъминловчи фаол (актив) қисми ҳисобланади ва лазерларни ишчи қисми деб аталади.

Инверс тўлдирилишни ҳосил қилиш учун оптик, газорадряд, газодинамика ва кимёвий усуллар қўлланилади.

Оптик усулда – ёруғлик ёрдамида ишчи қисмида актив заррачалар юқориги сатҳга чиқарилади.

Газорадряд усулида – газ разряди ёрдамида заррачалар фаоллиштирилади ва улар бошқа заррачалар билан тўқнашиб инверс муҳит ҳосил қилади.

Газодинамик усул – юқориги ва пастки энергетик сатҳларнинг релаксация вақтлари ҳар хил бўлганда, қиздирилган жисм кескин кенгайтирилганда тўлдирилиш фарқи юзага келади.

Кимёвий усулда инверс ҳолат номувоzanатий кимёвий реакциялар туфайли вужудга келади.

Квант кучайтиргичлар

Мажбурий ўтишлар, бошқача қилиб айтганда электромагнит тўлқинларни кучайтириш демакдир. Лазерларни актив қисми бу асосан ёруғликни кучайтиргич бўлиб, ишлаш принципи электрон кучайтиргичга ўхшашдир. Бу кучайтириш асосан тўлқинни резонанс муҳитдан ўтганда юз беради. Муҳитни кучайтириш коэффиценти K_0 ва бошланғич интенсивлик I_0 деб олсак, x масофани ўтишидаги

$$dI/dx = K(x)I(x) \quad (3.27)$$

I ни ортиши билан K ни ўзгаришини ҳисобга олган ҳолда

$$\left(1 + \frac{I}{I_0}\right) = K_0 dx \quad (3.28)$$

$x=0$ да $I = I_0$ бўлган ҳолат учун интегралласак

$$\ln(I/I_0) + (I/I_s) - (I_0/I_s) = K_0 x \quad (3.29)$$

бу тегламани I/I_0 ни ҳар хил қийматлари учун расмда келтирилган. Бундан кўринишича

$I \ll I_0$, $I_0 \ll I_s$ ва мажбурий кучланиш заррачалар нисбатига сезиларли таъсир этмаётганда бу боғланиш экспотенциал характерга эга

$$I(x) = I_0 \exp(K_0 x) \quad (3.30)$$

Мажбурий ўтишлар эҳтимоллиги (∞I_s) ни активлашган сатҳни синдириш эҳтимоллиги (∞I_s) га нисбати билан белгилашувчи когирент нурланиш самарадорлиги бу ҳолда катта эмас. I/I_s ни ортириш билан мажбурий нурланиш орта боради ва $I \gg I_s$ да қўзғатиш энергияси ($\sim I/(I+I_s)$) тўласи билан нурланиш энергиясига айланади. Бу ҳолда интенсивлик (I/I_0) ни ортириш секинлашади ва доимий қиймат $\Delta I/\Delta X \approx I_s K_0$ га эришади. Кўрилган жараёнларда биз фақат актив соҳадаги резонанс туфайли нурланиш ҳосил бўлишини ҳисобга олдик. Аслида бир неча турдаги йўқотишлар доимо мавжуд бўлади.

Биринчидан – тушаётган нур боғламнинг ўлчамлари чекланган бўлгани учун у кенгайиши мумкин. (Дифракция туфайли) ва актив соҳа чегарасидан чиқиб кетиши мумкин. Кўндаланг кесим юзаси 2ω бўлган нурнинг бурчак кенгайиши $\theta d \approx \lambda/2\omega$ бўлади. L масофага нур радиуси $\theta d L$ га узаяди. Мана шу қалинлик ва $\sim 2\omega$ диаметрлик айланага тушаётган нурлар кўндаланг кесими мана шу $\sim 2\omega$ тенг бўлган актив соҳадан чиқиб кетади. Яъни йўқолади. Бу йўқотишлар катталиги $\sim \lambda/\omega^2$ га тенг ва уни энг катта қиймати U нурнинг $U K$ соҳасига тўғри келади. Лазер техникаси учун қулай бўлган $\omega \approx 1$ см $\lambda = 1 \dots 10$ мкли бўлган нурлар учун йўқотишлар $\sim (0,1 \dots 1) \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ ёки дифракция туфайли 1 м узунликда 1-10% нурланиш йўқотилади.

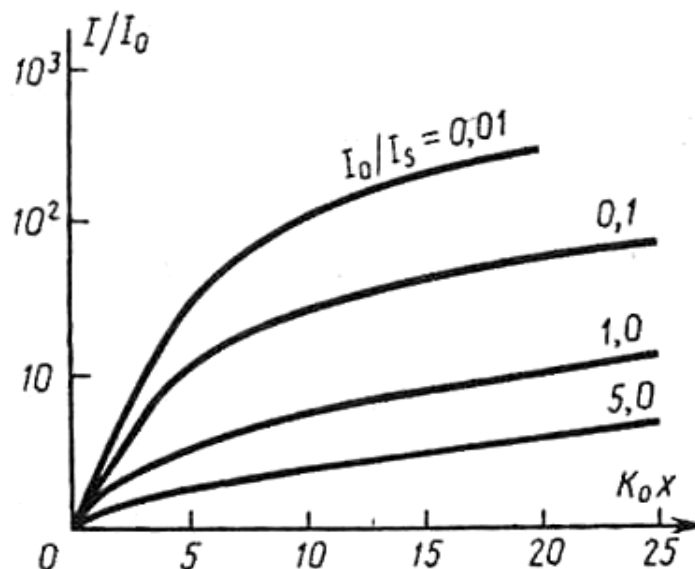
Иккинчидан – актив муҳит идеал ҳолда бир жинсли бўлмагани учун ундаги нур кираётган $X/4$ ҳам чиқаётган 4 ҳам сочилиш (дифраксияга) мойил ва шу туфайли энергия йўқотилади.

Учинчидан – лазерлар яратиш жараёнларини мукамаллиги идеалликдан узоқ бўлгани туфайли қўшимча йўқотишларсиз бўлиши мумкин. Буларни ҳаммасини аниқ тасвирлаш осон бўлмагани учун барча норезонанс йўқотишларни бирлик масофасига нисбатан коэффциентини $\beta_0 [cm^{-1}]$ деб олсак, бирлик масофани ўтишдаги йўқотишлар $\beta_0 I$ бўлади ва у I ни ортиши билан ортиб боради. Аммо расмда кўрганимиздек I ни ортиши билан нурланиш энергиясининг ортиш тезлиги $I_c K_0$ гача камая боради. Электромагнит тўлқинларнинг кучайиши улар интенсивлигини ортиши ва йўқотишлари катталиклари тенглашгунча давом этиб, кейин стабил (расмдаги тўйинган) ҳолатга келади.

Электромагнит нурланишнинг энг катта қийматини интенсивликни ортиши ва йўқотишларни тенглигидан аниқлаш мумкин.

$$I_{\max} = I_s K_0 / \beta_0 \quad (3.31)$$

Нурланишни кучайтириш коэффиценти частотага боғлиқлик грантидаги энг катта қиймати резонанс частотага боғлиқ бўлгани учун, боғланиши марказий қисми энг катта қийматга эга бўлади. Мана шу хусусияти туфайли квант кучайтиргичлар нурни торайтириб ингичка – актив соҳа кенглик қилиб бериш имкониятига эга.



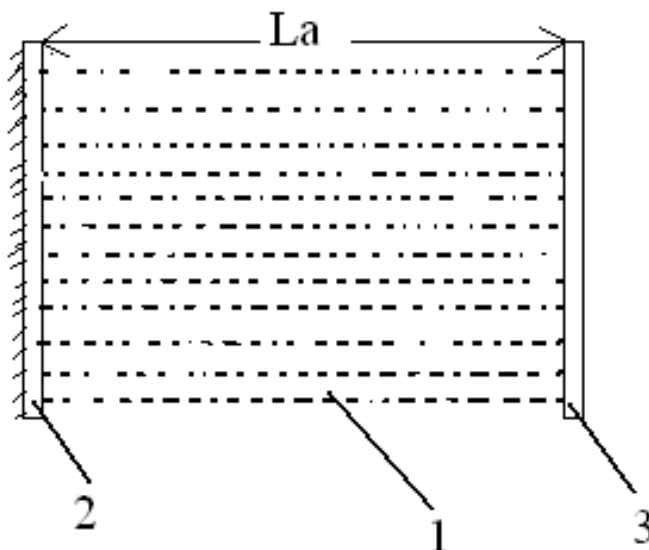
7-расм. Электромагнит нурланишни резонанс инверс тўлдирилган соҳадан ўтишда интенсивлигини ўзгариши

Оптик квант генераторлар (лазерлар)

Квант кучайтиргичдан фарқли равишда квант генераторлари нурланиш манбалари ҳам ҳисобланади. Оптик квант генераторлар индустирланган квант ўтишлари мавжудлиги натижасида ҳосил бўлган электромагнит тебранишларни кучайтирувчи мусбат қайта боғланишли ўз-ўзидан тебраниш тўлқинлари ҳосил қилувчи система (ёки лазер) ҳисобланади. Генерация учун зарур бўлган қайта боғланиш лазернинг актив муҳитини шу муҳит хусусиятларига мос ҳолдаги электромагнит тўлқинлар ҳосил қилувчи ҳақиқий резонаторга жойлаштириш йўли билан ташкил этилади. У ҳолда резонатордаги ички йўқотишлар $\chi \approx 2L_a\beta_0$

Бу системада тебранишлар ҳосил қилиш манбайи актив муҳитдаги заррачаларнинг қўзғалиши туфайли ўз-ўзидан нурланиш ҳисобига бўлади. Ҳосил бўлган квантлар актив муҳитда ўзига ўхшаган мажбурий электромагнит тебраниш квантларини вужудга келтиради. Резонатор чегараларидан қайтган

нурлар бошқа мажбурий ўтишлар ҳосил қилиб квантларни кўпайишига олиб келади.



8-расм. Квант генераторининг схемаси

Резонаторни бир марта тўла ўтишдаги квантларини кучайиши $e^{2K_0 L_a}$ унинг 3-кўзгудан кетиши ξ ва ички йўқотишлар χ лардан катта бўлса резонаторда доимий электромагнит тўқинлари пайдо бўлади. Бу ҳолда муҳитнинг кучайтириш коэффициенти K_0 қуйидагича аниқланади.

$$e^{2K_0 L_a} (1 - \chi)(1 - \xi) = 1 \quad (3.32)$$

Х $\xi \ll 1$ эканлигини ҳисобга олган ҳолда K_0 ни чегаравий қиймати

$$K_p = \frac{1}{2L_a} \ln \frac{1}{1 - \chi - \xi} \quad (3.33)$$

бўлади. K_0 дан фарқли равишда K_n тўғри тўлқинлар ҳосил қилиш шартларини белгиловчи резонатор характеристикаси ҳисобланади.

$K_0 > K_n$ бўлганда лазерда тўлқинлар турғун генерацияси вужудга келади. Лазерни чиқишида нурланиш интенсивлиги резонатордаги фотонлар зичлиги N_p ва кўзгуни ўтказувчанлиги билан аниқланади.

$$I \approx h\nu_0 n_p c \xi / 2 \quad (3.34)$$

Ёки юқоридаги (3.32) ва (3.33) ларни ҳисобга олган ҳолда

$$I \approx \frac{I_s \xi}{2} \left(\frac{K_0}{K} - 1 \right) \quad (3.35)$$

Резонаторнинг турғун генерация шароитида актив муҳитнинг кучайтириш коэффиценти K чегаравий K_p га тенг бўлган учун

$$I \approx \frac{I_s \xi}{2} \left(\frac{2K_0 L_a}{\ln(1 - \chi - \xi)} \right) \quad (3.36)$$

деб ёзиш мумкин.

$\exp 2K_n L_a \approx 1 + K_n L_a$ (яъни $2K_n L_a$) бўлганда

$$I \approx \frac{I_n \xi}{2} \left(\frac{2K_0 L_a}{(\xi + \chi)} - 1 \right) \quad (3.37)$$

(3.36) ва (3.37) лардан кўринишига ξ кичик бўлганда ($\xi \ll X$) ξ ни ортириш билан I ортади. ($I \propto \xi$) ; ξ катта бўлганда ($\xi \gg X$) эса I камаяди. Демак, чиқиш кўзгуси ξ ни ўрта қиймати мавжуд у лазерни турғун нурланишини таъминлайди. Маълум бир математик амаллардан аниқланишича

$$\xi_{opt} = \sqrt{2K_0 L_a \chi} - \chi \quad (3.38)$$

Лазер резонаторлари

P – маълум бир частота ва шаклга эга бўлган ташқи кучлар таъсирида максимум амплитудали тебранишлар ҳосил қилувчи система.

Резонатор турғун электромагнит тўлқинлар ҳосил қилувчи оптик система бўлиб, мажбурий нурланиш жараёнлари учун зарур бўлган юқори интенсивликдаги нурланишлар ҳосил қилишга хизмат қилади. Резонаторлар ёруғлик квантлари яшаш вақтини узайтиради ва мажбурий турланишларнинг спектрал характеристикаларини ҳам шакллантиришга хизмат қилади яъни уни частотасини бошқаради.

Энг содда резонатор – Фабри – Перо резонатори икки ясси параллел кўзгулардан иборат. Тўлқинлар акс этган дифраксион йўқотишларни камайтириш учун кўпроқ битта ёки иккита сферик кўзгулардан фойдаланилади.

Турғун резонаторларда кўзгулар орасида кўп марта ўтиши натижасида шунга мос келадиган электромагнит тўлқин тақсимооти вужудга келади. Агар кўзгулар тўлқини ўтказмайдиган бўлса ($\xi = 0$) нурланиш чексиз квант давомида мавжуд бўлади. Нотурғун резонаторларда нурланиш кўзгулар характерловчи катталиқ Фреуэл сони

$$N_F = \alpha^2 / \lambda L \quad (3.39)$$

α ва L – бутун сон резонаторни ўзига хос бўлгандаги боғлиқ ва кўзгулар орасидаги масофа. Бу ҳолда резонаторнинг турғунлик шarti

$$0 < \left(1 - \frac{L_p}{R_1}\right) \left(1 - \frac{L_p}{R_2}\right) < 1 \quad (3.40)$$

L – кўзгулар орасидаги масофа R_1, R_2 – кўзгулар эгрилик радиуслари улар ботик кўзгулар учун – мусбат ва қавариқлар учун – манфий қийматга эга.

Резонатор турлари:

$$R_1 = R_2 = \infty$$

L_p – кўзгулар орасидаги масофа

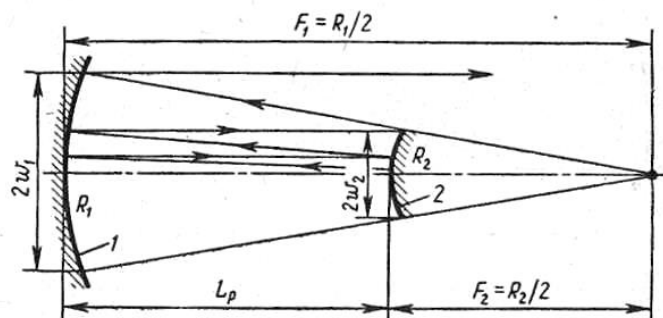
$$R_2 = 2L_p \quad R_1 = \infty$$

$$R_1 = R_2 = 2L_p$$

$$R_1 = R_2 < 0$$

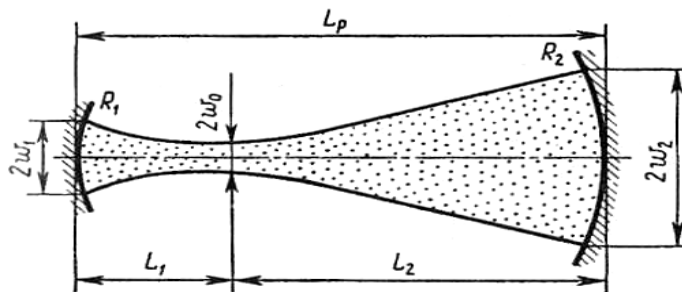
Турғун резонаторлар ичида энг кўп қўлланиладигани – ясси ва ботик кўзгудан ташкил топган. Лекин, бошқаришга яъни созлашга қулай бўлган резонаторлар 2 эгри (ботик, қавариқ) кўзгулардан ташкил этилади.

Бундай лазерларнинг асосий камчилиги чиқиш бўсонукларининг нотурғунлигидир. Бунда ишлатиладиган диэлектрик материаллар юқори зичликдаги нурланишларга чидаёлмайди. Катта қуватли лазерларда кўпроқ нотурғун сферик кўзгули резонаторлар ишлатилади. Бу ҳолда ташқарига чиқадиған нурланиш чиқиш кўзгусининг ёруғликни ўтказиш хусусияти билан эмас, балки системаси геометрик ўлчамлари билан белгиланади.



9-расм. Нотургун резонаторда нурларнинг юриши ва асосий параметрлари F1 ва F2 1 ва 2 кўзгу фокуслар

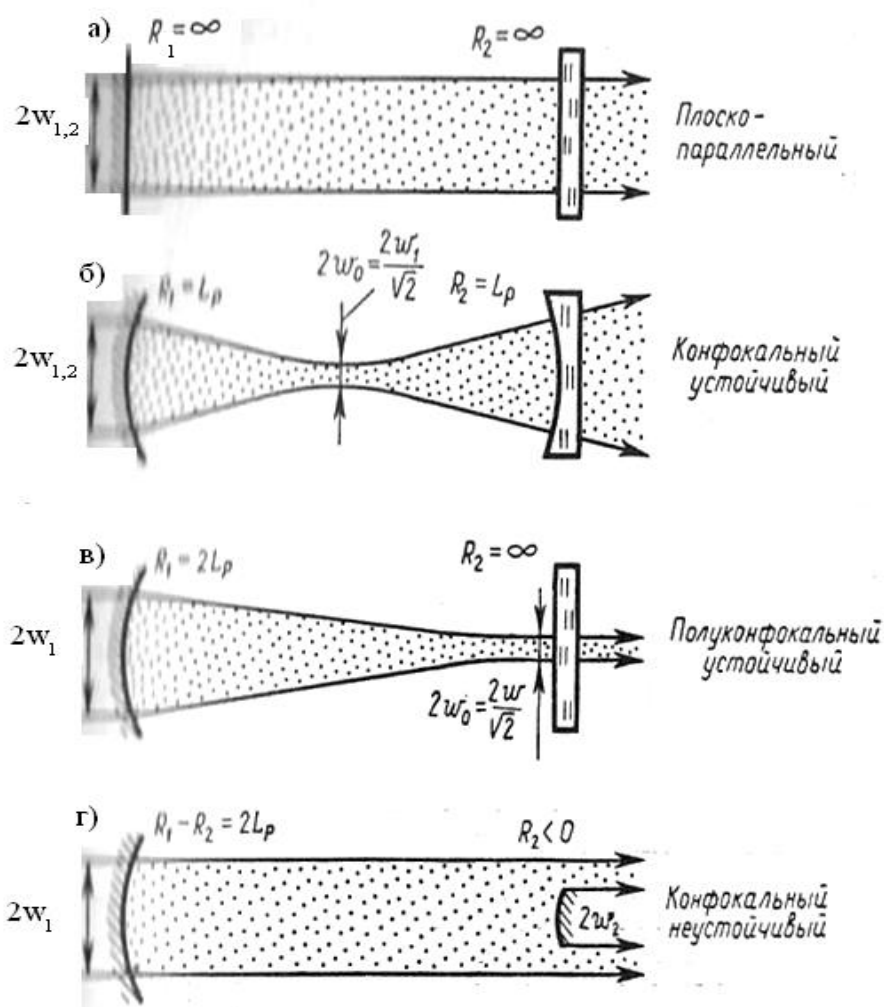
Бир резонаторда ёруғлик нурларини ҳаракатини кўрдик. Энди бу нур қандай вужудга келишини кўрайлик. Лазерларни турлари қандай бўлишидан қатъий назар улар уч таркибий қисмдан иборат бўлади: актив элемент, тўлдириш қурилмаси ва оптик резонатор. Лазернинг асосий қисми – актив элемент – қаттиқ жисм, газ ёки суюқ модда бўлиши мумкин.



10-расм. Лазер схемаси. 1-резонатор, 2-дамлаш манбаи, 3-гўзгулараро соҳа

Актив элемент асосини диэлектрик, яримўтказгич ёки суюқликдан иборат масса ташкил этади. Уни ичига кўзголиши мумкин бўлган актив марказлар киритилади. Масалан, яримўтказгичда 2 та энергетик сатҳли киришма атом, газларда. Ҳар хил энергияларда ионланувчи атом ёки молекулалар. Резонаторни нурларига қараб актив қисмда электромагнит майдон интенсивлиги тақсимооти ҳар хил бўлиши мумкин ва бу соҳа қауцика дейилади.

К – манбадан чиқиб оптик системадан ўтувчи ёруғлик нурларини камраб олувчи сирт. Каустиканинг шакли ва ўлчамлари резонатор кўзгулари шакли ва ўлчамларига боғлиқ.



11-расм. Айрим резонаторлар учун каустика шакллари

Тўғри резонаторларнинг асосий камчиликларидан бири унинг актив қисми ҳажмининг каустикаси билан мос келмаслиги яъни актив қисм ҳажмининг ФИКни камайиши. Яъни бир камчилиги каустиканинг тор қисмидан катта зичликдаги қувватнинг ўтиши у жойда тизилиш ҳодисаси юз беришига олиб келади.

Сферик кўзгули нотурғун резонатор лазер R_1 ва R_2 радиуси металл кўзгулардан фойдаланилади. Бунда нурлар генерацияси оптик ўққа яқин соҳада вужудга келади ва кўзгулар орасида бир неча марта қайтиш натижасида кучайиб кичик кўзгу чегарасидан ташқаридан чиқиб кетади. Нурланишни бир ўтишда марказий ўқдан силжиш катталиги резонаторни кучайтириш коэффиценти M дейилади ва у $M=R_1/R_2$ га тенг бўлади.

Лазерларнинг асосий тавсифлари

Лазерни қуввати яъни чиқаётган нурланишни қуввати резонатор (L_p, ξ, χ) ва муҳит (K_o ва I_s) лар билан белгиланади. Актив сатҳли кўндаланг кесими S бўлганида $P \approx I \cdot S$ I –резонатор чиқиш кўзгусидан ўтаётган нурланишни ўртача интенсивлиги импульс ёки импульс даврий тебранишли режимларда ишлатиладиган лазерлар учун муҳим параметрлари бўлиб нурланиш энергияси E_n , унинг мавжудлик вақти τ_n импульслар системаси ҳамда ўртача P ва импульс P_n қувватлари ҳисобланади.

$$\bar{P} = E_n f_n, P_n \approx \frac{E_n}{\tau_n}$$

Лазерни муҳим параметрларидан бири ФИК(η) ҳисобланади. Агар η_{kb} -кванд чиқиши ФИК, η_p резонатор ФИК, η_b -актив қисимни кўзғатиш ФИК, η_{co} хизмат кўрсатиш ФИКлари бўлса

$$\eta = \eta_{kb} \eta_p \eta_b \eta_{co}$$

бўлади.

η_b -кўзғатувчи ташқи энергия кванти $h\nu$ ни юқорига энергетик ҳолатни кўзғатиш энергияси нисбатига айтилади $\eta_b = h\nu_o/E_b$ η_p -юқори сатҳга ўтказилган ва когерент нурланиш билан пастки сатҳли ўтувчи зарралар ҳиссасини билдиради.

$$\eta \approx \frac{I}{(I + I_s)} = 1 - \left(\frac{K_n}{K_s} \right)$$

ёки кўзгуларни ютиш коэффициентлари A_1 ва A_2 , V_p - резонатор каустикаси ва V_a - актив қисми ҳажмлари бўлса:

$$\eta_{p \max} = \left(1 - \sqrt{A/K_0 L_a}\right)^2 \frac{V_p}{V_a}$$

Бу икки кўзгу турғун радиаторни лазерлар учун 0,3 : 0,7га тенг бўлади.

η_b – юқори сатҳга заррачаларни ўтказиш (тўлдириш) учун сарфланадиган энергиянинг самарадорлигини билдиради.

$$\eta_b = \frac{E_2 M_2 V_a}{W^*}$$

E_2 - актив соҳадаги ёқори энергетик сатҳ энергияси, M_2 - шу сатҳни тўлдириш тезлиги, W^* - лазерни кўзғатиш учун сарфланган тўла энергия қуввати $\eta=0,1:0,7$

η_{co} - бу актив муҳитни кўзғатиш ва бевосита кўзғатишдан ташқари сарфланадиган энергиялар тўплами. Бунда энергия манбалари тўлдиришни ишга аралашмаси совутиш агрегатлари ва бошқаларни ФИКлари $\eta = 0,5-0,9$

Лазер нурунинг монохироматик – ягона бир хил ранг, бир хил ва доимий частотали электромагнит тўлқин.

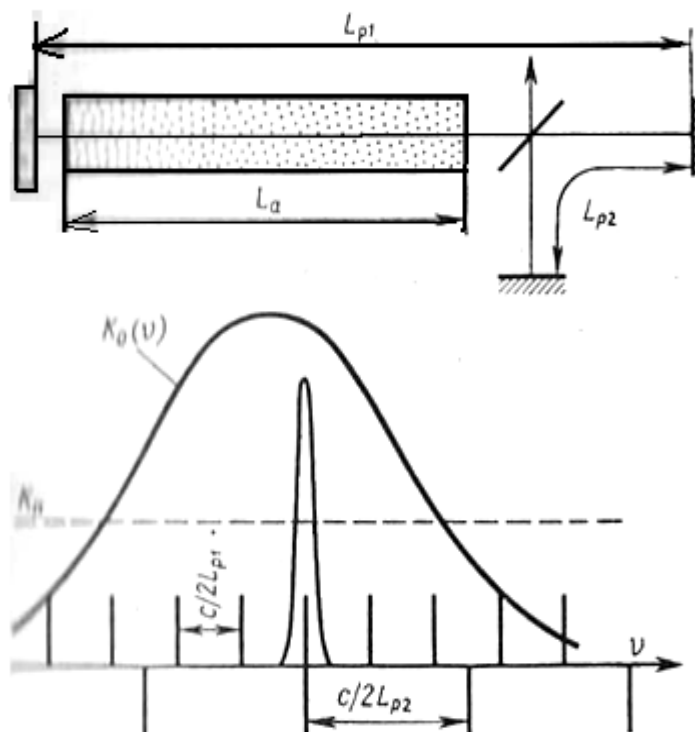
Лазер нурунинг тўлқин узунлиги диапазони $\Delta\nu/\nu_0$ катталиги муҳит параметри ҳисобланади. Бу катталик генерация содир бўлаётган чизиклар сони билан белгиланади. Актив муҳитни кучайтириш чизиклар контури нур чиқарувчи чизиклар контури билан мос келган ҳолдаги $\Delta\nu_e$ кенгликка эга бўлади. Шунинг учун кучайтириш чизиклари чегарасида бир ёки бир неча резонатор хусусий частоталари жойлашиши мумкин. Улар

$$L_p = q\lambda/2$$

q - тебранишларни бўйлама тақсимоли λ - 10^{-3} см, $L_p \sim 10^{-2}$ да, $q \approx 2 \cdot 10$ шартга мос тушувчи ва бир- биридан $\delta\nu_p = c/2L_p$ қийматга фарқ қилувчи бўлади.

Электромагнит нурланиш $K_o(\nu_p) > K_n$ бўлганда резонаторни хоҳлаган ν_p хусусий частотасида ҳосил бўлиши мумкин. Агар бу шартни қаноатлантирувчи моддалар сони кўп бўлмаса генерация $K(\nu_p)$ ни максимал қийматига мос

келувчи бир ёки бир неча частоталарда бўлиши мумкин. Агар кучайтиришга мойил бўлган моддалар сони кўп бўлса, генерация шу моддалар кучайиш чўққилари шаклига мос келувчи катта миқдордаги тўлқин узунликларини камраб олади ва бунда $\Delta\nu/\nu_0$ катта бўлади.



12-расм. Кўзгули резонаторда генерация чизиқлари сонини камайтириш

Лазер нурунинг кучайтирувчи контуридаги чизиқлар сонини кўпайтириш учун 2 эмас, 3 кўзгули резонатор қўлланилади. Бундай лазер хусусий частоталарда ва бир вақтни ўзида 2та L_p ва L_{p2} узунликдаги резонаторларда ишлаётгани учун бир моддали биргина бўйлама тўлқинни ҳам кўпайтириши мумкин. Бу хилда нурланишнинг спектриал кенглигини кучайтириш контури кенглигидан анча кичик ва резонатор параметрлари билан белгиланади.

Бу ҳолда нурланиш частоталарининг фарқлари резонаторнинг асслиги Q_p га боғлиқ бўлади.

$$Q_p = 2\pi\nu_0 \frac{\text{tebranishlar..energiyasi}}{\text{tebranishlarda..yo'qotilgan..energiya}} = 2\pi\nu_0\tau_D$$

τ_D -тебранишларда тўпланган энергияни дисперсиясини белгиловчи вақт дисперсияси энергияни бир ҳолатдан бошқасига ўтиши.

Оптик резонаторларда нурнинг кўзгулар ўртасида бир марта ўтишида энергия йўқотилиши $\sim (\xi + 2)$ унга сарфланган вақт $2L_p/c$ бўлгани учун

$$\tau_D = \frac{2L_p}{E(\xi + \chi)}$$

Активлаштириш бўлмаган оптик резонатори хусусий тебранишлар спектри кенглиги бу ҳолда

$$\Delta\nu_p = \frac{1}{2\pi\tau_D} = \frac{\nu_0}{Q_p} = \frac{c(\xi + \chi)}{4\pi L_p} \approx \delta\nu_p \frac{(\xi + \chi)}{2\pi} \langle \delta\nu_p$$

Реал лазерларда резонаторда доимо актив муҳит мавжуд бўлгани учун резонаторни ички йўқотишлари ва когерент нурланишни ташқарига чиқиб кетиши энергия туфайли тўлдирилиб туради. Шунинг учун лазер асслиги резонатор асслигидан катта бўлади. $Q \gg Q_p$ ва бир моддали нурланиш спектри кенглиги ҳам $\Delta\nu \ll \Delta\nu_p$ бўлади. Лазерни тўла қуввати $P - \Delta(v_n) = 2\pi(\Delta\nu_p)^2 \frac{h\nu_0}{P}$ дан аниқланади. Агар $\xi + \chi \approx 0,5$ $L_p = 10^2 \text{ см}$ $\Delta\nu_p = 1,5 \cdot 10^7 \text{ Гс}$ ва $(\Delta\nu_l) = 2 \cdot 10^8 \text{ Гс}$ бўлса $P = 1 \text{ кВт}$ бўлади. Амалда актив қисмнинг нокинетиклигидаги механик номуқобилликлар ва оптик системаларни мукамалликлари етарли бўлгани учун бундай қийматларга эришиш қийин. Лаборатория шароитларида

$$\Delta\nu / \nu_0 \sim 10^{-14} \text{ гача бўлиши кутилган.}$$

Когоретлик ҳақида

Когоретлик ҳақида – алоҳида боғланишда турувчи, вақт ва фазода бир неча электромагнит ёки тўлқин жараёнларини кўчишидан вужудга келадиган

мослашган жараёдир. Тебранишлар когорет дейилади. Агар улар кўчилганда фазолар вақти бўйича ўзгармай қолади (ёки бирор қонуният билан ўзгаради) ва ҳосил бўлган тебранишларни амплитудасини белгилайди.

$A_{\text{summir}} = A_1 + A_2$ дан $A_1 - A_2$ гача, яъни максималдан 0 гача ўзгариши мумкин.

Лазер нурланишлари боғлиқ бўлган электромагнит майдон тебранишлари ҳам 2 ҳар хил нуқталар учун вақт бўйича доимий фазо силжишига эга бўлгани учун когерент нурланиш ҳисобланади. Бу ҳолда вақтлик ва фазовий когоретликларни ажратиб олиш мумкин. Вақт бўйича когерентлик лазер нурларининг оптик йўллари фарқли бўлгани учун бўлса, иккинчиси лазер нурининг кўндаланг кесими бўйича ҳар хил нуқталарида нурланиш вужудга келиши туфайли содир бўлади. Ҳақиқий тебранишлар жараёнларида яъни лазерларда ҳам тебраниш фазаси ва частотаси аниқ бир қийматга эга бўлмайди, демак лазер нурининг когерентлик даражасини белгилаб олиш керак бўлади. Агар $t=0$ пайтда частоталар $\Delta\nu$ га фарқ қилувчи синхрон тебранишлар фазолари нисбати фарқи вақт бўйича ортиб боради ва $\tau_{\text{kog}} = \frac{1}{\Delta\nu_l}$ вақтдан кейин 2π га тенг. Мана шу нурланиш кенглиги чегараларидаги тебранишлар фазасининг максимум силжиш вақтини белгиловчи катталиқ когерент вақти дейилади. Мана шу вақт ичида нурланишни тарқалиш масофасини (L) когерентлик узунлиги дейилади.

$$L_{\text{kog}} = c\tau_{\text{kog}} = \frac{c}{\Delta\nu_l}$$

Резонатордан чиққандан кейин мана шу вақт ва узунлик давомида лазер нурланишни тебранишлари синхронологини сақлайди.

Газли лазерларда $\Delta\nu_l - 10^3 \div 10^6 \text{Gs}$ бўлганда, $\tau_{\text{kog}} - 10^{-3} \dots 10^{-6} \text{s}$ $L_{\text{kog}} \approx 10^4 \dots 10^7 \text{sm}$ бўлиши мумкин. Қаттиқ жисм лазерларда $\Delta\nu_l \approx 10^{12} \text{Gs}$ гача бўлиши ва шунинг учун, $\tau_{\text{kog}} \approx 10^{-12} \text{s}$, $L_{\text{kog}} - 3 \cdot 10^{-2} \text{см}$ атрофида бўлади.

Лазерларда оптик системаларнинг бир жинслилигининг вақт бўйича доимий бўлмаслиги оптик элементларни номукаммалиги нурланиш чизикларини кенгайтиши мавжуд бўлганлиги лазер нурининг тебранишларининг когерентлик даражасига таъсир этади. Охирги пайтларда кўп нурли ёки кўп каналли лазер системаларини қўлланилиши юзлаб нурларни бир нуқтага йиғиш заруриятлар пайдо бўлаётган замонавий технологияларда тебранишларни когерентлиги муҳим ўрин эгалламоқда ва бу лазерларни технологик имкониятларига таъсир этади.

Лазер нурларининг қутбланиши.

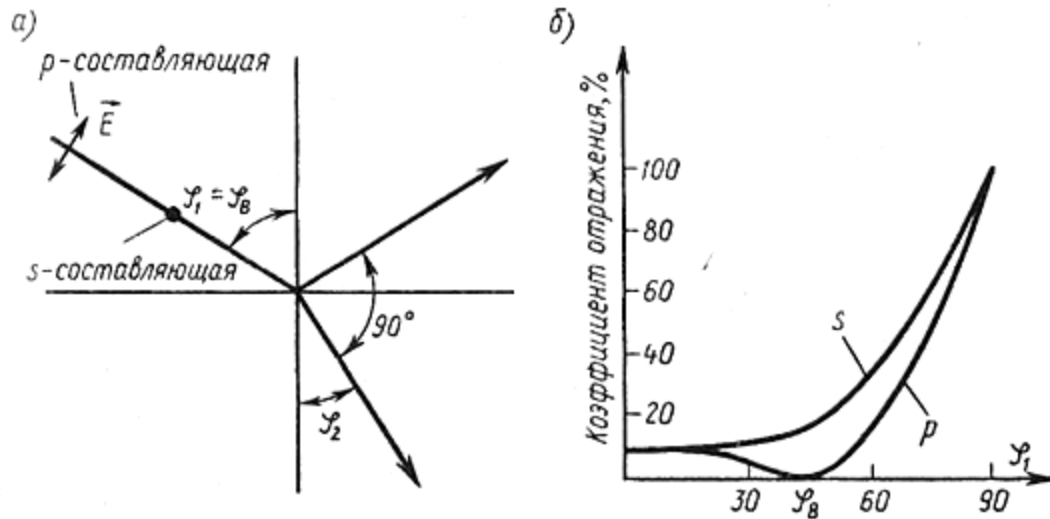
Лазер нурланишининг қутбланиши электромагнит тўлқинда электр майдони векторини ($\vec{E}$) йўналишини белгилаб беради. Ёруғлик тўпламининг ҳар бир нуқтада ($\vec{E}$) нур тарқалиш йўналишига перпендикуляр текисликда бир чизик бўйлаб тебранаётган бўлса, бу чизик (ясси) қутбланиш дейилади. Икки қутбланиш текисликлари ўзаро перпендикуляр бўлган чизиғи қутбланган ва муайян белгиланган фазалар фарқига эга. Икки нур тўпламини қўшилишидан электрик қутбланган ёруғлик ҳосил бўлади. Агар иккала нур тўпламининг амплитудалари тенг ва фазалари фарқи $\pi/2$ ёки $3\pi/2$ бўлса бундай нур тўплами доиравий қутбланган дейилади.

Ёруғлик қутбланмаган бўлса ($\vec{E}$) вектор хаотик ҳолда ҳар хил йўналишларга эга бўлади. Ўз-ўзидан нурланишдан ҳосил бўлган тўлқинлар – қутбланмаган, мажбурий нурланиш тўлқинлари эса қутбланган ёруғликка мисол бўла олади. Лазер тўпламларини қутблаш учун лазерга ҳар хил оптик қурилмалар киритиш мумкин.

Ёруғликни синдириш коэффициенти ҳар хил бўлган 2 муҳим шароитда ҳар хил қутбланган тўлқинлар ҳар хил синади. Эркин йўналишли ни 2 та ўзаро перпендикуляр қисмга ажратиш мумкин.

$S - \vec{E}$ расм майдонига перпендикуляр

$P - \vec{E}$ расм текислигида ётади.



14-расм. Кутбланишнинг S- ва P таркиблари ва қайтиш коэффициентини икки мухит генерациясига боғлиқлиги.

Ёруғлик акс этиш коэффициентини тушиш бурчаги φ га боғланишидан кўринишига ҳар хил кутбланган тўлқин 2 муҳим чегарасида ҳар хил синар экан.

Тушиш бурчаги Брюсер бурчаги φ_B га тенг бўлганда P-кутбланган тўлқинни қайтиши 0-га тенг бўлиб қолмоқда. φ_1 ва φ_2 бурчалар ёруғликни синиш қонунларига асосан $\sin \varphi_1 / \sin \varphi_2 = n_0$ эканини ва $\tan \varphi_B = n_0$ эканликларини эътиборга олсак қайтган ва синган нурлар орасидаги бурчак 90° эканини кўриш мумкин. (n_0 – қаттиқ муҳит синдириш коефаисienti). Демак φ_1 Брюсер бурчаги олдида тушаётган нурнинг P-қисмини қайтиши 0 га тенг. Бу демак қайтган тўлқинлар манбаи бўлиш диполлар тебранишлари қайтарувчи муҳитда ўзларининг хусусий тебранишлари йўналишида электромагнит тўлқинлар чиқмайди. Шунинг учун бу нуктада фақат S -тўлқинларгина мавжуд. Мана шу эффектдан фойдаланиб, резонаторга ҳар хил селектив синдиришга эга бўлган

хаотик элементлар киритиб, зарурий йўналишда қутбланган ёруғлик тўлқинлари ҳосил қилиш мумкин.

Лазер нурунинг қутбланган бўлиши кўплаб амалий масалаларида яна бири нур интенсивлигини тўпламдаги тақсимои ва уни тарқалишидан иборат. Турғун резонаторда бир моддали тўлқин генерацияси учун бу Гаусс тақсимоиго яқин бўлган

$$I(\omega) = I_0 \exp(-2\omega^2/\omega_G^2)$$

тенглама билан ифодаланади. Бунда I_0 – тўплам ўқидаги интенсивлик, ω_G – чиқаётган Гаусс тўпламини инертли радиуси – нурланиш интенсивлиги e^2 марта камайдиган масофа.

Лазер қутбланишининг тўла қуввати P

$$P = 2\pi \int_0^\infty I(\omega) \omega d\omega = \pi \omega_G^2 I_0 / 2$$

Ёруғлик нури интенсивлиги тўпламни кўндаланг кесими бўйича тақсимои уни моделлари сонига қараб айлана, тўртбурчак рамка ва бошқа шаклларда бўлади. Лазер нурланиши ҳеч қачон параллел нурлар тўплами каби чиқмайди ва тарқалиш (кенгайиш) хусусиятига эга ва 2θ билан аниқланувчи тўла тарқалиш бурчагига эга. θ га дифракция ҳодисасини ҳиссаси:

$$\theta_d = A_d \frac{\lambda}{b_d}$$

b_d – дифракцияни белгиловчи тўплам ўлчами, A_d – тўплам интенсивлигини резонатордан чиқишдаги шаклини белгиловчи коэффициенти. Хуллас нур тўпламининг интенсивлиги e^2 марта камайишининг ярим бурчаги

$$\theta_I(e^{-2}) = \lambda / (\pi \omega_0)$$

Шулардан ҳулоса қилиб, $b_d = 2\omega_0$, $A_d = 2/\pi \approx 0.63$ деб ёзиш мумкин. Шу ҳолда бу бурчак ичида лазер нурунинг 86,5% қолади $\theta_I(e^{-2}) \approx \theta_p(0.86)$

Одатда резонатордан (ёки лазердан) чиқишда бу бурчакни ўлчаш ёки ҳисоблаш жуда мураккаб. Шунинг учун тўпламда нур интенсивлигининг

тақсимоти узоқроқ масофада фокусланган фокала текисликдаги тақсимотдан аниқлаш қулайроқ нурни тарқалишини (кенгайишини) тўплам ўлчамини катталаштириш мумкин.

Лазер нурини фокуслаш

Кўп ҳолларда лазерни чиқишидаги нурланиш қуввати маълум бир технологик вазифани бажариш учун етарли бўлмай қолади. Узлуксиз лазерларда бу қувват $\bar{S} = P / \pi \tau_{\min}^2$ атрофида бўлади.

Юзага тушаётган қувватни орттириш учун уни фокуслаш талаб қилинади. Фокуслашган нур тўпламининг 2 мин радиусли юзадаги ўртача қуввати

$$\bar{S} = P / \pi \tau_{\min}^2$$

Бу юза радиуси деганда лазер нурланиши қуввати P ни ёки уни максимал интенсивлиги S_0 ни асосий φ қисми $\tau_p(\varphi)$ мужассамлашган ёки $\tau_s(\varphi)$ ўлчамларни тушунилади. Одатда $\tau_p(0.84)$, $\tau_s(e^{-2}) = \tau_p(0.86)$ ёки $\tau_s(e^{-1}) = \tau_p(0.63)$ шартларни бажарилганда фокуслаш қўлланилади.

Баъзан фокусланган нур тўпламини таърифлаш учун ҳақиқий юзидаги максимал зичликни таъминловчан бир жинсли R_0 радиусли нур тўпламининг равшанлиги (яркос) дан фойдаланиш қулай

$$\tau_0 = \left(\frac{P}{\pi S_0} \right)^{\frac{1}{2}}$$

Бу таърифлар нур тўпламини энергетик тақсимотинигина таърифлаб, унинг фазовий таркиби ҳақида маълумот бермайди. Шунинг учун лазер нурининг энергияси ва интенсивлигини тўласи билан таърифлаш учун контрастлик Π_φ (кескин фарқланиш) ва тўланганлик даражасини Ω_φ билиш зарур.

$$\Pi_\varphi = \tau_0 / \tau_s(\varphi), \quad \Omega_\varphi = S_0 / S(\tau_p \varphi)$$

S -локал интенсивлик.

Амалдаги лазерлар учун ва фокусланган нур тўпламларининг хисобланган ва ўлчанган айрим характеристикалари қуйидаги жадвалда келтирилган.

жадвал-1

Фокусланаётган нур тавсифи	Фокуслаш шартлари	Π_{ψ}		Ω_{ψ}	
		$\Psi=0,63$	$\Psi=0,84$	$\Psi=0,63$	$\Psi=0,84$
Гаусс дастаси хисобланган	Абберациясиз				
Бир жинсли айлана	$\Delta x=0$	1,00	0,74	2,70	6,24
(хисобланган)	$\Delta x=0$	0,91	0,50	2,70	∞
Бир жинсли доира	$\Delta x=0$	0,74	0,46	7,70	25,0
(хисобланган)	$F=13\text{см}$				
CO ₂ - лазерни нормуванатий	$\Delta x=1\text{мм}$	0,77	0,59	5,00	6,70
резонаторидан чиқаётган нур	$F=13\text{см}$	0,64	0,46	8,40	17,0
дастаси					
$D_k \cong 7\text{см}$	$\Delta x=4\text{мм}$	0,37	0,28	20,0	33,0
$a_k \cong 1,2\text{ см}$					

Лазерни технологик имкониятлари фокусланган нурнинг энг кичик ўлчами билан белгиланади.

Абберациясиз линзалар қўлланилганда бу ўлчам аввал қўрганимиздек

$$\tau = \theta F$$

F – линза фокус масофаси, θ – нурни лазердан чиққанда кейин тарқалиш бурчаги.

Дифраксион тарқалиш ҳолатида

$$\tau_d = FA_d \lambda / b_d$$

A_d – линзани дифраксиялаш коэффиценти b_d – абберациялаш коэффиценти дифраксия ва абберация бир вақтда мавжуд бўлганда уни фокал текисликдаги қиймати

$$\tau_F \approx \theta F + A_d \frac{b_d^2}{F^2}$$

кўринишида ёзилиши мумкин. Бунда A_d – линзани абберацион хусусиятларини белгиловчи коэффиценти

$$A_d = \frac{1}{64 \left(1 - \frac{1}{n_0}\right)^2} \left[\left(\frac{2}{n_0} + 1 \right) \frac{1}{(1 - R_1 / R_2)^2 n_0^2} - \left(2 + \frac{1}{n_0} \right) \cdot \frac{1}{(1 - R_1 / R_2) n_0} + 1 \right]$$

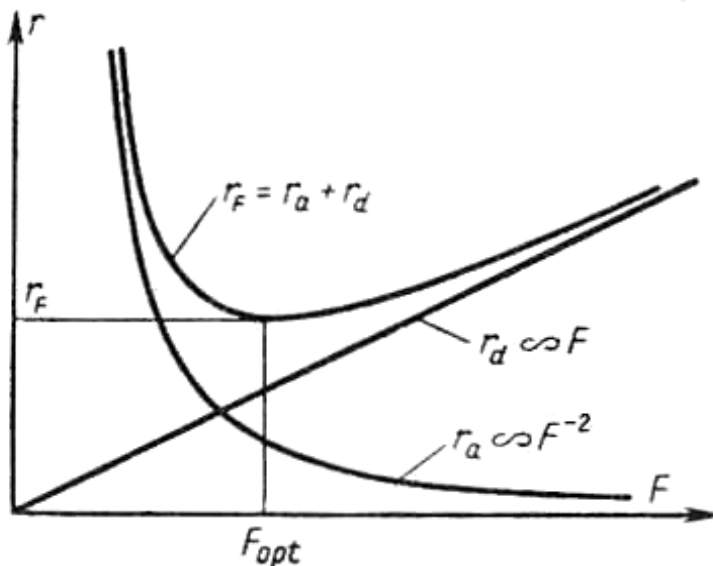
n_0 – линза материали синдириш кўрсаткичи, R_1 , R_2 -линзани олд ва орқа томони сиртлари радиуслари. Буни ҳисобга олган ҳолда

$$\tau_a = A_d \frac{b_a^2}{F^2}$$

Расмда кўринишича фокус масофа F_{opt} бўлиши учун τ_d ва τ_s ларни маълум бир қийматлари зарур экан

$$F_{opt} = \left(\frac{2A_a}{\theta} \right)^{1/3} \text{ ва}$$

агар $\theta \approx 10^{-2} \div 10^{-4}$ рад., $A_a \approx 10^{-2}$ бўлса $F_{opt} \approx (3-10)b_a$ бўлади.



15-расм. Фокусланган лазер нури ўлчамининг линзали фокус масофасига боғланиши.

Газоразрядли плазмадаги асосий жараёнлар.

Кўпчилик газоразрядли лазерларни ишчи актив қисми газ зарядининг плазмаси ҳисобланади. Плазма – қисман ёки тўла ионлашган квазинейтрал газсимон модда. Бу соҳани ўлчамлари Дебай радиусидан катта. Дебай радиуси плазманинг электронлари температураси T_e ва зичлиги n_e орқали белгиланади.

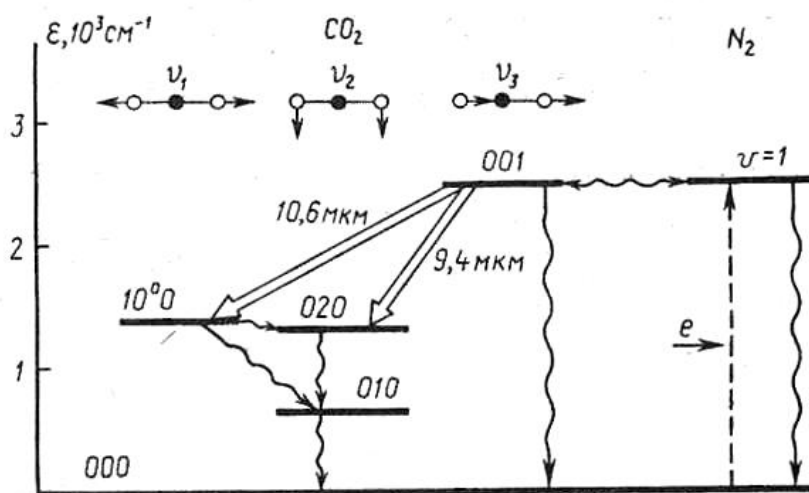
$$r_D = \left(\frac{kT_e}{4\pi n_e e^2} \right)^{1/2} \approx 7,5 \cdot 10^2 \sqrt{\frac{T_e}{n_e}}$$

Газ заряди деганда газсимон модда орқали электр токи ўтганида вужудга келадиган жараёнлар тушунилади. Газ лазерларда кўзғотиш энергияси ишчи жисмда газдан электр токи ўтганда вужудга келади. Бу энергия қуввати jE , j ва E газоразряд ораликдаги ток зичлиги ва электромагнит майдон кучланганлиги. Газда $n_e - 10^8 - 10^{16} \text{ см}^{-3}$, нейтрал атомлар температураси $T_e - 10^2 \div 10^5 \text{ K}$, электронларнинг ўртача энергияси $\overline{E_n} = 0.1 \div 10 \text{ eV}$ ларга етишиши мумкин.

Плазманинг ҳар хил хусусиятларини газдаги атомлар ва ионларнинг ўзаро таъсирлашув механизмлари ва тўқнашиш харакерлари (эластик ёки ноэластик) белгилайди. Бу жараёнларда электронлар ажратиб чиқиш ютилиши ва ёпишиб туриш ҳолатлари юз бериши мумкин. Газли лазерларни актив моддаларнинг заряди, таркиби, энергетик сатҳларнинг тузилиши уларда мажбурий нурланиш ҳосил қиладиган инверс тўлдиришни механизмлари хилма-хил бўлишини актив сатҳни қўзғатиш усуллари ҳар хил бўлишини тақазо этади.

Газ разрядли лазерлар CO_2 .

CO_2 -лазерлар инверс тўлдириши молекулаларнинг тебраниш сатҳлари ўртасида ҳосил қилинади.



16-расм. Тебранишлар турлари ва CO_2 ҳамда N_2 молекулаларининг асосий сатҳлари схемаси.

CO_2 чизикли бўлган О-С-О тузилишига эга. Кислород атомлари V_1OO -симметрик ва OO V -носимметрик тебранишда бўлиши мумкин. Улар яна O VO кўндаланг(диформацион) тебранишларда иштирок этиш мумкин (1 -

деформацион тебранишлар қутубланиши мумкинлигини билдиради). ν_1 , ν_2 , ν_3 мос ҳолдаги системаларга хос бўлиши тебранишлар квант сонини билдиради.

Юқори 00^01 ва 10^00 ва 02^00 сатҳлар ўртасидаги мажбурий ўтишларда $10,6$ ва $9,4$ мкм ли нурланишлар пайдо бўлади. Нурланишли оптикал шароитларни ҳосил қилиш учун CO_2 га азот ва гелий ҳам қўшилади ва улар 001 да инверсион тўлдирилган сатҳ ҳосил қилишга хизмат қилади. Бу ҳолда сатҳлараро барча ўтишлар соддалаштирилган тарзда расмда берилган CO_2 молекулани юқори сатҳдаги яшаш вақти ўз –ўзидан ўтишлар учун $\sim 0,2$ s ($A_{21} \sim 5,1s^{-1}$). Шунинг учун лазерни уйғонган молекулалар уғонмаганлари билан тўқнашишлари натижасида пастки ва юқори лазерли сатҳлар $(2,1)$ нурланишсиз тўлади. Бу сатҳлар релаксацияси вақти $\tau_{co\ 2-i}$ ни I таркибга нисбатан

$$\tau_{CO_2}^{-1} = \sum_i \tau_{CO_2-i}^{-1} = \sum_i \frac{P_i}{(P\tau)_{CO_2-i}}$$

кўринишида аниқлаш мумкин . Бунда P - порциял босим.

CO_2 лазерларда инверс тўлдириш ҳосил қилишни катта самарали бўлишини асосий сабабларидан бири CO_2 молекулани 001 ва N_2 ни $V=1$ сатҳларини электронлар зарбаси билан қўзғатиш резонанс характерга эга ва бу жараёнларни ҳосил бўлиш қисми юзасини максимум қиймати CO_2 , N_2 , Не лардан иборат аралашмада мустақил биқсима (гелютсий) разрядни таъминловчи электронлар энергиясига яқин эканлиги иккинчи сабаб - CO_2 молекулали 00^01 сатҳни N_2 ни $V=1$ сатҳи билан мос келиши 001 ва $V=1$ сатҳлар орасида ўзаро алмашиш осон бўлади ва лазерни юқори уйғонган ҳолатини тўлдиришда катта самара беради. Бундан ташқари азот молекулалари электронлар билан тўқнашиши орқали юқори сатҳни тўлдирса, сув молекулалари H_2O ва идиш деворлари билан тўқнашиб юқори сатҳларда жойлашиб олади ва уларда қўзғатувчи тўлқинлар сифатида тўпланиб, нисбатан узоқ вақт яшайди

$$\tau_e = \tau_{CO_2} \frac{(P_{CO_2} + P_{N_2})}{P_{CO_2}} \tau_{CO_2}$$

τ_e - юқориги лазер сатҳининг N_2 мавжуд бўлгандаги релаксион вақти, P_i - порсиал босим .

Юқориги сатҳни тўлдириш тезлиги $M_2 = \langle jE \rangle \eta_k \tau_{CO_2} / E_{001}$ ва генерация бўлмаганда тўдириш даражаси

$$N_{001} = \langle jE \rangle \eta_k \tau_{CO_2} / E_{001}$$

η_k - атом ва ионларни сарфланган энергияни умумий сарфланган энергиядаги ҳиссаси.

Энди пастки лазер сатҳини молекулалардан бўлишини озод бўлишни кўрайлик. Генерация бўлмаганда E сатҳ асосий сатҳ 000 билан иссиқлик мувозанатида бўлади. Одатда газ температураси $T=500K$ бўлса $Nm^3 \cdot 10^{-2}$ бўлади. Пастки сатҳларни доимий равишда бўшатиб туриш учун газ аралашмасига гелий (He) қўшилади. Гелий 100 сатҳли бўлиши билан бирга иссиқликни ҳам олиб кетади ва газ ҳажми температурасини турғунлаштириб туради. Уч элементдан иборат газ аралашмаси асосидаги CO_2 лазер самарали ишлаши учун бу газларни қандай нисбатда олиниши уни қўғатиш ва совутиш ҳамда , генерация шароитларига боғлиқ бўлади. Бу анчайин мураккаб масала бўлгани учун ҳар бир лазер учун алаҳида очилади.

CO_2 молекуланинг кўрганимиздек тебранишлари билан бирга айланишини ҳам ҳисобга олсак, унинг тебранишлар спектри яна ҳам мукаммаллашади ва асосий тебраниш сатҳи яна кичик (козик) структураларга ажралади. Бу айланма ҳаракат сатҳлари бир- бирдан катталиклар билан фарик қилувчи j квант сони билан белгиланади. CO_2 лазердаги мажбурий ўтишлар кўндаланг кесими j , аралашма таркиби газ босими температурасига боғлиқ бўлади ва бўлиши мумкин. Молекулаларнинг айланма ва илгарлама

айланишлари ўртасидаги интеграл энергия алмашиши туфайли CO_2 газда бу ҳолатлардаги заррачалар тақсимооти Болцман тақсимоотига мос бўлиб қолади.

$$N_{v,j} = N_v (2j+1) \frac{B_{\text{CO}_2}}{kT_2} \exp\left[-\frac{B_{\text{CO}_2} j(j+1)}{kT_2}\right]$$

Бундаги N_v , N_{vj} - тебранма v ва айланма j - сатҳлардаги қўзғалган заррачалар; $B_{\text{CO}_2} = 0.39 \text{ см}^{-1}$ айланиш доимийси. Бу функция поматои ўзгаради ва унинг энг катта қиймати

$$j_{\max} = \sqrt{\frac{kT_2}{2B_{\text{CO}_2}}} - \frac{1}{2} \approx \sqrt{\frac{kT_2}{2B_{\text{CO}_2}}}$$

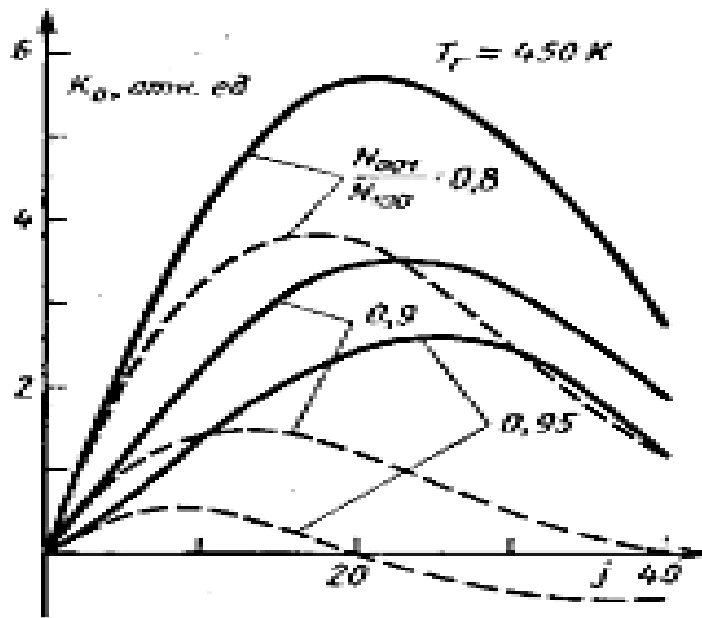
Молекулалардаги танланиш қондасига асосан CO_2 даги ҳар хил тебраниш сатҳлари орасидаги ўтишлар айланиш квант сони ўзгариши ёки бўлгандагина мумкин бўлади.

Шундай қилиб лазерни ишчи муҳитини кучайтириш чизиғи ҳар хил j га мос келувчи Доплер эффекти ҳисобига $\Delta\nu_p$ ва тўқнанишлар туфайли $\Delta\nu_l$ катталикларга кенгайган чизиқлардан иборат бўлади. CO_2 лазерлар учун $\Delta\nu_p = 7 \cdot 10^{-7} \sqrt{\frac{T}{\mu}} \nu_0$ ва $\Delta\nu_L = 7.6 \cdot 10^6 (P_{\text{CO}_2} + 0.73P_{\text{N}_2} + 0.6P_{\text{He}}) \sqrt{\frac{300}{T}}$ лардан аниқланади - μ -молярки вес, P - парсиолний давления.

Мажбурий ўтишлар кесими юзаси (CO_2 - лазерларда) газ аралашмаси таркиби, босими, температураси, j - ларга боғлиқ бўлади ва $(2-5) \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$ га тенг бўлиши мумкин. Максимал тўлдирилган $j=20$ бўлган айланувчи сатҳлар учун кесим юзасини

$$\sigma_{\Theta} = \frac{8.9 \cdot 10^{-16} \exp(-215/T_2)}{\sqrt{T_2} (P_{\text{CO}_2} + 0.73P_{\text{N}_2} + 0.6P_{\text{He}})}$$

ифода ёрдамида ҳисоблаш мумкин. Келтирилган ифодалар ёрдамида ҳисобланган $K(j)$ боғланиш расмда келтирилган.



**17-расм. CO₂-лазерни 00⁰1-10⁰ ўтишини кучайтириш
коэффициентини T=450 K да P- ва R-шахобчалари учун айлантирувчи сон j
га боғланиши**

Бундан кўринишича N_{001} ва N_{100} сатҳлар тўлдирилганликларининг нисбатига қараб P- ва R- ўтишларнинг $K_0(j)$ лардан P – ўтишлар каттароқ кучайишига эга ва уни қийматини

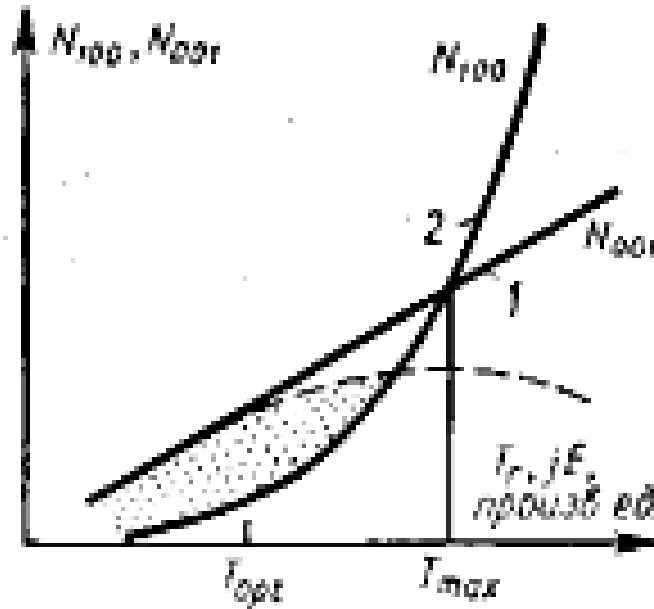
$$K_0 = \frac{A_{21} \lambda^2 h c B_{CO_2} j}{2 \pi^2 \Delta \nu_L k T_2} \exp \left[- \frac{h c B_{CO_2}}{k T_2} j(j-1) \right] \times \left(N_{001} - \frac{2j+1}{2j-1} N_{100} \right)$$

ифодалар орқали аниқлаш мумкин. N_{001} ва N_{100} лар 001 ва 100 айланиш сатҳларини тўла тўлдирилишини коэффициентлари.

Актив соҳанинг кучайтириш коэффициенти ишчи аралашманинг температурасига боғлиқ генерация бўлмаганда $N_{001} - T_2 - jE$ (1-чизик). Лекин T ни ортириш билан заррачалар тўқнашувининг ортиши N_{001} ни кўпайишига олиб келиши мумкин (3-чизик)

CO₂-лазерни пастки 100 сатҳли тўлдирилиши Болцман қонунига асосан содир бўлади ва экспоненциал кўринишга эга (2-чизик). Шунинг учун маълум

бир температурада лазерни инверс тўлдирилиш йўқолади. Лазер актив соҳасининг самарадорлиги температура билан белгиланади. Одатда $T_{\max} - 700 - 800\text{K}$ ва $T_{\min} - 400 - 500\text{K}$ бўлади.



18-расм. CO_2 -лазерни ишчи аралашмасининг оптимал температураси расмини аниқлаш

Шунинг учун CO_2 лазерларда аралашма температурасини ушлаб туриш муҳим аҳамиятга эга. CO_2 -лазерларда ортиқча иссиқлик резонатор деворлари орқали (диффузион усул) ёки иссиқ газни алмаштириш (конвектив усул) олиб кетилади. Мана шу усулларга қараб газ разряди CO_2 -лазерлар секин ва тез алмаштирувчи (прокачка) лазерларга бўлинади.

CO_2 -лазерлар Ф.И.К $\eta_B = \eta_k \eta_{разр}$ каби белгиланади, бунда η_k - тўлдириш (прокачка)ни заррачаларини тебраниш орқали амалга ошириш Ф.И.К (001 ва $v=1$ сатҳларни кўзғотиш учун сарфланган энергия қисми) $\eta_{разр}$ - лазер схемаси разрядланиш ФИК (газ разряди пайтида муҳитда ажралаётган энергияни электр манбаи умумий қувватига нисбатан). Буларни эътиборга олиб газ разрядли CO_2 -лазерни умумий қуввати қуйидагича ёзиш мумкин.

$$\eta = \eta_{\kappa\phi} \eta_{\kappa} \eta_{\text{разр}} \eta_p \eta_{CO} \text{ ёки } \eta_{\text{эо}} = \eta_{\kappa\phi} \eta_{\kappa} \eta_p$$

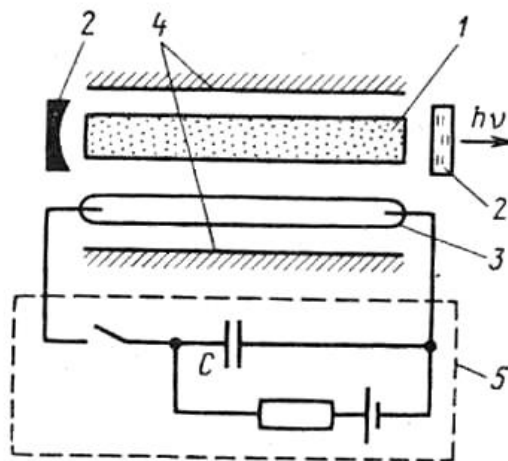
Одатда CO_2 - лазерларда $\eta_{\kappa\phi} - 0,4$, $\eta_{\kappa} - 0,6 \div 0,9$, $\eta_p - 0,5 \div 0,8$ бўлса,
 $\eta_{\text{эо}} = 0,1 \div 0,3$ бўлади

Қаттиқ жисмлар асосидаги лазерлар.

Қаттиқ жисмлар лазерларда электроактив киришма атомлари мавжуд бўлса, уларни ионлари энергетик сатҳларини ёруғлик (оптик) нурлари ёрдамида инверс тўлдириш ҳосил қилинади. Қаттиқ жисмларда ўтиш элементлари ва нодир ер атомлари киришма атомларининг тўлмаган ички электрон қобикларининг бўлиши ва уларни энг сиртқи электрон қобиғи билан экраниланган ҳолда бўлиши бу номларни инверс тўлдиришни осонлаштиради. Бундай лазерлар самарали ишлаши учун улар:

- Катта кучайтириш коэффициентига эга бўлиши;
- Оптик жихатдан бир жинсли;
- Механик мустаҳкам ва иссиқликка чидамли;
- Технологик ишловларга қулай;
- Оптик нурлаштиришга мойил;
- Катта ўлчамли актив қисмлар тайёрлаш имконига эга;
- Иссиқлик ўтказувчанлиги юқори бўлиши керак.

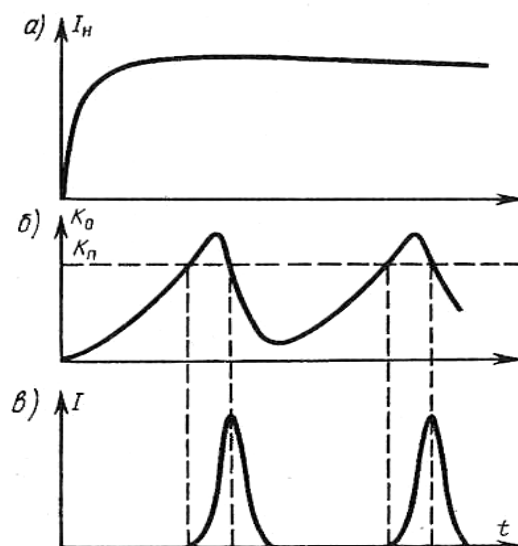
Бу талабларга жавоб берувчи актив элементлар сони чекланган бўлгани учун қаттиқ жисмли лазерлар турлари ҳам чекланган. Амалда кўпроқ рубин, ойна ва итрий -аоминийли гранатдан ясалган лазерлар ишлатилади.



19- расм. Қаттиқ жисмли лазер актив қисм (1) резонатор (2), газ разрядли ёруғлик маънаби (3), қайтаргичлар (4) ва лампани энергия манбаидан (5) иборат бўлади.

Аввал кўрилганидек, лампадан чиққан оптик нур киришма атомлар электронларини юқориюқ сатҳларга ўтказди ва инверс тўлдириш хосил бўлади. Бу схемада электр энергиясини когерант нурланишга айланиш жараёнида лампадан келаётган энергия лампани таъминловчи занжирда, газни разрядлашдаги актив атомларни ионлашдан фарқли энергияларни ютилишида, нурлашишсиз ўтишларда, резонатордаги йўқотилишларга ҳам сарфланади. Бу фойдасиз энергия системадан совитиш суюқлиги ёрдамида чиқарилиб юборилади. Кўпчилик қаттиқ жисмли лазерлар $\sim 1\text{мс}$ давомли импульсли режимда ишлайди ва бу режим генерацияни сиқилган (пичковый) режимли деб аталади. Ёруғлик I_n интенсивлик билан узлуксиз тушиб турган бўлса ҳам атомларни ионланиши ярим электронларни юқори энергетик сатҳларга ўтиши $\sim 1_{\text{мкс}}$ давомидаги ва ~ 10 интервалли импульслар кўринишидаги бироз кечувчи сигналлардан иборат бўлади. Бунинг сабаби генерация ва кўзғотиш жараёниларида лазерли актив қисмида катта миқдордаги иссиқлик ажралиши натижасида ишчи қисмни зичлиги ва синдириш кўрсаткичини ўзгариши юз

беради. Бу ўзгариш резонатор хусусиятларини ўзгаришига ва шу асосида тебранишларни бўйлама моддасини ўзгаришига олиб келади. Буни яна бир сабаби ишчи қисмни температураси ўзгариши билан актив ионни флюоресценция чизиқлари ҳолати ва кенглиги ҳам бўлиши мумкин.

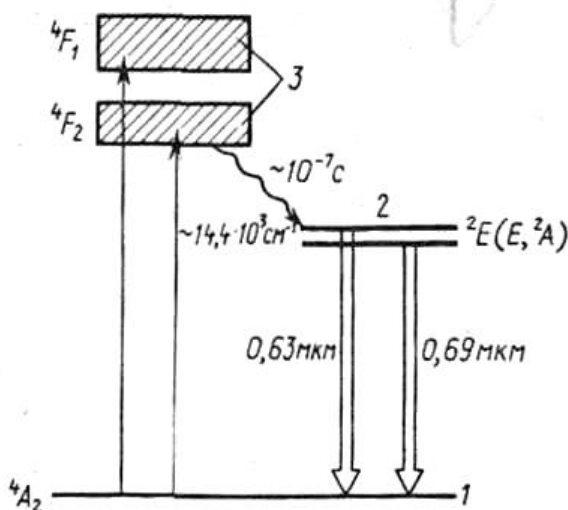


20-расм. Қаттиқ жисмли лазерларда генерация режимида ўз-ўзидан тебранишларни вужудга келиши.

Лазер нурланишининг чўққи кўринишда бўлишга сабаб резонаторда электромагнит тўлқинларни релакцион - тебраниш режими генерацияланиши бўлиши мумкин, чунки энергетик ҳолатларни инверс тўлдириш ва бўшатиш маълум бир инерция билан юз беради. Лазерда мажбурий нурланишлар ҳосил бўлиши учун $K_0 > K_n$ бўлиши керак. Заррачаларни сатҳларга ўтиш қисми маълум қийматларга эга бўлгани учун бу шартни бажарилиши учун қўшимча вақт керак. Мажбурий ўтишлар частотаси юқоридаги сатҳни тўлдириш тезлигига тенг. $K_0 > K_n$ ва майдон интенсивлиги ортиб боради. Бу борада юқориги сатҳни инверс тўлдиришни камайиш тезлиги генерация тезлигидан катта бўлса ҳам ва кучайтириш коэффициенти K_0 камая бошлаган бўлса ҳам, майдон интенсивлиги I орта боради ва $K_0 = K_n$ да I энг катта қийматга эга бўлади. $K_0 < K_n$ да юқори сатҳни бўшаши давом этади ва I ни қиймати кичраяди. Қаттиқ жисмли лазерлар

куватини ошириш ва импульс вақтини қисқартириш учун модулланган асслик методи қўллашади. Резонаторга бошқариладиган ёруғлик синдиргичли калит қўйилади. Ташқи оптик нур қуввати лазерни юқориги сатҳини қўзғолинишига етарли бўлгунча тўсиб турилади. Калит очик ҳолга ўтганда бирданига катта миқдордаги заррачалар мажбурий нурланишли ўтишда иштирок етиб қисқа муддатда (10^{-4} - 10^{-5} с) катта нурланиш энергияси ажралиб чиқади.

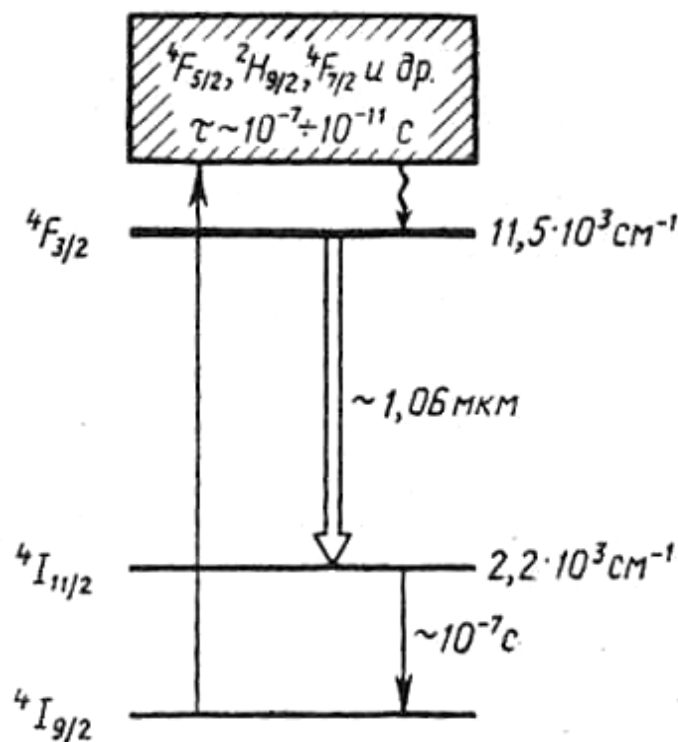
Мисол учун, рубинли лазерни олиш мумкин. Рубин –бу алюминий ўрнига озроқ (0,05%) миқдорда хром Cr қўшилган Al_2O_3 Cr рубинда уч карра ионлашган Cr^{3+} ҳолда бўлади. Уни энергетик ҳолатлари расмда кўрсатилган.



22 – расм. Рубинда генерация ҳосил бўлишини соддалаштирилган схемаси.

Ёруғлик Cr электронларни F_1 ёки F_2 сатҳларига олиб ўтади. Бу электронлар $10^{-7} / 10^{-8}$ с давомида турғунроқ бўлган 2E сатҳга нурланишсиз, ўз-ўзидан 3мс давомида ўтади. Бу сатҳ лазерни актив қисмини асосий сатҳи бўлиб, нурланиш ҳосил қилиш учун 2-1 мажбурий ўтишлар содир бўлиши керак. Бунинг учун – сатҳни ярмидан кўп қисмини қўзғолган, яъни F_1 ва F_2 ҳолатларига ўтказиш талаб қилинади. Рубинда Cr ни қўзғотишни чегаравий энергияси $10^2 - 10^3 D_{\text{гел}} (\sim 50 D_{\text{гел}}/\text{см}^3)$. Агар Cr ни мажбурий ўтиш кесими $\sigma =$

$3 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$, ионлар зичлиги $N_0 \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$ бўлса $K \approx \sigma N_2 \approx 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ бўлади. Мана шу параметрларга мос келувчи хромли рубин лазер қуввати $\sim 3 D_{\text{гел}}$ ни ташкил этади (импульс давомийлиги $\sim 3 \text{ нс}$). Бу турдаги лазерларни нурланиш энергиялари $100 D_{\text{гел}}$ ва қуввати 10 кВт $K \cong \sigma$, $N_2 \cong 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ бўлади. Энг юқори ФИК $\sim 1\%$.



23 – расм. Шишада неодим ионлари сатхларининг соддалаштирилган схемаси

Бундай лазерларни ижобий томонлари: Кўзга кўринадиган тўлқин узунликларидаги нурланишлар ҳосил қилиш ва импульсларни етарлича частоталарда ҳосил қилиш.

Салбий томонлари: Кўзготиш (накачка) энергияси жуда катталиги ФИК кичиклиги, нурланиш энергиясини жуда чекланганлиги нурланишни ёмон тарқоқлиги генерацияни стацior шароитини ҳосил қилиш қийинчилиги, технологик муаммолар ва актив қисмни тайёрлашни иқтисодий ноқулайлиги.

Неодимли шиша асосидаги лазерлар.

Бу турдаги лазерларда 4 сатҳ ишлайди. Неодим ионлари қўзғотувчи лампа нури таъсирида осонгина электроионларини юқорига сатҳга ўтказди. Бу сатҳда уларни яшаш вақти $\tau_0 \approx 10^{-7} - 10^{-11}$ с. Бунинг натижасида қўзғолган заррачалар нурланишсиз ${}^4F_{3/2}$ сатҳга ўтади $10^{-4} - 10^{-3}$ с вақт давомида бу заррачалар пастки лазер сатҳи $I_{14/2}$ ўтади ва бу ўтишда $\lambda = 1,06$ мкм ли лазер нурланиши ҳосил бўлади. Пастки лазер сатҳи асосий сатҳдан $2,2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ га юқори бўлгани учун, унда заррачалар осонгина ($\tau_0 \approx 10^{-7} \cdot 10^{-8}$ с) асосий $I_{9/2}$ сатҳга ўтиб, $I_{11/2}$ ни бўшатади ва шу усулда лазер сатҳлари инверсиясини таъминлайди. Шишада рубинга нисбатан кўпроқ миқдорда неодим ионлари тўпланиши имкони бор ($\sim 10^{20} \div 10^{21} \text{ см}^{-3}$). Шунинг учун неодим атомларининг 5-10% қўзғотилганда (ионлашганда) кучайтириш коэффициенти $\sim 1 \text{ см}^{-1}$ бўлиши мумкин. Шиша матрица асосидаги лазерларни яна бир устуворлиги – катта ўлчамли диаметри 5-10 см узунлиги 2 м ли актив элементлар тайёрлаш мумкинлиги. Бу эса 4 катта энергияли нурланиш импульслари олиш имконини беради. Бу лазерлар нурланиш энергияси диапазони кенглиги ($1/10^3 \text{ Дгел}$) ва арзонлиги билан рубин асосида лазерлардан устувор.

Неодимли гранат асосидаги лазерлар.

Иттирий – алюминийли гранат ($Y_3 Al_5 O_{12}$) га киритилган неодим ионлари метостабил сатҳларда $I \sim 200 - 300$ мкс ва флюоренция чизиғи жуда кичик ($\sim 1 \text{ нм}$) бўлгани учун мажбурий ўтишлар қисми $3 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$. Актив заррачалар зичлиги юқори (10^{20} см^{-3}) бўлгани учун $-1 - 3 \text{ см}^{-1}$ га тенг юқори даражадаги кучайтириш коэффициенти ҳосил қилиш учун бир неча фоиз неодим атомларини қўзғотиш етарли бўлади, яъни тўлдириш (накачка) даражаси паст. Юқори даражали K_0 , паст миқдорда қўзғотиш энергияси ва иссиқлик хусусиятлари фақат импульсли, балки импульс даврий ва узлуксиз генерация режимларини амалга ошириш

имкониятини беради. ИАГ лазерлари ҳажми чекланган бўлгани учун чиқиш энергияси ҳам чекланган. Нархи қиммат.

Яримўтказгичли лазерлар.

Яримўтказгичли асосидаги лазерларда нурланиш электрон ва ковакларнинг рекомбинацияси туфайли юз беради. Бунинг учун яримўтказгич модда тақиқланган соҳасида энергия сатҳлари ҳосил қилиш керак. Бу сатҳларни инверс тўлдириш учун қуйидаги усуллардан фойдаланилади.

1. p - n ўтишни тўғри йўналишда улаб ток ташувчиларни (киритиш) қилиш;

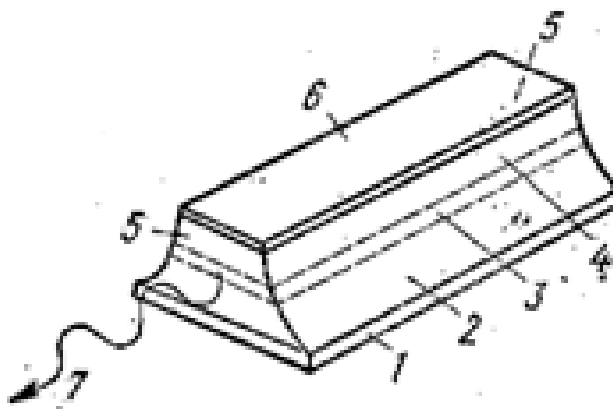
2. Яримўтказгични кучли когерент электронлар дастаси билан нурлантириш орқали қўзғотиш;

3. Ярим тўказгични кучли когерент электромагнит ёруғлик квантлари билан қўзғотиш $\sim$ оптик дамлаш;

4. Кучли электр майдони эффектидан фойдаланиб кўплаб ток ташувчиларни (лавинный) қўзғотиш ёки туннел ўтиш ҳосил қилиш;

Амалда кўпроқ инжекция усулидан фойдаланишади.

$p - n$ ўтишнинг бир соҳаси айланиб бўлса тўғри йўналишда ток ўтказилганда инверс тўлдириш осонроқ бажарилади. Мажбурий рекомбинация бошланадиган энг кичик ток чегаравий ток I_n дейилади. $P - n$ ўтишдан ток ўтганда ва у $I_n < I$ бўлса ёруғлик чиқиши кучаяди. Агар ёруғлик квантларини $p - n$ ўтиш юзасидан бир неча марта ўтишиши таъминласа мажбурий рекомбинациялар сони ҳам ортади. Бунинг учун яримўтказгичнинг қарама – қарши қирралари силлиқланади. Бу ҳолда ёруғлик бир неча марта қайтиб, кейин ён қиррасидан чиқиб кетади. Инжецион лазерлар $FaAs$ асосида тайёрлаганда n тип ҳосил қилиш учун Te, Se $P -$ тип учун Zn, Cd га ўхшаш киришмалар диффузия усулида киритилади. $n -$ соҳага тўғриламайдиган контакт сифатида молибдан пластика ишлатилади.



24 – расм. Яримўтказгичли инжекцион лазерни тузилиши. 1- молибден пластина, пастки электрод, 2-п -тип соҳа, 3-инверс тўлдирилган актив соҳа, 4-р-тип соҳа, 5-яримўтказгичнинг силлиқланган ён томонлари, 6-юқориғи электрод, 7-нурланиш.

Инверс тўлдиришни гетероўтишли лазерларда ҳосил қилиш қулайроқ. бу ҳолда $p - n$ ўтишни база қисмини C_g си кичикроқ ва ϵ ни каттароқ моддадан қилинади. База P – соҳага инжекция қилинган ток ташувчи худди потенциал чуқурда қолгандек бўлади. 5 – расм. n ва p соҳаларининг диэлектрик сингдирувчанлиги ϵ фарқли бўлгани учун ёруғлик квантлари уларни ички деворлардан тўла қайтади, яъни база соҳа ёруғликни ўтказувчи канал бўлиб қолади. Шу сабабларга кўра инжекцион лазерлар (гетероўтиш асосидаги) самаралироқ ҳисобланади. Инжекцион лазерларни қўзғотувчи токни чегаравий энергияси актив соҳани температурали бўлса I_n шунга кичик бўлади. Улар уй температурасида узлуксиз режмда ҳам ишлаши мумкин.

$I_n > I_I$ да нурланиш когерент ва интенсивликни ёруғлик тўлқини узунлигига боғланиши тор чўққисимон бўлади.

Яримўтказгичли лазерларни нур дастаси кичик тарқалишга эга. Лекин, бу кўрсаткичи газли ва қаттиқ жисмли лазерларникидан анча кичик, чунки бу

ҳолда актив соҳа ўлчамлари нисбатан кичик. ФИК 70% гача газли ва қаттиқ жинсли лазерларда 0,01% га тенг.

Лазерларни амалиётда қўлланиши.

Моддаларга лазер нури билан ишлов бериш.

Кучли интенсивликдаги лазер нури моддалар сиртига йўналтирилганда, 10^5Вт/см^2 ли қувватли нур дастаси металл сиртини эритиши мумкин ва чуқурлик ёки тешик ҳосил бўлиши мумкин. Вақт ва энергия қувватини бошқариш орқали лазер нури таъсири доирасини белгиланган шаклда қилиш мумкин. Шу усулда ҳатто энг қаттиқ моддаларда ҳам 0,1: 0,05 мм текширишлар очиш мумкин.

Лазер нурини фокуслаш орқали бирор бу ком (масалан электрон лампани) ичида пайвандлаш ишларини бажариш мумкин. Микро электроникада жуда нафис қатламларни ингичка лазер нури билан эритиб, буғлантириб, зарурий шакл, “расм” ҳосил қилиш мумкин.

Лазер ёрдамида пайвандлаш кенг миқёсда қўллашмоқда. Моддаларга иссиқлик ишлови бериш. Лазер ёрдамида бирор бир қисмни жуда қисқа вақтда жуда юқори температурагача қиздириш мумкинки, бу вақт ичида иссиқлик модда ичига тарқалиб улгурмайди. Лазер ёрдамида модда сиртини тоблаш, лазерлаш, эритиш, буғлаштириш мумкин.

Лазер ёрдамида ишлов беришни афзалликлари: моддаларни тури ва ҳолатларидан қатъий назар, юқори тезлик ва аниқлик жараёнларини автоматлаштириш ва масофадан туриб бошқариш;

Бошқа усуллар билан қилиб бўлмайдиган амалиётларни бажариш;

Лазерларни медицинада қўлланиши.

Хирург пичоғи – кесади ва пайвандлаб тикиб қўяди, баданни кесмасдан операция қилиш. Кўз хирургиясида, онкологиясида, тишни даволашда. (бормашина)

Терапияда – лазерли биорағбатлантириш.

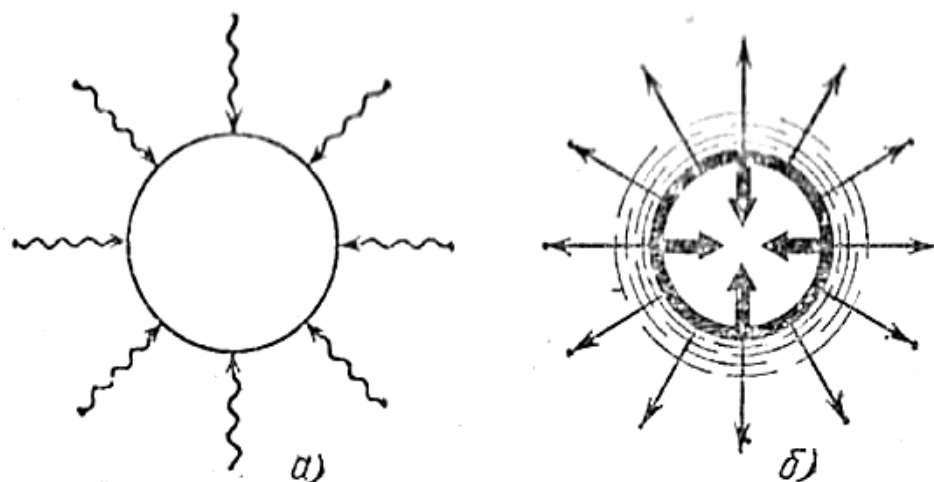
Диагностика – лазер нури қуввати ва тўлқин узунлигини бошқариш орқали организмдаги тўпланиб қолган ҳамма элементлар, четланишлар, қон айланиши ритмларини аниқлаш.

Лазерлар жисмларни жойлашини аниқлашда, сунъий йўлдошларни бошқаришда, тезликларни аниқлашда. Оптик голограмма – когерент нурлар ёрдамида тасвирлаш ёзиб олиш ва қайта тиклаш. Бунинг учун лазер жуда мос келади.

Лазерлар алоқа тизими – телефон овоз тўлқинларини модуллаб қабуллагичга узатгани каби, лазер нури ҳам овоз ёки тасвирни электромагнит тўлқинларини модуллаб узатади сифати ва масофаси жуда юқори.

Атом ядроларини бўлинишида жуда катта энергия ажралиши ва ундан амалиётда фойдаланиш ҳозирги даврда оддий жараён бўлиб қолди. Навбатда енгил атом ядроларининг бирикишида ажраладиган энергияни бошқариш масаласи турибди. Енгил атом ядролари – водород, дейстрий $p+n$, тритий ($p+2n$) ўзаро таъсирлашганда гели (He) ядроси (атом заррача) ва эркин нейтрон (n) ҳосил бўлади, ҳамда катта ($17,6M_eV$) энергия ажралади. Бундай реакция содир бўлиши учун ($D+T \rightarrow {}^4He+n$) 10^7K температурали иссиқлик керак бўлади. Шунинг учун бу реакцияларни термоядро реакциялари дейилади.

Бундай жараённи ташкил этиш учун $\varnothing = 0.1 \div 1$ мм деворлари қалинлиги 1-5- мкм атрофида бўлган шиша шарга D ва T газлари аралашмаси билан тўлдирилиб, $\tau = 1-10$ пс ли ва умумий энергияси $10^4 - 10^5 D_{гел}$ бўлган лазер нурлари фокусланган. Бу ҳолда шарга қобиғи буғланади ва катта тезликда тарқатилаётган заррачалар ҳосил бўлади. Ҳаракат микдорини сақланиш қонунига асосан шарчани ички қатламлари марказга кириб ҳаракатланади. Улар сиқилиб, жуда юқори температура ҳосил бўлади ва термоядро синтези учун шароит яратилади.



25 – расм. Лазер нурланишининг термоядровий мишеньга таъсири.

Лазер нури шарчага катта энергия билан етиб келиши учун уни оптик асбоблар тизими ёрдамида майда бўлақларга ажратилади, кучайтирилади ва кейин фокусланади. Бундай жараёнларда кўриш бошқариши учун, у ўта когерент бўлиши шарт. Шунинг учун бундай аниқликда ишлайдиган лазерлар яратиш зарур.

Лазерлар қишлоқ хўжалигида уруғларни жойлаштириш, танлаш, ривожлантириш, рағбатлантиришда, саноатда тоза моддалар олиш, химиявий реакцияларни бошқариш, ҳавони бузилишини назорат қилиш ва бошқа кўплаб мақсадлар учун ҳам қўллаши мумкин.