

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

Z.M.BOBUR NOMIDAGI ANDIJON DAVLAT UNIVERSITETI

**Qo‘lyozma huquqida
UDK_____**

**Magistratura bo‘limi
“Fizika” kafedrası**

“TASDIQLAYMAN”

Bo‘lim boshlig‘i

N.I. Asqarov

“ ” _____ 2016 yil

“HIMOYAGA QO‘YILDI”

Kafedra mudiri

SH. Ermatov

“ ” _____ 2016 yil

**«LAZER NURI ZICHLIGINING KO‘NDALANG TAQSIMOTI »
MAVZUSIDA**

MAGISTRLIK DISSERTATSIYASI

Bajardi: Ikromov Avazbek Shoyatbek o‘g‘li

Fizika (Lazer fizikasi) Mutaxassisligi magistranti

Ilmiy rahbar: Fizika kafedrası

Texnika fanlari doktori prof. R.U. Aliyev

Andijon – 2016

MUNDARIJA

Kirish.....	
I.BOB. Lazer nurlari.....	
1.1 Yorug'likning tabiati haqida to'lqin va kvant tasavvurlar.....	
1.2 Yorug'likning kvant tizim tomonidan yutilishi va nurlanishi.....	
1.3. Zarralarning bir energetik sathdan-ikkinchi energetik sathga spontan, nurlanishsiz va majburiy o'tishlari.....	
1.4. Invers bandlik hosil qilish usullari.....	
1.5. Kvant kuchaytirgichlar, optik kvant generatorlari va lazer rezonatorlari..	
1.6 Lazer nurining monoxromatikligi, kogerentligi va qutblanganligi...	
II-BOB. LAZERLARNING TURLARI.....	
2.1. He-Ne lazeri.....	
2.2. Ionli argon lazeri.....	
2.3. CO ₂ -lazeri.....	
2.4. Yarimo'tkazgichli lazer.....	
2.5. Optik damlash bilan ishlovchi qattiq jisimli lazerlari, qattiq jisimli lazerlarning umumiy tavsiflari.....	
2.5. Yoqut lazeri.....	
2.6. Shisha asosli neodim lazeri.....	
III-BOB. Lazer nurlarining manbalari.....	
3.1 Lazer nurlarini o'lchash usullari.....	
3.2 Lazer nurlarini ko'ndalang taqsimoti.....	
3.3Lazer nurlarini qo'llanilish sohalari.....	
3.4 Lazer nurlarini qo'llash istiqbollari.....	

KIRISH

Hozirgi kunda xalq xo'jaligining turli tarmoqlarida lazerlar va lazerli texnologiyalari ishlatilmoqda. Xususan, sanoatda turli-tuman materiallarni kesishda, payvandlashda va mexanizmlarni mustahkam-ligini oshirishda, tibbiyot sohasida lazer nuridan tashxis qo'yishda, davolash va jarrohlik jarayonida aloqa tizimida ma'lumot elituvchi sifatida, fan va texnika sohasida o'lchash va tashxis qo'yish vositalari sifatida hamda o'quv jarayonida kogerent nurlanishning to'lqin va zarracha xususiyatlarni namoyon etishda keng foydalanilmoqda.

Lazer - yorug'lik nuri yo'nalganlik yuqori darajada bo'lgan monoxromatik kogerent yorug'lik manbaidir. «Lazer» so'zining o'zi «majburiy nurlanish tufayli yorug'likning kuchayishi» ma'nosini anglatadigan inglizcha so'z birikmalarinning bosh harflaridan tuzilgan.

Haqiqatan ham, lazerning ta'sirini belgilaydigan asosiy fizik protsess bu nurlanishning majburiy chiqishidir. U *foton* energiyasi atom (yoki molekula) ning uyg'onish energiyasi bilan aniq mos tushganda, *foton* uyg'ongan *atom* bilan o'zaro ta'sirlashganda yuz beradi.

Invers joylashgan muhitda majburiy chiqish hisobiga yorug'lik bosimi bo'lishi mumkinligini 1939 yilda fizik V.A.Fabrikant ko'rsatib bergan. U gazdagi elektr razryadda invers joylashish yaratishni ham taklif qilgan.

1955 yilda bir vaqtda va bir-biridan mustaqil ravishda sobiq ittifoqda N.G.Basov va A.M.Proxorov, AQShda Ch.Tauns dunyoda birinchi invers joylashgan muhitda elektromagnit nurlanish kvantlari generatorini taklif qilishdi. Unda teskari bog'lanishdan foydalanish natijasida majburiy nurlanish o'ta monoxromatik nurlanishni generatsiyalashga olib keldi.

Lazerda nurlanish chizig'ini toraytirishdan tashqari, nurning yoyilishini 10^{-4} radiandan kichikroq, ya'ni burchak sekundlari darajasida olishga erishiladi.

Ma'lumki, yo'nalgan ensiz yorug'lik nurini amalda istalgan manbadan olish mumkin, Buning uchun yorug'lik oqimi yo'liga bir to'g'ri chiziqda joylashgan mayda teshikli bir necha ekran qo'yish kerak. Faraz qilaylik, biz qizdirilgan qora jismni oldik va diafragmalar yordamida yorug'lik nurini hosil qildik, prizma yoki

boshqa spektral asbob vositasida undan spektrning eni lazer nurlanish spektrining eniga mos nurini ajratdik. Lazer nurlanish quvvatini, uning spektri enini va nurning burchak yoyilishini bilgan holda, Plank formulasi yordamida faraz qilinayotgan o'sha qora jism temperaturasi hisoblash mumkin. Qora jismdan lazer nuriga ekvivalent yorug'lik nuri manbai sifatida foydalaniladi. Bu hisob bizga ulkan raqamni beradi: qora jism temperaturasi o'nlarча million gradus bo'lishi kerak ekan! Lazer nurining ajoyib xossasi - uning yuqori effektiv temperaturasi tadqiqotchilar oldida lazerdan foydalanmay turib, mutlaqo bajarish mumkin bo'lmagan katta imkoniyatlarni ochadi. Hozirgi vaqtda turli-tuman muhitlar - gazlar, suyuqliklar, shishalar, kristallardagi lazerlar yaratilgan. Shuning uchun Lazerlarning ishlash prinsiplari va xossalari, shuningdek, ularning zamonaviy elektronikada qo'llanilishini chuqur tahlil qilish orqali ularning qo'llanish samaradorligini oshirish dolzarb muammolardan biridir.

Ishning maqsadi va vazifalari: Lazerlarning ishlash prinsiplari va xossalari, shuningdek, ularning turli sohalarda qo'llanilishini chuqur tahlil qilish orqali ularning qo'llanish samaradorligini oshirish.

Tadqiqot ob'ektlari va usullari: Kvant elektronikasi qonuniyatlari asosida lazerlarning ishlash prinsiplarini chuqur tahlil qilish.

Tadqiqot uslubiyoti va usublari: Lazerlarning ishlash prinsipi va zamonaviy elektronikada qo'llanilishi asosida lazer nuri zichligining ko'ndalang taqsimoti o'rganib chiqiladi.

Tadqiqot natijalarining ilmiy yangiligi. Lazerlarning zamonaviy elektronikada qo'llanilishi va lazer nuri zichligining ko'ndalang taqsimoti o'rganib chiqildi.

Tadqiqot natijalarining ilmiy va amaliy ahamiyati. Lazer nuri zichligining ko'ndalang taqsimoti o'rganib chiqildi va tahlil qilingan ma'lumotlar bu soxada ilmiy izlanishlar olib borayotgan tadqiqotchilarga va qiziquvchilarga u haqda mukammal bilimlar berishni ta'minlaydi.

Dissertatsiya aprobatsiyasi. Dissertatsiyada olingan natijalar va keltirilgan ma'lumotlar bo'yicha va markaziy ilmiy amaliy anjumanlarda, seminarlarda ma'ruzalar qilingan hamda xalqaro va markaziy jurnallarda maqolalar chop ettirilgan.

Ishning xajmi. Dissertatsiya kirish, uchta bob, xulosa, adabiyotlar ro'yxati va ilovalardan tashkil topgan. Dissertatsiya 87 betda rasmiylashtirilgan bo'lib, 26 ta rasm va 4 ta jadvallardan tashkil topgan. Adabiyotlar ro'yxati 24 ta nomdan iborat.

1.1 Yorug'likning tabiati haqida to'lqin va kvant tasavvurlar.

Optikaning rivojlanish jarayonida yorug'lik tabiati haqida ikkita qarama-qarshi nazariya vujudga kelgan:

Birinchi nazariyaga ko'ra, yorug'lik tabiati to'lqin xarakterga ega. Bu sohada birinchi bo'lib Robert Guk, Xristian Gyuygens, Tomas Yung, Arago, Koshi, Frenel kabi olimlar ko'plab ish qildilar. Keyinchalik ularning ishlari ingliz olimi Maksvell tomonidan ishlab chiqilgan elektromagnit nazariyaga asos bo'ldi.

Ikkinchi nazariya yorug'likning elektromagnit nazariyasi yaratildi. Bu nazariyaga ko'ra yorug'lik to'lqinlari ko'ndalang to'lqinlar bo'lib, elektr vektori $\vec{E}$ va yorug'likning tarqalish tezligi c o'zaro perpendikulyardir. Yorug'likning to'lqin nazariyasi asosida yorug'lik interferensiyasi, yorug'lik difraksiyasi, yorug'likning qutblanishi bilan bog'langan barcha hodisalar to'g'ri tushuntiriladi. Elektromagnit to'lqin o'zaro perpendikulyar tekislikda ayni bir yo'nalishda tarqaluvchi elektr to'qini (elektr maydoni tebranishining $\vec{r}$ yo'nalishda tarqalishi)

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \sin(\omega t - k\vec{r} + \varphi_{01}) \quad (1.1)$$

va magnit to'lqini (magnit maydoni tebranishlarining $\vec{r}$ vektor yo'nalishida tarqalishida tarqalishi) majmuasidan iborat. Tebranish

$$\vec{H} = \vec{H}_0 \sin(\omega t - k\vec{r} + \varphi_{02}) \quad (1.2)$$

T, ν chastotasini, ω siklik chastotasini bilan belgilasak

$$\nu = \frac{1}{T}, \quad \omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu \quad (1.3)$$

bog'lanishlar o'rinli bo'ladi. Odatda yorug'likning vakuumdagi tezligini $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$, muhitdagi tezligini v bilan belgilasak, muxit dielektrik singdiruvchanligini ϵ , magnit singdiruvchanligi μ bo'lganda muhitning yorug'lik sindirish ko'rsatkichi uchun

$$n = \frac{c}{v} = \sqrt{\epsilon\mu} \quad \text{va bundan} \quad c = nv, v \frac{c}{n} \quad (1.4)$$

va bunda ifodani yozish mumkin. Yorug'lik to'lqin uzunligini vakuum uchun

$$\lambda_0 = \frac{c}{\nu} = Tc \quad (1.5) \quad \text{va muhit uchun} \quad \lambda = \frac{v}{\nu} = T\nu = \frac{Tc}{n} = \frac{\lambda_0}{n} \quad (1.6)$$

ko'rinishda yozish mumkin. yorug'lik to'qini soni vakuum uchun

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} = \frac{2\pi}{(c/\nu)} = \frac{2\pi}{Tc} = \frac{\omega}{c} \quad (1.7) \quad \text{va muxit uchun}$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{(v/\nu)} = \frac{2\pi}{T\nu} = \frac{\omega}{v} \quad (1.8) \quad \text{ko'rinishda yoziladi.}$$

Elektr va magnit to'lqini ifodalaridagi $\vec{E}_0$ vektor va $\vec{H}_0$ vektor kattaliklar mos ravishda elektr va magnit maydoni kuchlanganliklari amplituda qiymatini, $(\omega t - k\vec{r} + \varphi_{01})$ va $(\omega t - k\vec{r} + \varphi_{02})$ to'lqin fazalarini ko'rsatadi.

Demak yorug'lik to'lqini t vaqt va $\vec{r}$ fazoda davriy o'zgaruvchi to'qin tabiatli jarayondir. Yorug'lik zarrasi "foton" nomi bilan atalib, u o'zida $E = h\nu$ miqdor energiya ulushiga ega bo'lgan kvazi zarradir. Bu erda $h = 6.6 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ Plank doimiysi, ν -chastota. Fotonning vakuumdagi energiyasi $E = h\nu = mc^2$ (1.9) ifoda yordamida aniqlanib, foton massasi

$$m_f = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{h}{\lambda_0 c} \quad (1.10) \quad \text{impulsi esa} \quad P = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda_0} \quad (1.11)$$

ifodalar yordamida aniqlanadi. Bu holda yorug'lik fotonlar oqimidan iborat bo'lib, uning zichligi yorug'lik dastasi intensivligini belgilaydi. Yorug'lik dastasi intensivligi uning chastotasi va tezligiga proporsional bo'ladi.

Issiqlik nurlanishi, fotoeffekt hodisalari, Kompton effekti yorug'likning zarracha tabiatini inobatga olib izohlaydilar. Yorug'likning to'lqin va zarracha tabiati haqidagi tasavvurlar bir-birini rad etmaydilar, ular bir-birini to'ldiradilar.

Yorug'likning zarracha tabiati M.Plank ishlarida, Eynshteyn ishlarida, Stoletov, Lebedev tajribalarida yoritilgan. Yorug'likning nurlanish jarayoni uning zarracha tabiatini bayon etuvchi kvant nazariyasi yordamida, yorug'likning tarqalishini esa elektromagnit to'lqin nazariyasi yordamida izohlansa, yorug'likning yutilishi yoki kuchayishi kvant nazariyasi yordamida izohlanadi.

Yorug'likning to'lqin nazariyasi bilan bir qatorda yorug'likning kvant nazariyasi ham rivojlandi. Bu sohada I.Nyutonning g'oyalari va ishlari katta ahamiyatga ega. I.Nyuton o'zi kuzatgan yorug'lik dispersiyasi va boshqa hodisalarni tushuntirishda yorug'lik juda kichik zarralar — korpuskulalar oqimidan iborat degan g'oya asosida tushuntirgan edi. Bu nazariya keyinchalik yanada rivojlantirildi va u asosda XX asrda yorug'likning foton yoki kvant nazariyasi yaratildi. Bu nazariyaga ko'ra yorug'lik elementar zarralar — fotonlar oqimidan iborat deb qaraldi, absolyut qora jism qonunlari fotoeffekt, Kompton effekti shu nazariya asosida tushuntirildi. Yorug'likning foton nazariyasi kvant mexanikasi asosida vujudga keldi. Shu sababli yorug'likni foton nazariyasi yana yorug'likning kvant nazariyasi deb ham ataladi. Yorug'lik manbayidan, masalan, elektr lampadan yorug'lik hamma tomonga tarqaladi va atrofdagi narsalarga tushib, ularni isitadi. Yorug'lik ko'zimizga tushib, ko'rish tuyg'usi hosil qiladi. Yorug'lik tarqalishida ta'sir bir jismdan (manbadan) boshqa jismga (qabul qilgichga) uzatiladi deyish mumkin. Umuman olganda, bir jism boshqa jismga ikki xil usulda: yorug'lik manbadan qabul qilgichga moddaning ko'chirilishi vositasida yoki jismlar orasidagi muhit holatining o'zgarishi vositasida (modda ko'chirilmasdan) ta'sir qilishi mumkin. Masalan, bizdan biror

masofada turgan qo'ng'iroq mo'ljalga olinib, unga shar otlsa-yu, bu shar qo'ng'iroqqa borib tegsa, qo'ng'iroq jiringlaydi. Bunda moddani ko'chiramiz. Ammo qo'ng'iroqni boshqacha yo'l bilan: qo'ng'iroq tiliga kanop bog'lash va shu kanop bo'ylab qo'ng'iroq tilini tebratuvchi to'lqinlar yuborish yo'li bilan ham jiringlatsa bo'ladi. Bu holda modda ko'chmaydi. Bunda kanop bo'ylab to'lqin tarqaladi, ya'ni kanopning holati (shakli) o'zgaradi. Shunday qilib, ta'sir bir jismdan boshqa bir jismga to'lqinlar vositasida uzatilishi ham mumkin ekan. Manbadan qabul qilgichga ta'sir uzatishning mumkin bo'lgan ikki usuliga muvofiq ravishda, yorug'likning o'zi nima, uning tabiati qanday, degan masalaga oid mutlaqo har xil ikki nazariya paydo bo'ldi va rivojlana boshladi. Bu nazariyalar XVII asrda qariyb bir vaqtda paydo bo'ldi. Bu nazariyalardan biri Nyuton nomi bilan, ikkinchisi esa Gyuygens nomi bilan bog'liq. Nyuton yorug'likning korpuskular nazariyasi nazariyasi ijodchisi edi. Bu nazariyaga ko'ra, yorug'lik — manbadan har tarafga tarqaluvchi zarrachalar oqimidan zarrachalar oqimidan (moddaning ko'chishidan) iborat. Gyuygensning tasavvurlariga ko'ra, yorug'lik alohida, faraziy muhitda — butun fazoni to'ldiruvchi va barcha jismlarning ichiga singuvchi efirda tarqaladigan to'lqindan iborat. Ikkala nazariya ham alohida-alohida holda uzoq vaqt mavjud bo'lib keldi. Ularning hech biri ham ikkinchisi ustidan g'alaba qozona olmadi.

1.2 Yorug'likning kvant tizim tomonidan yutilishi va nurlanishi

XIX asr oxirlari va XX asr boshilarida optikadagi turli fizik jarayonlarni tushuntirishda yorug'likning to'lqin va korpuskulyar (zarracha) nazariyalaridan foydalanish yo'llari ishlab chiqib bo'lingandi. Difraksiya, interferentsiya va qutblanish hodisalarini yorug'likning to'lqin tabiati bilan tushuntirish mumkin. Bu holda yorug'likni elektromagnit to'lqin sifatida qaralib, u elektr va magnit maydonlarining amplitudasi, chastotasi ν yoki to'lqin uzunliklari λ bilan tavsiflanadi. Ushbu ikki ν va λ kattaliklar quyidagi:

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

munosabat bilan bog'langan. Bu yerda c -yorug'likning vakuumdagi tezligi.

Elektromagnit to'lqinlarning energetik tavsifi sifatida elektromagnit maydon energiyasining o'rtacha hajmiy $\bar{\rho}$ zichligini

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

ko'rinishda ifodalash mumkin. Bu yerda ρ_v -elektromagnit nurlanishining spektral hajmiy zichligi bo'lib, o'lchamligi $J/sm^3 \cdot Gts$ bo'lib, E^2 va H^2 -lar elektromagnit to'lqinning o'rtacha kvadratik elektr hamda magnit kuchlanganliklaridir.

Elektromagnit to'lqinlarning modda bilan o'zaro ta'sirlashuvining tabiati va effektivligi elektromagnit to'lqin oqimining zichligiga yoki I intensivligiga bog'liq bo'ladi. Elektromagnit to'lqinning elektr maydon kuchlanganligi E uning intensivligi I bilan quyidagi

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

munosabat orqali bog'langan.

Geometrik optika nuqtai nazardan yorug'likni bir jinsli muhitda c tezlik bilan tarqalayotgan yorug'lik fotonlari (zarrachalari) oqimidan iborat deb qarash mumkin. Fotonlarning energiyasi ularning chastotasiga bog'liq bo'ladi va

$$\varepsilon_f = h\nu \quad (4)$$

ifoda bilan aniqlanadi. Bu yerda h -Plank doimiysi bo'lib, qiymati $6,62 \cdot 10^{-34}$ J.s. Ushbu ma'noda monoxramatik yorug'likning intensivligi fotonlarning hajmiy n_f konsentratsiyasi va energiyasi orqali belgilanishi mumkin, ya'ni

$$I = h \cdot \nu \cdot n_f \cdot c \quad (5)$$

XX asrning boshida termodinamik muvozanatli sistemalar nurlanishining spektral zichligini tushintirish yo'llari noma'lum edi. Klassik termodinamika asosida Reley-Jinslar tomonidan chiqarilgan

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

formula esa spektral $\rho(\nu)$ zichlikning chastotaga bog'liqligini faqat katta to'lqin uzunliklarda, ya'ni $h\nu \ll kT$ shart bajarilganda moddaning elektromagnit

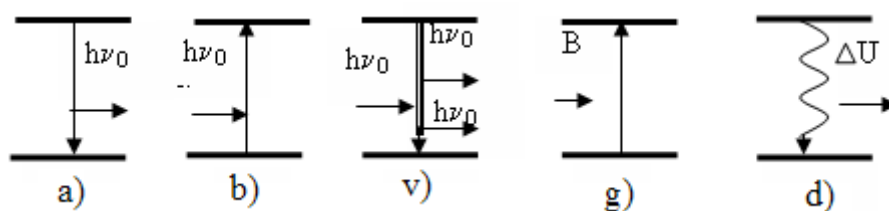
nurlanish jarayonini to'g'ri tushuntirib berar edi. Bu yerda $k=1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$ bo'lib, u Boltsman doimiysi deyiladi.

Moddalar tomonidan nurlanishning tajribada aniqlanayotgan spektral zichlikning chastotaga bog'liqlik taqsimoti Plank taklif etgan emperik

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

formuladagi taqsimot bilan yaxshi mos tushgan edi.

A.Eynshteyn 1916 yili kvant tushunchalar asosida, ya'ni kvant tizim tomonidan yorug'likning yutilishi yoxud nurlanishi, ushbu tizimning biror energetik holatdan boshqa energetik holatga o'tishida, majburiy nurlanish jarayoni bo'lishi mumkinligi haqidagi o'z gipotezasi asosida (7) emperik formulani keltirib chiqardi. Buning ma'nosi quyidagicha: kvant tizimda, ya'ni diskret energetik holatli tizimda zarralarning bir holatdan boshqasiga spontan nurlanish chiqarib va nurlanishsiz o'tishidan tashqari tashqi elektromagnit maydon nurlanishi ta'sirida, majburiy o'tishlari ro'y berishi mumkin. Bu majburiy o'tishda zarra chiqargan elektromagnit nurlanishning parametrlari uni majburlovchi elektromagnit nurlanishning parametrlari bilan aynan bir xil bo'ladi. Ushbu jarayonda kvant tizimlar tomonidan chiqarilayotgan nurlanishning kogerentlik xususiyati paydo bo'ladi. Kvant tizimning ikki ε_1 va ε_2 energetik holatlaridagi zarralarning turli xil o'tishlari 1-rasmda ko'rsatilgan.



1-rasm. Ikki sathli kvant tizimda zarralarning bir sathdan ikkinchi sathga nurlanishli (a, b, v) va nurlanishsiz (g, d) o'tishlari.

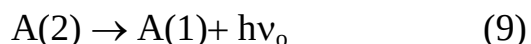
Avvalambor g'alayonlantirilgan zarra yuqori energiyali sathdan quyi energiyali sathga o'z-o'zidan, ya'ni spontan nurlanish berib o'tishi mumkin. Spontan nurlanish kvant tabiatga ega. Kvant mexanika qoidalariga binoan atom

yoki molekula yuqori (ya'ni g'alayonlantirilgan) sathda cheksiz uzoq vaqt bo'la olmaydi. Zarraning yuqori energetik sathdan, quyi energetik sathga birlik vaqt davomida A_{21} o'tish ehtimolligiga bog'liq holda, g'alayonlantirilgan zarra yuqori sathdan chekli tezlik bilan Bor postulatiga asosan

$$h\nu_0 = \varepsilon_2 - \varepsilon_1 \quad (8)$$

spontan nurlanish berib o'tishi mumkin.

Ushbu o'tishni sxematik ravishda quyidagicha



tenglama bilan ifodalash mumkin.

Zarralarning yuqori energetik sathdan faqatgina spontan nurlanish berib, quyi energetik sathga o'tish jarayonida, zarraning yuqori energetik sathdagi o'rtacha yashash vaqti va zarraning birlik vaqt ichidagi spontan o'tish ehtimolligi A_{21} , ya'ni Eynshteyn koeffitsiyenti o'zaro quyidagi munosabat

$$\tau_0 = 1/A_{21} \quad (10)$$

orqali bog'langan.

Spontan o'tishlar natijasida yuqori energetik sathdagi zarralar N_2 konsentratsiyasining o'zgarishi quyidagi

$$N_2 = N_{20} \exp(-t/\tau_0) \quad (11)$$

munosabat bilan ifodalanadi.

Zarralarning spontan o'tishlarida hosil bo'lgan yorug'lik kvantlari bir xil energiyaga ega bo'lgani bilan o'zaro moslik yo'q. Ushbu yorug'lik fotonlarining fazoning turli yo'nalishlarida tarqalishining ehtimolligi bir xil. Yorug'lik fotonlarining vaqtning turli momentlarida paydo bo'lish ehtimolligi ham bir xil bo'lgani uchun ushbu kvantlarga tegishli elektromagnit to'lqinlar o'zaro faza bo'yicha bog'lanmagan va ixtiyoriy qutblanishga ega.

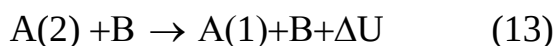
Alohida zarralarning spontan o'tishlaridan farqli o'laroq, zarralarning bir sathdan ikkinchisiga nurlanishsiz o'tishlari uchun o'zaro ta'sirlashuvchi A-zarra bilan boshqa B zarraning bo'lishi shart.

Aynan shunday o'zaro ta'sirlashuvlarda zarra 1-holatdan 2-holatga yoki 2-holatdan 1-holatga yorug'lik kvantini nurlamay yoki yorug'lik kvanti ta'sirisiz o'tadi. Zarraning boshqa zarra bilan to'qnashuvi natijasida g'alayonlantirilgan holatga o'tish jarayoni (1g-rasm) $\Delta U = -\Delta \epsilon$ kinetik energiya sarf bo'ladi va quyidagi



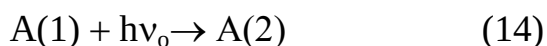
ifodada ko'rsatilgandek ravishda ro'y beradi.

To'qnashuvlar natijasidagi relaksatsiya jarayonida g'alayonlangan zarraning energiyasi to'qnashuvi zarralarning ilgari lanma energiyasiga yoki V zarrani g'alayonlantirishga sarf bo'lishi mumkin. Ushbu jarayon quyidagi

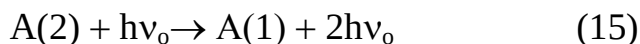


ko'rinishda ro'y berishi mumkin.

Zarralarning bir sathdan ikkinchi sathga majburiy o'tishlari A. Eynshteynning gipotezasiga binoan faqat (8) ifodadagi shartni qanoatlantiruvchi elektromagnit rezonans kvantlar bilan o'zaro ta'sirlashuvda ro'y berishi, ya'ni majburiy o'tishlarining ehtimolligi ν_0 chastotali tashqi elektromagnit maydondagina noldan farqlidir. A. Eynshteynning gipotezasiga binoan tashqi rezonans chastotali maydon ta'sirida zarra 1-energetik sathdan 2-energetik sathga elektromagnit kvantlarning rezonans yutilishi natijasida (1 b- rasm), ya'ni



ko'rinishda o'tishidan tashqari, zarraning 2 energetik sathdan 1 energetik sathga quyidagi



jarayon bo'yicha o'tishi mumkin. Ushbu 1v- rasmdagi jarayonda zarra majburiy ravishda foton chiqaradi, ya'ni kvant zarraning majburiy elektromagnit nurlanish jarayoni ro'y beradi. Bu jarayon kvant elektronikasining yoki lazerlar fizikasining asosi bo'lib xizmat qildi.

Zarralarning birlik vaqt ichidagi W_{12} va W_{21} majburiy o'tish ehtimolliklari rezonans kvantlarning hajmiy n_p zichligiga, yoki boshqacha qilib aytganda tashqi elektromagnit maydonning spektral zichligiga proporsionaldir, ya'ni

$$\left. \begin{aligned} W_{12} &= B_{12} \rho(\nu) \\ W_{21} &= B_{21} \rho(\nu) \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

bu yerda B_{12} va B_{21} -Eynshteynning mos ravishda majburiy yutilish va nurlanishlar uchun koeffitsiyentlari.

Zarrani yuqori energetik sathdan quyi energetik sathga majburiy o'tishdagi elektromagnit kvant nurlanishi uni majburlovchi elektromagnit nurlanishi kvantiga aynan o'xshashdir, ya'ni chastotalari, fazalari, qutblanish tekisliklari, tarqalishi yo'nalishlari bir xil.

1.3. Zarralarning bir energetik sathdan-ikkinchi energetik sathga spontan, nurlanishsiz va majburiy o'tishlari.

Zarralarning bir energetik sathdan boshqasiga nurlanishsiz o'tishlarini e'tiborga olmagan holda majburiy va spontan o'tishlarning o'zaro bog'liqligini aniqlaylik.

A.Eynshteyn ko'rsatgandek, T haroratda ε_1 va ε_2 energiyali zarralarning muvozanat holatlarda bo'lishi mumkin bo'lgan to'plamini ko'raylik. Zarra bu holatlarining biridan ikkinchisiga o'tishida $h\nu_0 = \varepsilon_2 - \varepsilon_1$ energiyali elektromagnit kvantini yutadi yoki chiqaradi.

Termodinamik muvozanat holatida zarralar sonining energetik sathlar bo'yicha taqsimoti Boltsmanning quyidagi

$$N_i = N_0 g_i \exp(-\varepsilon_i/kT) \quad (17)$$

qonuni bilan belgilanadi. Bu yerda g_i -energetik sathning statistik vazni yoki ayniganlik koeffitsiyenti bo'lib, u ε_i energiyaga mos ke-luvchi holatlar sonini bildiradi; N_0 -barcha energetik sathlarga zarralarning umumiy soni. Ushbu 1 va 2 energetik sathlardagi zarralar sonlarining nisbati quyidagi

$$N_2/N_1 = (g_2/g_1) \exp[-(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)/kT] \quad (18)$$

ifoda bilan aniqlanadi.

Termodinamik muvozanatda, kvant to'plam energiya yo'qotmaydi ham olmaydi ham. Zarralarning 1-energetik sathdan 2-energetik sathga o'tishlar soni va 2-energetik sathdan 1-energetik sathga o'tishlar soni o'zaro teng bo'lganda, ya'ni

$$W_{12}N_1 = W_{21}N_2 + A_{21}N_2 \quad (19)$$

bo'ladi va (16) ifodadan W_{12} va W_{21} larning qiymatlarini (19) ifodaga qo'yib, N_2/N_1 ga nisbatan tenglamani yechib, quyidagi

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{B_{12} \rho(\nu)}{A_{21} + B_{21} \rho(\nu)} \quad (19^*)$$

munosabatni olamiz.

Sakkizinchi formuladagi munosabatni e'tiborga olgan holda, (18) va (19*) formulalarni o'zaro tenglashtirib, moddaning termodynami muvozanat holatida elektromagnit nurlanishning spektridagi energiya zichligini ifodalovchi munosabatni olish mumkin, ya'ni

$$\rho(\nu) = \frac{A_{21}}{B_{21}} \left[\frac{g_1 B_{12}}{g_2 B_{21}} \exp\left(\frac{h\nu_0}{kT}\right) - 1 \right]^{-1} \quad (20)$$

A. Eynshteyn koeffitsiyentlarining o'zaro bog'liqligini aniqlash uchun (20) ifodani chegaraviy hollar uchun ko'rib chiqaylik. Moddaning harorati cheksiz ortganda uning elektromagnit nurlanishi energiyasining zichligi ham cheksiz ortishi kerak. (20) ifodaning surati chekli kattalik bo'lgani uchun $\rho(\nu)$ cheksizlikga faqat uning maxraji nolga intilgandagina teng bo'ladi, ya'ni $T \rightarrow \infty$ da $(h\nu_0/kT) \rightarrow 0$ va $\exp(h\nu_0/kT) \rightarrow 1$ shundan quyidagi

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

ifodani olamiz. Bu (21) ifoda shuni ko'rsatadiki, agar energetik sathlar aynimagan, ya'ni $g_2 = g_1$ bo'lsa, majburiy nurlanish va yutilish jarayonlarining ehtimolligi o'zaro teng. Ushbu (21) ifodani e'tiborga olib, $\rho(\nu)$ uchun formula quyidagi

$$\rho(\nu) = \frac{A_{21} g_2}{g_1 B_{12} [\exp(h\nu_0/kT) - 1]} \quad (22)$$

ko'rinishni oladi va bu formula tajribalarda tasdiqlangan (7)-ifodadagi Plank formulasiga zid kelmaydi.

Yuqori haroratlarda yoki katta to'lqin uzunliklarda (7)-ifodadagi Plank formulasi Reley-Jins (6)-formulasiga o'tadi va (22)-formula quyidagi

$$\rho(\nu) = \frac{A_{21} g_2 kT}{g_1 B_{12} h\nu} \quad (23)$$

ko'rinishni oladi. Yuqoridagi (21) ifodani e'tiborga olgan holda (6) va (23) formulalarni o'zaro solishtirib,

$$B_{12} = A_{21} \frac{c^3 g_2}{8\pi h\nu^3 g_1} \quad (24)$$

va

$$B_{21} = A_{21} \frac{c^3}{8\pi h\nu^3} \quad (25)$$

A.Eynshteyn ko'effitsiyentlarini o'zaro bog'lovchi formulalarni olamiz. A.Eynshteyn, Plankning kvant mexanikasi asoslariga tayangan holda, majburiy nurlanish jarayoni kiritish yo'li bilan tajribalarda olingan elektromagnit nurlanishning $\rho(\nu)$ spektral zichligining taqsimotini tushuntirib berdi. Ushbu holat A. Eynshteynning majburiy elektromagnit nurlanishlar (modda tomonidan elektromagnit kvantlarni majburiy chiqarilishi) gipotezasining to'g'riligining birinchi tasdig'i bo'ldi.

Zarralar to'plamining termodinamik muvozanat holatdagi nurlanishi, to'plamdagi har bir zarra uchun tashqi elektromagnit nurlanish bo'ladi. Shuning uchun yuqorida keltirib chiqarilgan ifodalar, kvant tizimning tashqi elektromagnit nurlanishi ta'siri uchun ham o'rinalidir. Zarraning elektromagnit kvant nurlanish berib, bir sathdan ikkinchisiga o'tishining to'la ehtimolligi

$$W_n = W_{21} + A_{21} = \left(\frac{8\pi h\nu^3}{c^3} + \rho(\nu) \right) B_{21} \quad (26)$$

Demak g'alayontirilgan zarraning spontan nurlanish chiqarish ehtimolligi, nurlanish chastotasining ($\sim \nu^3$) kubiga proporsional bo'lgani uchun, spontan va majburiy elektromagnit nurlanishlarning ahamiyati nurlanish spektrining turli

qismlarida turlicha bo'ladi. Elektromagnit nurlanishning chastotasi ortgan sari spontan nurlanishning miqdori ortib boradi. Nurlanish chastotasi kamaysa, ya'ni radiodiapazonda majburiy nurlanishlarning miqdori ortadi. Avval ko'rsatilgandek majburiy nurlanish jarayonida elektromagnit to'lqinining kuchayishi ham ro'y beradi. Bu jarayonni ro'y berish shartlarini ko'rib chiqaylik. Chastotasining qiymati ν_0 bo'lgan va $h\nu_0 = \varepsilon_2 - \varepsilon_1$ shartni qanoatlantiruvchi elektromagnit to'lqinining zarralari g'alayontirilgan ε_1 va ε_2 holatlarda joylashgan muhitdan o'tishini ko'raylik. Ushbu holatlardagi zarralarning konsentratsiyalari mos holda N_1 va N_2 bo'lsin. Fotonlar zarralar tomonidan yutilish jarayonida yo'q bo'lib, majburiy nurlanish jarayonida paydo bo'ladi, shuning uchun nur dastasidagi fotonlar zichligi uchun balans tenglamasi quyidagi

$$\frac{dn_\phi}{dt} = S \frac{dn_\phi}{dx} = \sigma_{21} S N_2 n_f - \sigma_{12} S N_1 n_f \quad (54)$$

ko'rinishda bo'ladi, yoki (51) ifodalarni e'tiborga olsak

$$\frac{dn_\phi}{dx} = \sigma_0 (N_2 g_1 - N_1 g_2) n_f = K n_f \quad (55)$$

energiya oqimining zichligi fotonlar n_f konsentratsiyasiga proporsional, ya'ni $I = h\nu n_f c$ ni e'tiborga olsak, nur dastasi intensivligining o'zgarishi quyidagi

$$\frac{dI}{dx} = \sigma_0 (N_2 g_1 - N_1 g_2) I = KI \quad (56)$$

ifoda bilan aniqlanadi.

$$K = \sigma_0 (N_2 g_1 - N_1 g_2) \quad (57)$$

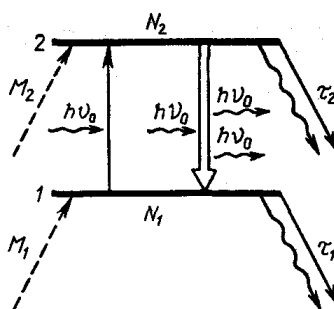
Ushbu kattalikni faol muhitning kuchaytirish koeffitsiyenti deyiladi. Agar $K > 0$ bo'lsa bunday muhitdan o'tgan nurlanishning intensivligi ortadi, aks holda, ya'ni $K < 0$ bo'lsa, nurlanish intensivligi kamayadi. Kuchaytirish koeffitsiyentining ishorasi $(N_2 g_1 - N_1 g_2)$ ifodaning ishorasi bilan belgilanadi va bunday ifodani muhitning inversiyasi deyiladi.

Agar $(N_2 g_1 - N_1 g_2) > 0$ bo'lsa muhitning kuchaytirish koeffitsiyenti musbat bo'ladi. Termodinimik muvozanatdagi muhitda zarralar sonining energetik sathlar bo'yicha taqsimoti Boltsman taqsimot qonuniga bo'ysunadi va har doim $N_2 < N_1$

dan shart bajariladi. Bu holda nurlanishning kuchayishi ro'y bermaydi. Aytish mumkinki, nurlanishning kuchayishi faqat termodinamik muvozanati buzilgan (yo'q bo'lgan) muhitda ro'y beradi. Ushbu $N_2 g_1 - N_1 g_2 > 0$ shartni qanoatlantiruvchi muhitni, invers bandlik hosil qilingan muhit deyiladi.

Muhitning kuchaytirish koeffitsiyenti qanday faktorlarga bog'liqligini aniqlaylik. Buning uchun ε_1 va ε_2 sathlardagi g'alayonlantirilgan zarralarning statsionar balans tenglamalarini ko'raylik. Umumiy holda kvant tizim bu ko'rsatilgan ikki sathlardan iborat bo'lmay, boshqa sathlar ham bo'ladi va majburiy o'tishlardan tashqari zarralarni turli-tuman g'alayonlantiruvchi, so'ndiruvchi jarayonlar (relaksatsiyali o'tishlar, spontan nurlanishlar) ham bo'ladi.

Ikki ε_1 va ε_2 sathli tizimning zarralar bilan to'ldirilishi va bo'shatilishining soddalashtirilgan jarayonini ko'raylik (2-rasm).



2-rasm. Energetik sathlarda invers bandlik hosil qilishdagi jarayonlar

G'alayonlantirilgan zarralarning barcha turdagi o'tishlari natijasida ε_1 va ε_2 sathlarni to'ldirilish tezligini mos ravishda M_1 va M_2 deb belgilaylik. G'alayonlantirilgan zarralarning majburiy nurlanishdan tashqari boshqa jarayonlarga bog'liq holdagi energetik sathlardan ketish tezliklarini mos ravishda, ularning shu sathlarda yashash vaqtlari τ_1 va τ_2 bilan tavsiflasa bo'ladi. Shunday qilib, katta quvvatli tashqi elektromagnit maydon ta'siri bo'lmaganda, ya'ni bu ikki energetik sathlardagi g'alayonlantirilgan zarralarning paydo bo'lishi va yo'qolishi majburiy nurlanish bilan bog'liq bo'lmagan holda, zarralarning balans tenglamalari quyidagi:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dN_1}{dt} &= M_1 - (N_1/\tau_1) = 0 \\ \frac{dN_2}{dt} &= M_2 - (N_2/\tau_2) = 0 \end{aligned} \right\} (58)$$

ko'rinishda bo'ladi. Ushbu tenglamalardan N_1 va N_2 larni (57) ifodaga qo'yib muhitning kuchaytirish ko'effitsiyentini aniqlashimiz mumkin. Ushbu holdagi muhitning kuchaytirish ko'effitsiyentini kam quvvatli signalning kuchaytirish ko'effitsiyenti (yoki to'yinmagan kuchaytirish ko'effitsiyenti) deyiladi. Bu holda uning ko'rinishi quyidagicha:

$$K_0 = \sigma_0 (M_2 \tau_2 g_1 - M_1 \tau_1 g_2) \quad (59)$$

bo'ladi. Ushbu tenglamadan ko'rinib turibdiki yuqori sathni zarralar bilan to'ldirish tezligi M_2 va shu sathdagi zarralarning yashash vaqti qanchalik katta bo'lsa, hamda quyi sathni zarralar bilan to'ldirish tezligi M_1 va shu sathdagi zarralarning yashash vaqti qanchalik kichik bo'lsa muhitning invers bandligi (kuchaytirish ko'effitsiyenti) shunchalik katta bo'lar ekan.

Kuchaytirilishi lozim bo'lgan elektromagnit nurlanishning intensivligi ortgan sari majburiy o'tishlarning ahamiyati ortib boradi va bu holda ushbu ikki sathli kvant sistemadagi zarralarning balans tenglamalari quyidagicha bo'ladi.

$$\left. \begin{aligned} \frac{dN_1}{dt} &= M_1 - (N_1/\tau_1) + n_f S \sigma_0 N_2 g_1 - n_f S \sigma_0 N_1 g_2 \\ \frac{dN_2}{dt} &= M_2 - (N_2/\tau_2) + n_f S \sigma_0 N_2 g_1 - n_f S \sigma_0 N_1 g_2 \end{aligned} \right\} (60)$$

Ushbu tenglamalar sistemasini yechib, kuchaytirish ko'effitsiyentini quyidagi

$$K = \frac{\sigma_0 (M_2 \tau_2 g_1 - M_1 \tau_1 g_2)}{1 + n_\phi c \sigma_0 (g_1 \tau_2 + g_2 \tau_1)} = \frac{K_0}{1 + n_\phi c \sigma_0 (g_1 \tau_2 + g_2 \tau_1)} \quad (61)$$

ifodani olamiz. Ushbu (61) ifodadan ko'rinib turibdiki, fotonlarning konsentratsiyasi ortgan sari K ning qiymati kamayib borar ekan. Kuchaytirish

koeffitsiyentining qiymati ikki marta kamaygandagi fotonlar to'yinish kotsentratsiyasi n_t deb olinadi. U holda

$$n_t = \frac{1}{c\sigma_0(g_1\tau_2 + g_2\tau_1)} \quad (62)$$

Shunga o'xshash n_t bilan quyidagi

$$I_t = ch\nu_0 n_t = \frac{h\nu_0}{\sigma_0(g_1\tau_2 + g_2\tau_1)} \quad (63)$$

ifoda bilan bog'langan nurlanishining to'yingan I_t intensivligi haqida gapirish mumkin. Ushbu n_t va I_t lar K_0 parametr kabi faol muhitning tavsiflovchi parametrlari bo'lib, nurlanish intensivligiga bog'liq emas. Agar $\tau_2 g_1 \gg \tau_1 g_2$ bo'lsa, ya'ni invers bandlik bo'lgan muhitda doim shunday bo'ladi. Shuning uchun $g_1=1$ deb olib, (62) ifodani quyidagi:

$$n_t \tau_0 s = 1/\tau_2 \quad (64)$$

ko'rinishda yozish mumkin.

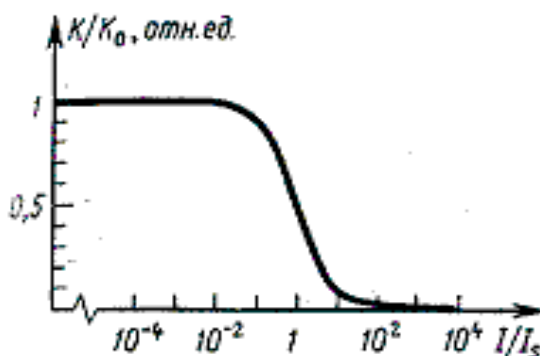
Fotonlar konsentratsiyasining va to'yingan intensivlikning fizik ma'nosi 64-ifoda tahlilidan malum bo'ladi. Shu ifodadagi $n_t \sigma_0 s$ fotonlar konsentratsiyasi n_t (yoki intensivligi I_t) bo'lgan rezonans nurlanish ta'siridagi g'alayonlantirilgan zarraning majburiy nurlanishining chastotasi bo'lib, fotonlar to'yinish n_t konsentratsiyasining va to'yinish I_t intensivligi shunday elektromagnit to'lqinga mos keladiki bu holda majburiy o'tishlarning ehtimolligi, boshqa turdagi (majburiy bo'lmagan) o'tishlar natijasidagi g'alayonlantirilgan zarralarning kamayishi ehtimoligiga teng bo'ladi.

Yuqoridagi (62) va (63) ifodalarni e'tiborga olib, (61) formulani quyidagi

$$K = \frac{K_0}{1 + n_\phi/n_T} = \frac{K_0}{1 + I/I_T} \quad (65)$$

ko'rinishga keltirish mumkin va (61) ifodadan yana shu narsa ko'rinib turibdiki rezonans nurlanish uchun qulay shartlar yuqori energetik sathni zarralar bilan to'ldirish tezligi va shu sathdagi zarralarning yashash vaqti katta bo'lib, quyi sath uchun ushbu kattaliklarning qiymatlari kichik bo'lgan hol uchun o'rinlidir. Kuchaytirish K koeffitsiyentining nurlanish intensivligiga bog'liqligi grafigi 3-

rasmda keltirilgan. Intensivlik I ning, to'yinish intensivligidan ortishi bilan muhitning kuchaytirish ko'effitsiyentining qiymati kamaya boshlaydi va $I \rightarrow \infty$ da $K=0$ bo'ladi. Bu holda faol muhitdagi majburiy nurlanish va yutilish jarayonlarining ehtimolliklari o'zaro tenglashib qoladi.



3-rasm. Faol muhitning kuchaytirish K ko'effitsiyentining tashqi nurlanish I intensivligiga bog'liqligi.

Biz turg'un invers bandlik hosil qilish shartlarini ko'rib chiqdik Endi kam quvvatli yoruglik nurlanishining kuchaytirish ko'effitsiyentini vaqt bo'yicha o'zgarishini quyidagi shartlar bajarilgan hollar uchun ko'rib chiqaylik, yani $t=0$ momentdan boshlab yuqori energetik sath M_2 doimiy tezlik bilan to'ldirila boshlansin va pastki sathda esa zarralar bo'lmasin (pastki sathdan zarralarning chiqib ketish tezligi cheksiz katta qiymatga ega bo'lsin). Ushbu holda yuqori sathning zarralar bilan to'ldirilganligini ushbu boshlang'ich $N_2=0$, $t=0$ shartlarga asosan quyidagi

$$dN_2/dt = M_2 - (N_2/\tau_2) \quad (66)$$

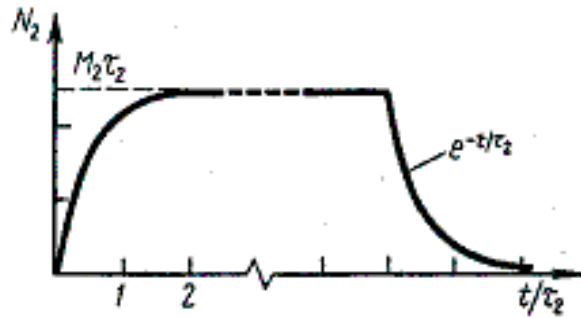
tenglama orqali aniqlasa bo'ladi. Bu tenglamaning yechimi quyidagicha

$$N_2 = M_2 \tau_2 e^{-(t/\tau_2)} (e^{t/\tau_2} - 1) \quad (67)$$

ko'rinishda bo'lib uning grafigi 4-rasmida ko'rsatilgan.

Boshlang'ich kichik vaqt oralig'ida ($t \ll \tau_2$) $N \cong M_2 t$ bo'lib, N_2 vaqt ortishi bilan chiziqli qonun asosida ortadi. Katta vaqtlar oralig'ida esa ($t \gg \tau_2$) exp

$(t/t_0) \gg 1$ bo'ladi va $N_2 \cong M_2 \tau_2$. Demak to'yinmagan kuchaytirishda kichik intensivlikdagi nurlanish uchun damlash jarayoni tugagan paytdan boshlab,



4-rasm. Yuqori energetik sathni invers to'ldirilganligini damlash bor va yo'q holatlarida vaqtga bog'liqligi.

invers bandlikning o'zgarishi quyidagi

$$\frac{dN_2}{dt} = -\frac{N_2}{\tau_2} \quad (68)$$

tenglama bilan ifodalanadi. Ushbu $N_2(t=0)=M_2 \tau_2$ boshlang'ich shartlar asosida (68) tenglamaning yechimi quyidagi

$$N_2 = M_2 \tau_2 \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \quad (69)$$

ko'rinishda bo'ladi, ya'ni damlash to'xtatilgan paytdan boshlab, yuqori energetik sathning invers to'ldirilganligi ushbu holatdagi zarralarning yashash vaqtiga bog'liq ravishda eksponentsial qonun bilan kamayadi. Agarda kuchaytirilayotgan nurlanishning intensivligi, to'yinish intensivligiga teng yoki undan katta bo'lsa, ya'ni $I \geq I_t$ bo'lsa, invers bandlikning kamayishi tezlashadi va

$$\tau_t^{-1} = \tau_2^{-1} + (I \sigma_{21} / h \nu_0) \quad (70)$$

munosabatni qanoatlantiruvchi τ_t vaqt bilan tavsiflanadi.

Ushbu $I \gg I_t$ shart bajarilganda (70) tenglamadagi ikkinchi had birinchi haddan katta bo'ladi va u

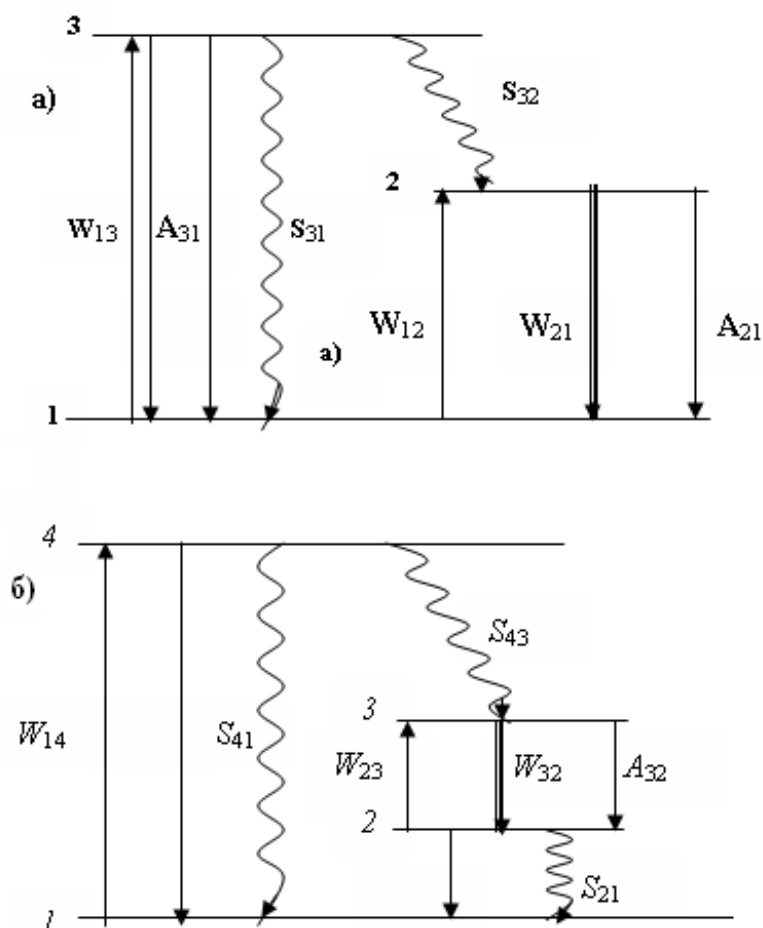
$$\tau_t \cong \tau_2 I_t / I \quad (71)$$

tenglama bilan ifodalanadi.

1.3. Invers bandlik hosil qilish usullari

Shu paytgacha biz muhitda invers bandlik hosil qilishda energetik sathlarni to'la tuzilishini e'tiborga olmagan va ulardagi zarralarning o'zgarishini energetik sathlarni zarralar bilan to'ldirish tezliklari M_1 va M_2 koeffitsiyentlarini kiritish yo'li bilan soddalashtirilgan holda ko'rgan edik.

Endi invers bandlik hosil qilishning aniq usullarini ko'rib chiqaylik. Shuni qayd qilish kerakki, ikki sathli tizimda, turg'un invers bandlik hosil qilish mumkin emas. Haqiqatdan ham yuqori sathga rezonans nurlanish yordamida zarralar chiqarilayotgan bo'lsa $N_2 g_1 = N_1 g_2$ bo'ladi va nurlanish jarayonlarining ehtimolliklari o'zaro tenglashadi hamda invers bandlik olish mumkin bo'lmay qoladi. Shunday hol yuqori energetik sathga zarralarni o'zaro to'qnashuv jarayonida chiqarilishida ro'y berishi mumkin (misol uchun elektronlar yoki atomlar bilan). Bu holda yuqori sathda zarralar soni ortgan sari, zarralarning boshqa zarralar bilan to'qnashuv natijasida pastki sathga tushib ketish ehtimolligi ham ortadi va Boltsman tenglamasi asosida belgilangan ($N_2 = N_0 \exp(-\varepsilon_2/kT)$) miqdordan ortmaydi. Bu zarralarning harorati har doim musbat bo'lgani uchun $N_2 < N_1$ shart bajariladi va invers bandlik hosil bo'lmaydi. Invers bandlik ushbu holda hosil bo'lishi uchun yuqori sathga zarralarning chiqarilishi va tushib ketishi jarayonlari turlicha bo'lishi kerak. Invers bandlik uchun ushbu tizimda kamida uchta energetik sath bo'lishi kerak. Bulardan biri asosiy sath bo'lishi kerak. Invers bandlikni hosil qilishning eng sodd usuli, ya'ni uch sathli tizim usuli 5(a)-rasmda keltirilgan. Invers bandlik



5-rasm. Uch (a) va to'rt (b) sathli kvant sistemada invers bandlik hosil qilish chizmasi.

metastabil 2 sath va asosiy sathlar orasida hosil qilinadi. Metastabil 2 sathni zarralar bilan to'ldirilishi 3 sathdan zarralarning nurlanishsiz relaksatsiya orqali 2 sathga S_{32} ehtimollik bilan o'tish natijasida hosil qilinadi. Ko'rilayotgan jarayonni soddalashtirish uchun boshqa nurlanishsiz o'tishlarni e'tiborga olmaylik. Bu hol olinayotgan natijalarga ta'sir etmaydi. Agarda 1 va 3 hamda 1 va 2 sathlar orasidagi to'g'ri va teskari o'tishlar va ehtimolliklarni mos ravishda W_{13} , S_{31} , W_{12} va W_{21} deb belgilasak, muvozanat holatida ushbu sathlardagi zarralarning balansini quyidagi

$$\left. \begin{aligned} \frac{dN_3}{dt} &= W_{13}N_1 - (W_{31} + A_{31} + S_{32})N_3 = 0 \\ \frac{dN_2}{dt} &= W_{12}N_1 - (A_{21} + W_{21})N_2 + S_{32}N_3 = 0 \end{aligned} \right\} \quad (72) \quad \text{va}$$

$$N_0=N_1+N_2+N_3 \quad (73)$$

ko'rinishlarda yozish mumkin. Bu yerda N_0 —faol zarralarning to'la konsentratsiyasi. N_1 , N_2 , N_3 lar – mos sathlardagi zarralarning konsentratsiyalari, A_{31} va A_{21} —spontan o'tishlarning ehtimolliklari. Yuqoridagi (72) va (73) tenglamalardan ko'rinib turibdiki, 1 va 2-sathlarning nisbiy to'ldirilganligi quyidagi

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{W_{13}(S_{32}/(W_{31} + A_{31} + S_{32})) + W_{12}}{A_{21} + W_{21}} \quad (74)$$

ifoda orqali aniqlanishi mumkin. Yuqori 2-sathning effektiv to'ldirilishi quyidagi

$$A_{31} \ll S_{32}, \quad W_{31} \ll S_{32} \quad (75)$$

shartlar bajarilgandagina ro'y berishi mumkin.

Bu holda (74) ifoda quyidagi

$$\frac{N_2}{N_1} \approx \frac{W_{13} + W_{12}}{A_{21} + W_{21}} \quad (76)$$

ko'rinishni oladi. Agar ushbu tenglikning har ikkala tomonidan 1-ni ayirsak, u holda

$$\frac{N_2 - N_1}{N_1} \approx \frac{W_{13} - A_{21}}{A_{21} + W_{21}} \quad (77)$$

Yuqoridagi aytilgan shartlar bajarilganda $N_3 \rightarrow 0$ va $N_1 + N_2 \approx N_0$ bo'ladi. 1 va 2 sathlar aynimagan bo'lsa ($W_{12} = W_{21}$), 1 sathning to'ldirilganligi

$$N_1 = \frac{N_0(A_{21} + W_{21})}{A_{21} + W_{13} + 2W_{12}} \quad (78)$$

kattalikga teng bo'ladi, N_1 ni (77) ifodaga qo'yib, o'zgartirishlarni amalga oshirsak

$$N_2 - N_1 = N_0 \frac{W_{13} - A_{21}}{A_{21} + W_{13} + 2W_{12}} \quad (79)$$

ifodani olamiz.

Bu formuladan ko'rinib turibdiki (75) shartlar bajarilsa, inversiya quyidagi

$$W_{13} > A_{21} \quad (80)$$

holda hosil bo'lar ekan, ya'ni 3 sathning to'ldirilish ehtimolligi 2 sathdan zarralarning spontan nurlanishli o'tish ehtimolligidan katta bo'lgandagina.

Ko'rib chiqilgan uch sathli tizimda lazerdagi faol zarra sifatida yoqut (rubin) kristalidagi xrom ionini keltirish mumkin.

Uch sathli tizimda invers bandlik hosil qilishning asosiy kamchiligi, bu juda ko'p zarralarning g'alayonlantirilishining (yuqori lazer sathga chiqarilishining) shartligidir. Haqiqatdan ham $N \approx N_1 + N_2$ bo'lib, invers bandligi $N_2 > N_1$ sharti bajarilishini quyidagi $N_0 - N_1 > N_1$ ko'rinishda yozsak, u holda

$$N_2 > \frac{N_0}{2} \quad (81)$$

kelib chiqadi.

Shunday qilib, uch sathli tizimda invers bandlik olish uchun yuqori lazer sathida barcha zarralarning yarmidan ko'prog'i joylashgan bo'lishi shart ekan. Ushbu shart g'alayonlantirish tezligiga, shu bilan birga damlash quvvatiga ham katta talablar qo'yadi.

Bu kamchiliklardan xoli va ko'p tarqalgan usullardan biri bu to'rt sathli sistema bo'lib, uning diagrammasi 6.b rasmda keltirilgan. Bunday energetik tizimda nurlanishning kuchayishi faol zarralarning 3 sathdan 2 sathga majburiy nurlanish berib o'tishida ro'y beradi. 3-sathni zarralar bilan to'ldirilishi 6.b. rasmda ko'rsatilgandek, zarralarning 4-sathdan 3-sathga nurlanishsiz o'tishlari natijasida ro'y beradi. 2-sathning zarralardan tezkorlik bilan bo'shatilishi esa undagi zarralarning nurlanishsiz 1-sathga o'tish orqali ro'y beradi. Bunday tizimda turg'un invers bandlik holatini hosil qilish sharti quyidagilardan

$$W_{23} > A_{32}, W_{32} < S_{43}, S_{21} > W_{32} \quad (82) \text{ iborat.}$$

Shunday qilib, pastki ishchi sath (ya'ni 2-sath) asosiy bo'lmagani uchun, invers banlik 2 va 3-sathlarning zarralar bilan nisbiy to'ldirilganligiga bog'liq bo'lmaydi, hamda uch sathli tizimga o'xshab, yuqori ishchi sath katta absalyut qiymatda to'ldirilgan bo'lishi shart emas. Ushbu shart muhitda invers bandlikni kichikroq damlash quvvatlarida ham olish imkonini beradi. Ushbu uslubga misol

qilib gazli lazerlardagi CO₂, CO molekulalarida, qattaq jism lazerlarida neodim ionida invers bandlik olishni va boshqalarni keltirish mumkin.

1.5. Kvant kuchaytirgichlar, optik kvant generatorlari va lazer rezonatorlari

Zarralarning majburiy o'tishlarida hosil bo'lgan nurlanishlarning yordamida elektromagnit to'liqinni faol (invers bandlikli) muhitdan o'tganda kogerent kuchaytiriladi. Ushbu kuchaytirgichlarning vazifasi undan o'tayotgan elektromagnit to'liqinning amplitudasini ortirishdan iborat bo'lsa, u holda kvant kuchaytirgich elektron kuchaytirgichlarga o'xshashdir.

Kvant kuchaytirgichlarda elektromagnit to'liqining amplitudasini yoki intensivligini oshirishdagi jarayonlarni va uning imkoniyatlarini aniqlash uchun K_0 va to'yinish intensivligi I_t bo'lgan faol muhitdan monoxramatik elektromagnit to'liqining o'tish jarayonini ko'raylik. Kuchaytirgichning kirishdagi elektromagnit to'liqinning intensivligini I_0 deb belgilaylik. Rezonans bo'lmagan yo'qotishlar nolga teng bo'lgan holda bunday muhitning dx qalinligini o'tgan to'liqin intensivligining o'zgarishi quyidagi tenglama bilan aniqlanishi mumkin:

$$dI(x)/dx = k(x) I(x) \quad (83)$$

Intensivlik I ning ortishi va K ning o'zgarish xarakterini bilgan holda (83) tenglamani boshqa ko'rinishda keltirish mumkin, ya'ni

$$(1 + I/I_t) dI/I = K_0 dx \quad (84)$$

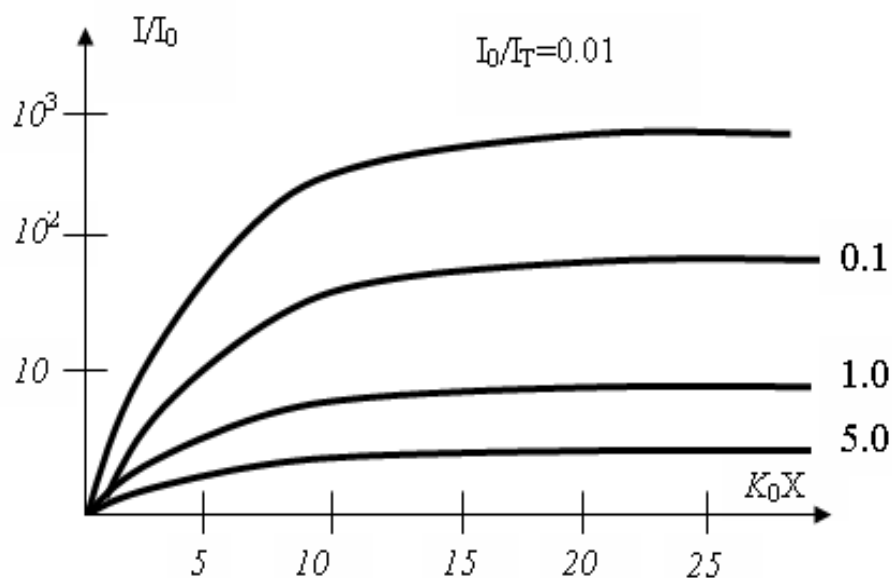
Ushbu ($x=0$ da $I=I_0$) chegaraviy shartni e'tiborga olib, (84) tenglamani integrallasak, muhitning kirishdagi elektromagnit to'liqinning intensivligi I_0 va x koordinatasidagi intensivligi (x) bilan bog'lovchi trantsendent tenglamani olamiz;

$$\ln(I/I_0) + (I/I_t) - (I_0/I_t) = K_0 x \quad (85)$$

Ushbu tenglamaning o'lchamsiz (I_0/I_t) parametrining turli o'zgarmas qiymatlarining yechimi 6-rasmda keltirilgan.

Ushbu 6-rasmdan va (85) tenglamadan ko'rinib turibdiki kuchaytirilayotgan elektromagnit to'liqinning kichik intensivliklarida, ya'ni ($I \ll I_t$, $I_0 \ll I_t$ shartlar bajarilganda va majburiy nurlanish jarayoni g'alayontirilgan sathdagi zarralar

soniga ta'sir ko'rsatmaganda) nurlanishning intensivligi faol muhitni o'tgan sari eksponentsial ravishda ortib boradi, ammo lekin majburiy o'tishlar ehtimolligini ($\sim I$) g'alayontirilgan sathni boshqa barcha jarayonlar asosida so'ndirilishi ehtimolligiga (I_t) nisbatiga bo'lgan damlash energiyasini kogerent nurlanishga aylantirish effektivligi kichik bo'ladi, hamda $\sim I/I_t$ miqdorni tashkil etadi. Ushbu I/I_t nisbatning miqdori ortgan sari majburiy nurlanishlar jarayoning ahamiyati ortib boradi va



6-rasm. Invers bandlik hosil qilingan muhitdan o'tayotgan elektromagnit to'lqin intensivligining o'zgarishi.

$I \gg I_t$ shart bajarilganda amaliy jihatdan damlash energiyasining ($\sim I/I_t$) qismi kogerent nurlanish energiyasiga aylantiriladi. Bu holda intensivlikning o'sish tezligi kamayadi va faqat faol muhitning tavsiflari bilan aniqlanadigan quyidagi

$$\Delta I / \Delta x = I_t K_0 \quad (86)$$

doimiy kattalikka intiladi.

Yuqorida ko'rib o'tilgan mavzularda biz nurlanishning faol muhitdan o'tishda rezonans bo'lmagan yo'qotishlarni e'tiborga olmadik. Birinchidan nurlanish dastasi tarqalish jarayonida difraktsiya natijasida ko'ndalang kesimi

bo'yicha kengayib boradi va faol muhitdan tashqariga chiqib ketadi. Buning natijasida energiyaning bir qismi yo'qotiladi.

Nurlanish dastasining ko'ndalang kesimi 2ω bo'lganda, uning tarqalishdagi yoyilish burchagi $\theta_\alpha = \lambda/2\omega$ kattalikni tashkil etadi. L masofani o'tgan nurlanish dastasining ko'ndalang kesimi bo'yicha radiusi $\theta_\alpha L$ miqdorga ortadi. Demak, qalinligi $\sim \theta_\alpha L$ va diametri $\sim 2\omega$ bo'lgan halqaga tushgan barcha nurlar faol muhitdan tashqariga chiqib ketadi. Ushbu yo'qotishlarning nisbiy kattaligi $\sim \lambda/\omega^2$ miqdorni tashkil etadi va infraqizil diapazondagi nurlanishlarda maksimal qiymatga erishadi. Ko'p ishlatiladigan lazer nurlanishlarda ($\omega \sim 1\text{sm}$ va $\lambda = 1\frac{1}{4}10\text{mkm}$) uchun ushbu yo'qotishlar $\sim (0,1\frac{1}{4}1)10^{-3} \text{ sm}^{-1}$ ni tashkil etadi. Bu degani 1m uzunlikdagi faol muhitni o'tishda nurlanishning difraktsiya natijasidagi yo'qotishlari $1\div 10\%$ oraliqda yotadi. Ikkinchidan kuchaytirgichlarda optik elementlar ham bo'lib, ularda nurlanish energiyasining bir qismi yo'qotiladi. Har bir optik elementda nurlanishning 1% qismi yo'qolishi mumkin.

Real faol muhit ideal bir jinsli muhit bo'lmaydi va nurlanish bunday muhitni o'tganda sochilish va refraktsiya natijasida o'z energiyasining bir qismini yo'qotishi mumkin. Ushbu yo'qotishlarning fizik mohiyatini ochib o'tirmay, ularni bir birlik uzunlikka to'g'ri kelgan umumiy $\beta_0[\text{sm}^{-1}]$ koeffitsiyent bilan belgilashimiz mumkin.

Ushbu yo'qotishlar birlik uzunlikdagi faol muhitni o'tgan nurlanishning $\beta_0 I$ qismni tashkil etadi va intensivlikka chiziqli bog'lanish bilan ortadi. Yuqorida aytib o'tilgandek intensivlik ortgan sari kogerent nurlanishning birlik uzunlikdagi faol muhitni o'tishdagi energiyasining ortishi susayib boradi va nihoyat $I_t K_0$ kattalikka tenglashib, o'zgarmay qoladi. Demak kogerent nurlanish faol muhitni o'tayotganda uning kuchayish va susayish jarayonlari o'zaro tenglashguncha intensivligi ortib boradi. Shundan so'ng kuchaytirilayotgan nurlanish intensivligi o'zgarmay qoladi va o'zining

$$I_{\max} = I_t K_0 / \beta_0 \quad (87)$$

maksimal qiymatiga erishadi.

Bundan tashqari lazer nurlanishi o'ta monoxromatik bo'lgani sababli, u kvant kuchaytirgichni o'tish jarayonida monoxromatiklik xususiyatini yanada yaxshilaydi. Bunga sabab, faol muhitning kuchaytirish koeffitsiyentining qiymati rezonans chastotada maksimalga ega bo'lishi va nurlanish spektrining markaziy qismi chetki qismlariga nisbatan ko'proq kuchaytirilishidir.

1.6. Optik kvant generatorlar

Kirishiga elektromagnit nurlanish beriladigan va uni kuchaytiradigan optik kuchaytirgichlardan farqli o'laroq, optik kvant generator, radiochastotalar diapazonidagi avtogeneratorlar kabi, optik diapazondagi kogerent elektromagnit nurlanishlarni hosil qiladi. Shuning uchun optik kvant generator yoki lazer, musbat teskari bog'lanishli qurilma bo'lib, majburiy nurlanishlar kogerent kuchaytirish orqali elektromagnit nurlanishni hosil qiladi.

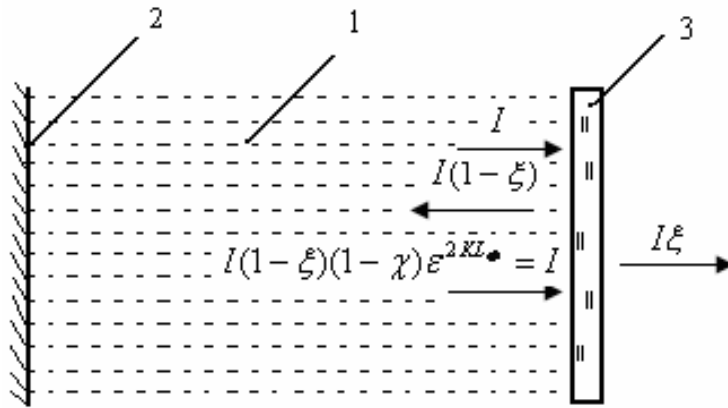
Elektromagnit nurlanishni olish uchun faol muhit yoki optik kuchaytirgich optik rezonator ichiga joylashtiriladi va unda faol muhit parametrlaridan kelib chiqqan holda turg'un elektromagnit to'lqinlar hosil qilinadi. Kuchaytiruvchi faol muhit va optik rezonatordan iborat bo'lgan lazerning chizmasi 7-rasmda berilgan.

Invers bandlikga ega ishchi 1 muhit undan o'tayotgan elektromagnit nurlanishni majburiy nurlanish hisobiga kuchaytiradi. Ikki o'zora parallel joylashgan biri to'la qaytaruvchi 2 biri esa yassi va qisman ξ o'tkazuv koeffitsiyentiga ega ko'zgulardan 3 iborat optik rezonator ichida nurlanish chastotalari kuchaytirish chizig'i kengligi ichida yotuvchi. elektromagnit to'lqinni hosil qiladi. Uning bir qismini chiqish ko'zgusi (3) orqali tashqariga chiqariladi.

Uzunligi L_f parametrlari K_0 I_t bo'lgan faol muhit ko'zgularining oralig'i L_r , o'tkazuvchanligi ξ , yo'qotishlar koeffitsiyenti $\chi \cong 2L_f\beta_0$ ga teng optik rezonator ichiga joylashtirilgan bo'lsin.

Lazerdagi generatsiyaning manbai bo'lib, g'alayonlantirilgan faol zarraning spontan nurlanishi xizmat qiladi. Spontan nurlanish faol muhit bo'ylab tarqalganda, g'alayonlantirilgan zarralar bilan ta'sirlashishi natijasida ularni majburiy

(kogerent) nurlanish berdiradi va bu jarayonda elektromagnit nurlanishning kogerent kuchaytirilishi ro'y beradi. Chegaralangan o'lchamga ega faol muhit va optik rezonator ko'zgulari oralig'ida optik o'q bo'ylab tarqalayotgan nurlanishlar maksimal darajada kuchaytiriladi. Bu holda, elektromagnit nurlanishning faol muhitni bir marta o'tishidagi kuchayishi



7-rasm. Optik kvant generator-lazerning printsipal chizmasi.

$e^{2K_0L_f}$ ni tashkil etadi va bu kuchayish chiqish koeffitsiyenti ξ bo'lgan ko'zgudagi hamda optik rezonator ichidagi χ yo'qotishlardan katta bo'lsa, optik rezonator ichida elektromagnit maydonning tebra-nishlari paydo bo'lib, turg'un holat vujudga keladi. Bu holdagi K_{ch} kuchaytirish koeffitsiyenti chegaraviy kuchaytirish koeffitsiyenti deyiladi va u quyidagi

$$e^{2K_{ch}L_f}(1-\chi)(1-\xi)=1 \quad (88)$$

munosabat bilan aniqlanadi. Uning qiymati $\chi\xi \ll 1$ shart bajarilganda

$$K_{ch} = \frac{1}{2L_{\phi}} \ln \frac{1}{1-\chi-\xi} \quad (89)$$

miqdorga teng bo'ladi.

Bu yerda shuni ta'kidlash lozimki, chegaraviy K_{ch} kuchaytirish koeffitsiyenti, faol muhitning kuchaytirishni xarakterlovchi K_0 koeffitsiyentdan farqli o'laroq, real holatdan kelib chiqqan holda turg'un generatsiya shartlarini belgilaydi va optik rezonatorning xarakteristikasi bo'lib xizmat qiladi.

Shunday qilib, faol muhitning kuchaytirish ko'effitsiyenti K_0 chegaraviy kuchaytirish K_{Ch} ko'effitsiyentidan katta bo'lsa, lazerda turg'un generatsiya boshlanadi va u kogerent elektromagnit tebra-nishlarni tarqata boshlaydi.

Lazerdan chiqayotgan nurlanish intensivligi optik rezonator ichida chiqish ko'zgusi tomon tarqalayotgan fotonlar zichligi chiqish ko'zgusining o'tkazish ko'effitsiyentiga bog'liq bo'ladi va quyidagi

$$I = h\nu_0 n_p c \xi / 2 \quad (90)$$

ifoda bilan aniqlanadi.

Nurlanish I intensivligini (5) va faol muhitning kuchaytirishi K ko'effitsiyentini (65) fotonlar zichligi bilan bog'lovchi ifodalarni e'tiborga olib, (90) ifodani quyidagi

$$I = \frac{I_T \cdot \xi}{2} \left(\frac{K_0}{K} - 1 \right)$$

ko'rinishiga keltirish mumkin. Faol muhitning turg'un holatdagi K kuchaytirish ko'effitsiyentini chegaraviy kuchaytirish K_R ko'effitsiyentiga teng bo'ladi va (89) ifodani e'tiborga olsak quyidagi

$$I = \frac{I_T \cdot \xi}{2} \left[\frac{2K_0 L_\phi}{\ln(1 - \chi - \xi)^{-1}} - 1 \right] \quad (91)$$

ifodani olamiz.

Quyidagi $2K_{Ch}L_f$ ifodaning kichik qiymatlarida (ya'ni $yexr2K_{Ch}L_f \approx 1 + 2K_{Ch}L_f$ bo'lganda) (91) formula soddalashadi va quyidagi

$$I = \frac{I_T \xi}{2} \left(\frac{2K_0 L_\phi}{\xi + \lambda} - 1 \right) \quad (92)$$

ko'rinishga keladi.

Yuqoridagi (91) va (92) ifodalardan ko'rinish turibdiki, ξ ($\xi \ll \chi$) kattalikning kichik qiymatlarida lazerdan chiqayotgan nurlanishning intensivligi chiqish ko'zgusining o'tkazish ko'effitsiyenti ortgan sari chiziqli ravishda o'sib boradi va ξ kattalikning ($\xi \gg \chi$) shartni bajargan qiymatlarida esa ξ ning qiymati ortgan sari kamayib boradi. Shunday qilib, lazer nurlanishining quvvati nuqtai nazardan chiqish ko'zgusini o'tkazish ξ ko'effitsiyentining optimal ξ_{opt} qiymati bor va bu

qiymatda lazerdan chiqayotgan nurlanishining quvvati maksimal bo'ladi. Umumiy holda ξ_{opt} ning qiymati raqamli usulda hisoblab topiladi. Xususan kuchaytirish kuchsiz bo'lganda, ya'ni $2K_{ch}L_f \ll 1$ va $\exp(2K_r L_f) \cong 1 + 2K_{ch}L_f$ da ξ_{opt} ning qiymati hisoblab topish uchun analitik ifoda olish mumkin. Buning uchun $vI/v\xi$ ni nolga tenglaymiz va quyidagi

$$\xi_{onm}^2 + 2\chi\xi_{onm} + \chi(\chi - 2K_0L_\phi) = 0$$

kvadratik tenglamani yechib chiqish ko'zgusini optimal o'tkazish koefitsiyentini aniqlashimiz mumkin.

Optik rezonator chiqish ko'zgusining optimal o'tkazish koefitsiyenti

$$\xi_{onm} \approx \sqrt{2K_0L_\phi\chi} - \chi \quad (93)$$

ifoda orqali aniqlanadi.

1.7. Rezonatorlar

Lazerlarning rezonatorlari optik tizim bo'lib, turg'un elektromagnit to'lqin hosil qilish hamda ishchi muhitdagi g'alayonlantirilgan zarralarning majburiy nurlanish berish jarayonining effektivligini oshirish uchun zarur bo'lgan yuqori intensivlikdagi nurlanish olish hamda elektromagnit to'lqinni kogerent kuchaytirish imkonini beradi. Lazerlardagi optik rezonatorlar tizimdagi nurlanish kvantining yashash vaqtini uzaytirishdan tashqari zarralarning majburiy nurlanish berib sathdan sathga o'tish ehtimolligini oshiradi hamda nurlanishning tavsiflarini belgilaydi.

Radioto'lqinlar diapazonida to'lqin uzunlikning o'lchami elektromagnit tebranishlar hosil qiluvchi parametrlari mujas-samlangan tebranish konturining o'lchamlaridan ko'plab marta katta bo'lib, bunday klassik sistema atrofga elektromagnit to'lqinni izotrop ravishda tarqatadi. Infraqizil va yorug'lik diapazonida nurlanishning to'lqin uzunligi optik rezonator o'lchamlaridan ko'plab marta kichik bo'ladi. Bu holda optik rezonator nurlanishning chastotasidan tashqari uning fazaviy tavsiflarini ham belgilaydi.

$$\frac{10^8}{10^3} M = K = 10^8 \frac{M}{c} \lambda = 10^5 M \qquad \lambda = cT = 10^8 \frac{M}{c} \cdot \frac{1}{\nu}$$

Eng sodda optik rezonator sifatida Fabri-Pero rezonatorini ko'rsatish mumkin. Fabri-Pero rezonatori ikki yassi o'zaro parallel ko'zgulardan iborat bo'lib, ko'zgular bir biridan L_p masofada joylashgan. Fabri-Pero rezonatoridan difraktsiya natijasida elektromagnit to'lqin energiyasi yo'qolishi sababli texnologik, ya'ni uzluksiz ish holatida, katta quvvatga ega bo'lgan lazerlarda deyarli ishlatilmaydi: Texnologik lazerlarda ko'p hollarda bir yoki ikki sferik aks ettiruvchi ko'zgulardan foydalaniladi. Ushbu optik rezonatorlarning xususiyatlari nomuvozanatli sferik ko'zgular R egrilik radiuslarining ishorasi va kattaligiga, hamda ko'zgular oralig'idagi L_p masofaga bog'liq bo'ladi.

Muvozanatli optik rezonatorlarda elektromagnit maydonning taqsimoti nurlanishning ko'zgulardan ko'p marta aks etishi natijasida tashkillashadi va turg'un holatga ega bo'ladi. Geometrik optika elektromagnit to'lqinning ko'zgulardan ko'p martalab aks etishda nurlanish energiyasi optik rezonator o'qiga nisbatan ko'ndalang yo'nalishda tarqalib, optik rezonator tashqarisiga chiqib ketmaydi. Optik rezonatoridan elektromagnit to'lqin energiyasi, ko'zgularning qisman o'tkazuvchanligi natijasida ko'zgularning o'zidan tashqariga chiqishi mumkin. Agarda optik rezonatorida energiya yo'qolishlari bo'lmasa, ya'ni $\xi=\chi=0$ shart bajarilsa elektromagnit to'lqin optik rezonator ichida cheksiz uzoq vaqt tebranib turishi mumkin. Nomuvozanatli optik rezonatorlarda yorug'lik dastalari (ya'ni elektromagnit to'lqin) ko'zgulardan ketma-ket aks etishlar natijasida optik ko'zgular markazidan ko'ndalang yo'nalishda ularning chetki qismiga siljib boradi va optik rezonatoridan chiqib ketadi.

Optik rezonator hususiyatlarini va hosil bo'layotgan nurlanish tavsiflarini to'lqin yoki geometrik optika nuqtai nazarlar asosida talqin etish mumkin. Ushbu talqinlarning chegaraviy shartlari sifatida Frenel sonlaridan foydalanish ma'qul, ya'ni

$$N_F = a^2 / \lambda L \qquad (94)$$

Bu yerda a va L -optik rezonator ichida tarqalayotgan nur dastasining ko'ndalang kesimini va uzunligini tavsiflovchi parametrlar. Agar $N_f > 1$ shart bajarilsa geometrik optik qonunlaridan foydalaniladi. Agar $N_f \leq 1$ shart bajarilsa elektromagnit nurlanishning to'liq xususiyatlarini e'tiborga olish kerak. Geometrik optika nuqtai nazardan optik rezonatorning muvozanatli holatining sharti quyidagi

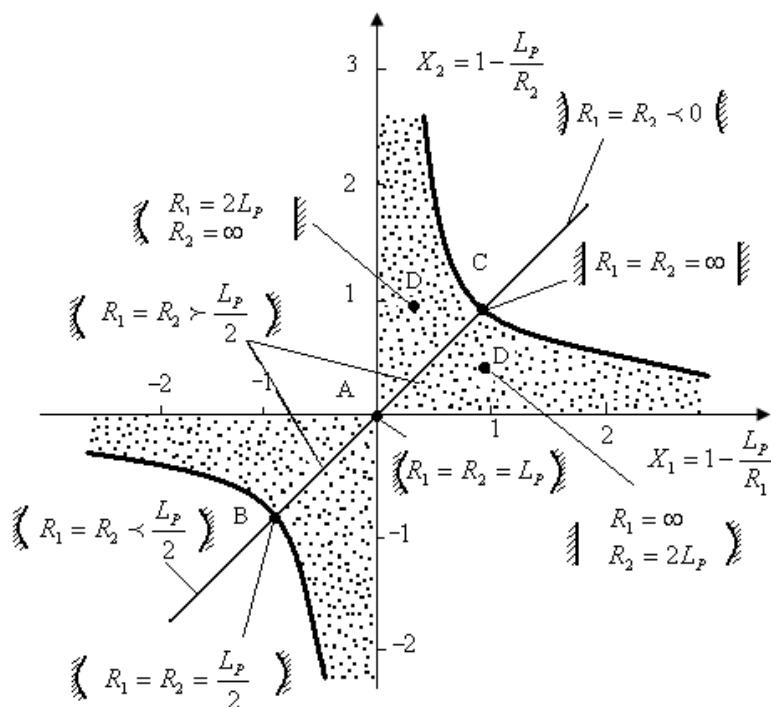
$$0 < \left(1 - \frac{L_R}{R_1}\right) \left(1 - \frac{L_R}{R_2}\right) < 1 \quad (95)$$

ko'rinishda bo'ladi.

Ushbu (95) ifodadagi L_R -ko'zgular orasidagi masofa doimo musbat bo'lib, R_1 va R_2 lar botiq yuzali ko'zgular uchun musbat, qavariq yuzali ko'zgular uchun manfiy qiymatlarni qabul qiladi.

Optik rezonatorning L_R , R_1 va R_2 parametrlarining muvo-zanatli yoki nomuvozanatli holatlariga tegishli qiymatlarining sohalari 9-rasmdagi diagrammada keltirilgan. Quyidagi $X_1 = 1 - L_R/R_1$, $X_2 = 1 - L_R/R_2$ koordinatalar sistemasidagi nuqtalar bilan to'ldirilgan soha muvozanatli optik rezonator sohasi bo'lib, geperbola chizig'i va koordinata o'qlari bilan chegaralangan.

Ushbu diagrammadagi o'ziga xos nuqtalarning va sohalarning xususiyatlarini to'laroq ko'rib chiqaylik. Birinchi navbatda simmetrik optik rezonator da ko'zgularning radiuslari o'zaro teng bo'lib, $x_1 = x_2$ o'qda yotuvchi juda ko'p nuqtalar to'g'ri keladi. Markaziy A ($x_1 = x_2 = 0$) nuqta uchun $R_1 = R_2 = L_R$ shart bajarilib, bunday hol simmetrik konfokal rezonator ga to'g'ri keladi. Ushbu rezonator ko'zgularning fokal nuqtalari o'zaro mos bo'lib, ko'zgular oralig'i-ning o'rtasida yotadi, ya'ni $F_1 = F_2 = 4R/2$ koordinatalari $x_1 = x_2 = -1$ bo'lgan V nuqtada simmetrik muvozanatli optik rezonator maksimal uzunligini chegaralaydi. Bunga ($F_1 = F_2 = 4R/2$) shartni bajaruvchi kontsentrik optik rezonator mos keladi. Koordinatalari $x_1 = x_2 = 1$ bo'lgan S nuqta yassi optik rezonator ni ($R_1 = R_2 = \infty$) tavsiflaydi. Botiq ko'zguli simmetrik optik rezonator ga VAS to'g'ri chiziqda yotuvchi va $x_1 = x_2 > 1$ shartni bajaruvchi ko'plab nuqtalar mos keladi.



8-rasm. Optik rezonatorning turg'unlik diagrammasi.

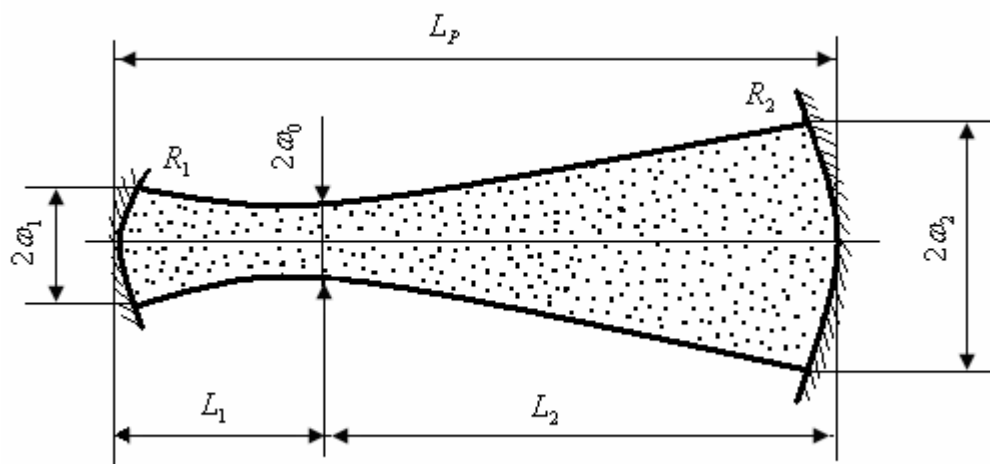
Oldin aytilgandek, muvozanatli optik rezonatorlar ichida elektromagnit to'liqning intensivlik bo'yicha turg'un taqsimoti vujudga keladi. Umumiy holda muvozanatli optik rezonator hajmida nurlanishning intensivligi notekis taqsimotga ega. Bu taqsimot 9-rasmdagi optik rezonator chizmasida nuqtalar bilan belgilangan, ya'ni kaustika degan sohada joylashgan. Ushbu kaustika-ning optik rezonator ko'zgularidagi ω_1 va ω_2 lar radiuslari. Hamda uning kaustikadagi eng tor joydagi radiusi ω_0 nurlanishning to'liq uzunligi va rezonator parametrlari (R_1 , R_2 , L_R) bilan aniqlanadi. Rezonatorning asosiy tur tebranishlari uchun shu parametrlarni quyidagi

$$\omega_1^4 = \left(\frac{\lambda R_1}{\pi} \right)^2 \frac{(R_2 - L_R)L_R}{(R_1 - L_R)(R_1 + R_2 - L_R)} \quad (96)$$

$$\omega_2^4 = \left(\frac{\lambda R_2}{\pi} \right)^2 \frac{(R_1 - L_R)L_R}{(R_2 - L_R)(R_1 + R_2 - L_R)} \quad (96)$$

$$\omega_0^4 = \left(\frac{\lambda}{\pi} \right)^2 \frac{L_R(R_1 - L_R)(R_2 - L_R)(R_1 + R_2 - L_R)}{(R_1 + R_2 - 2L_R)^2} \quad (96)$$

ifodalari orqali aniqlanishi mumkin.



9-rasm. Optik rezonator turg'unligining asosiy parametrlari.

Kaustikaning eng tor joyidan ko'zgulargacha bo'lgan masofalar quyidagi

$$L_1 = L_R(R_1 - L_R)/(R_1 + R_2 - 2L_R) \quad (97)$$

$$L_2 = L_R(R_2 - L_R)/(R_1 + R_2 - 2L_R)$$

ifodalar orqali aniqlanishi mumkin. Kaustikaning shakli optik rezonatorning geometrik parametrlariga bog'liq. Uning ba'zi shakllari 10-rasmida keltirilgan. Konfokol optik rezonator uchun

$$L_1 = L_2 = L_R/2 \quad (98)$$

Shart bajarilib, nurlanishning Gauss dastasi uchun

$$\omega_0 = \left(\frac{\lambda L_R}{4\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (99)$$

ifoda o'rinli bo'ladi.

-

10-rasm. Ba'zi optik rezonatorlardagi kaustika shakllari.

Kaustikaning $\omega(x)$ kesimi ushbu holda quyidagi

$$\omega^2 = \omega_0^2 + \left(\frac{x\lambda}{2\pi\omega_0} \right)^2 \quad (100)$$

tenglama bilan belgilanadi va x masofa kaustikaning eng tor joyidan ko'zgular tomoniga qarab hisoblanadi. Bu holda ko'zgu sirtida nurlanish egallagan sohaning ($x=L_R/2$) o'lchami quyidagi

$$\omega_1 = \omega_2 = \sqrt{2\omega_0^2} = \left(\frac{L_R \lambda}{2\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (101)$$

ifoda bilan aniqlanishi mumkin.

Turg'un optik rezonatorlar ichida eng ko'p tarqalgani, bu yarim konfokal rezonatorlardir. Bu rezonatorning bir ko'zgusi yassi ($R_2=\infty$) bo'lib, ikkinchisining egrilik radiusi $R_1=2L_r$ ga teng va fokusi yassi ko'zguning sirtida yotadi. Bu optik rezonator uchun $x_1, x_2=1/2$ shart bajariladi. Yarim konfokal rezonator simmetrik konfokal rezonatorning yarmini tashkil etadi. Simmetrik konfokal rezonator esa egrilik radiuslari $R_1=R_2=2L_r$ va oralaridagi masofa $2L_r$ ga teng bo'lgan ikki ko'zgulardan tashkil topgan. Bu turdagi, ya'ni yarim konfokal rezonatorning ko'p qo'llanilishiga sabab, nurlanish yassi ko'zgusi tomonidan chiqariladi va bu holda nurlanishning to'lqin fronti yassi bo'ladi. Bundan tashqari rezonator ichiga yassi shaffof plastina kiritib, lazer nurlanishini olish mumkin. Agarda optik rezonator sifatida metal ko'zgular ishlatilsa, lazer nurlanishi ushbu ko'zgulardan birida joylashgan bir yoki bir necha teshiklar orqali chiqarib olinishi mumkin.

Muvozanatli optik rezonatorni ishlatish oson. U osongina sozlanadi. Uning sferik ko'zgularini tayyorlash va nazorat qilish oson. Shuning uchun bunday optik rezonatorlar kichik va o'rta quvvatli ($P_1 \leq 1 \text{ kVt}$) lazerlarda asosan ishlatiladi. Muvozanatli optik rezonatorlarning kamchiliklariga quyidagilarni kiritish mumkin:

1) optik rezonator kaustika shakl va hajmining faol muhit shakli va hajmi bilan mos kelmasligi. Buning oqibatida lazerning foydali ish ko'effitsiyenti kamayishiga va lazer o'lchamlarining ortishiga olib keladi.

2) optik rezonator va faol muhitni chegaralovchi optik materiallarni katta intensivliklardagi nurlanishlarga chidam-sizligi tufayli katta quvvatli lazerlarda turg'un optik rezonatorlardan foydalanib bo'lmaydi.

Shuning uchun keyingi vaqtlarda katta quvvatli lazerlarda turg'un bo'lmagan sferik metall ko'zguli optik rezonatorlar ishlatil-moqda. Bunday optik

rezonatoridan parallel nurlar dastasini olish mumkin. Bunday optik rezonator chizmasi 11-rasmda keltirilgan.

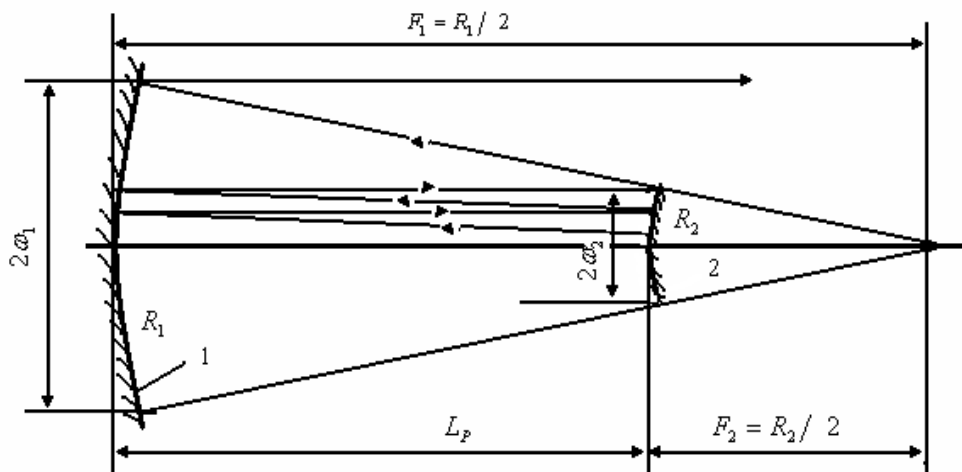
Bu optik rezonator ikki metal ko'zgulardan iborat bo'lib, biri egrilik radiusi R_1 bo'lgan botiq ko'zgu ikkinchisi egrilik radiusi R_2 bo'lgan qavariq ko'zgudan iborat.

Ushbu optik rezonatorning konfokalligi quyidagi

$$R_1 - R_2 = 2L_R \quad (102)$$

shart bajarilganda hosil bo'ladi.

Nomuvozanatli optik rezonatorli lazerlarda generatsiya optik rezonator o'qi sohasida ro'y beradi. Ushbu sohani tashlab chiqayotgan lazer nurlanishi ko'zgulardan ko'p martalab aks etishda kuchayadi va



10-rasm. Nomuvozanatli rezonatorning asosiy parametrlari va nurlarning tarqalish yo'nalishilari.

optik rezonator o'qi sohasidan uning chetki sohasiga qarab siljiydi. Bu holda nurlanishning optik rezonator oralig'ini bir marta o'tishidagi nisbiy siljishiga optik rezonatorning kattalash-tirilishi deyiladi va $M = \omega_1/\omega_2$ ko'rinishda ifodalanadi. Optik rezonatorning kattalash-tirishini 11-rasmdan foydalanib, uning egrilik radiuslari R_1 va R_2 lar orqali ifodalash mumkin. Bu holda

$$M = R_1/R_2 \quad (103)$$

deb yozish mumkin.

Generatsiya paydo bo'layotgan markaziy sohaning o'lchamlarini aniqlash uchun quyidagicha fikr yuritish mumkin. Optik rezonatorning chiqish ko'zgusi tomonidan uning optik o'qiga parallel nurlar dastasini kiritaylik. Bu nurlar dastasi geometrik optika nuqtai nazardan ko'zgular orasidan ko'p marta aks etib, uning bosh optik o'qiga yaqinlashadi va shu yerda yig'iladi. nurlar dastasining bunday torayib yig'ilishi, ma'lum bir ω^* chegaraviy radiusgacha bo'ladi. Undan so'ng difraksion yoyilish natijasida o'zgarmay qoladi. Ayni shu o'lcham kogerent nurlanish paydo bo'lish chegaralarini belgilaydi. Kogerent nurlanish paydo bo'lishi ω^* sohasining o'lchamini aniqlash uchun nur dastasining optik rezonatorida markaziy o'q tomon siljishini ya'ni, $\omega^* \left(1 - \frac{1}{M}\right)$ ni shu o'tishdagi difraksion yoyilishning o'rtacha qiymatiga nisbatini topish, ya'ni $2\lambda L_R / \omega^* \left(1 + \frac{1}{M}\right)$ ga tenglashtirib aniqlasa bo'ladi. Bu holda ω^* ning kattaligi quyidagi

$$\omega^* \approx \sqrt{\frac{2\lambda L_p}{\left(1 - \frac{1}{M^2}\right)}} \quad (104)$$

ifoda orqali aniqlanadi. Ushbu sohaning o'lchami nisbatan katta qiymatga ega. Masalan; SO_2 lazer uchun ($\lambda=10^{-3}$ sm) va $L_p \geq 1\text{m}$ bo'lganda, $\omega^* \geq 0,4$ sm ni tashkil etadi. Bu holdan foydalanib, shu turdagi optik rezonatorlarga ega SO_2 lazerni amaliyotda sozlash mumkin. Buning uchun ko'zgulardan birida parmalab teshik ochiladi va shu teshik orqali qizil rangli sozlovchi lazerning nurlanishi kiritiladi va optik rezonatorning chiqishida yorqinligi bir tekis bo'lgan halqa hosil qilinadi.

Turg'un optik rezonatoridan farqli ravishda, turg'un bo'lmagan optik rezonatorning shaffofligi chiqish ko'zgusining shaffofligi bilan emas, uning geometrik xususiyatlari bilan belgilanadi va halqasimon ko'rinishdagi chiqish nurlanishining yuzasini optik rezonator ichida nurlanish egallagan yuzaning o'lchamiga nisbati bilan belgilanadi, ya'ni

$$\xi = 1 - \left(\frac{\omega_2}{\omega_1}\right)^2 = 1 - \frac{1}{M^2} \quad (105)$$

Optik rezonatorning konfokallik (102) sharti (103) va (105) ifodalar bilan birgalikda turg'un bo'lmagan optik rezonatorning geometrik o'lchamlarini belgilaydi.

Optik rezonatordagi nurlanishning tarqalishida geometrik kengayish ro'y beradi. Buning natijasida nurlanishning intensivligi M^2 marta kamayadi. Ammo (88) va (105) ifodalarga asosan optik rezonator ichidagi yo'qotishlar ($\chi=0$) nolga teng bo'lib, nurlanishning rezonatorni bir martta o'tishidagi kuchayishi ham M^2 ni tashkil etadi. Shunday qilib, turg'un bo'lmagan optik rezonator hajmi bir tekis taqsimlangandagi intensivlikdagi nurlanish bilan to'ldirilgan bo'lib, faol muhit to'laligicha foydalaniladi. Buning ustiga ko'zgular metallardan bo'lgani uchun ular juda katta energiyalarda ham o'z xususiyatlarini o'zgartirmaydilar. Shuning uchun turg'un bo'lmagan optik rezonator o'ta yuqori quvvatli lazerlarda ishlatiladi.

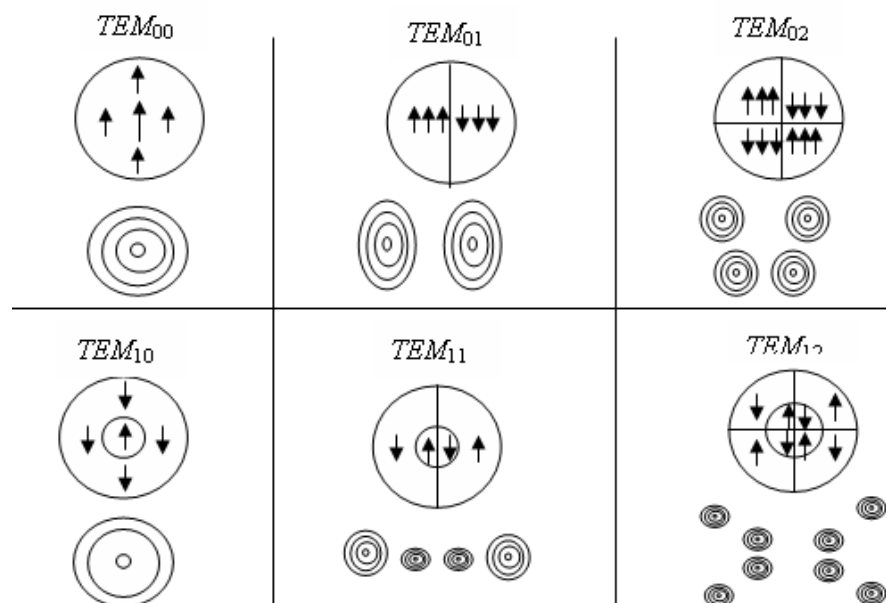
Har qanday rezonator kabi, optik rezonatorda ham turli tebranishlar to'plami bo'ladi. Optik rezonator ichida elektromagnit to'lqinlar maydonlarining ma'lum turg'un taqsimotiga ega bo'lgan elektromagnit tebranishlariga moda deb aytiladi. Optik rezonator ichidagi nurlanishning modali tarkibi hosil qilinayotgan kogerent nurlanish dastasining spektral hamda fazoviy xususiyatlarini belgilaydi.

Optik rezonator ichidagi elektromagnit maydonlarning turli tebranishlari modalarni haraktarlovchi q , m , n sonlar bilan belgilash mumkin. Bu sonlar elektromagnit to'lqinlarning turini belgilaydi (misol uchun TEM q , m , n). Optik rezonator ichidagi turg'un elektromagnit to'lqin bo'ylama (optik o'q bo'ylab) modaga, shuningdek ko'ndalang (optik o'qga ko'ndalang) modali taqsimot tuzilmasiga ega. Elektromagnit maydonning bo'ylama taqsimoti q soni belgilanadi va bo'ylama tebranishlar modalari deyiladi. Bo'ylama modali holatda elektromagnit maydonning tugunlari optik ko'zgu sirtida joylashadi va shuning uchun q soni quyidagi

$$q=(2L_R/\lambda) \quad \text{yoki} \quad q\lambda/2=L_R \quad (106)$$

shartni qoniqtirishi kerak. Real holatlarda q katta qiymatlarga ega bo'ladi. Misol uchun SO_2 lazerning tipik holatlarida ($\lambda=10^{-3}$ sm, $L_p \sim 10^2$ sm) $q \approx 2 \cdot 10^5$. Turli

bo'ylama modalarga mos elektromagnit maydonlar optik rezonator ko'zgularida intensivlik bo'yicha bir



11-rasm. Turg'un yarim konfokal optik rezonatorning chiqish ko'zgusidagi elektr maydonning sifatii taqsimotining ko'rinishi.

xil ko'rinishdagi ko'ndalang taqsimotga ega bo'lib, faqat chastotalari bilan farq qiladi. ilmiy va o'quv jarayoniga tegishli adabiyotlarda ko'pincha bo'ylama modalar indeksi qo'yilmaydi.(misol uchun $TEM_{m, n}$ deb yoziladi.) Elektromagnit maydonning ko'ndalang taqsimot strukturasi elektr maydonning radiusi va burchak tugunlari bilan tavsiflanadi m hamda n sonlari bilan belgilanadi. Agar optik rezonator tsilindrik shaklda bo'lsa, m soni maydon tugunlarining rezonator radiusi bo'yicha, n raqami esa uning yarim parametridagi tugunlar sonini bildiradi. Turg'un yarim konfokal optik rezonatorning chiqish ko'zgusidagi elektr maydonning sifatii taqsimotining ko'rinishi 12-rasmda keltirilgan.

1.6 Lazer nurining monoxromatikligi, kogerentligi va qutblanganligi

Lazer nurlanishining monoxromatikligi deb, lazerning tor to'liq uzunliklar yoki chastotalar oralig'ida nurlanish berish qobiliyatiga aytiladi va u $\Delta\nu/\nu_0$ kattalik bilan aniqlanadi. Lazer nurlanishi spektrining eni, avvalam bor lazer nechta nurlanish chizig'ida generatsiya berishi bilan aniqlanadi. Lazerning nurlanish chizig'ida generatsiya berishi esa optik rezonator ichida joylashgan faol muhitning kuchaytirish konturining eni $\Delta\nu_e$ va optik rezonator parametrlari bilan belgilanadi. Shuning uchun faol muhit kuchaytirish konturining ichida optik rezonatorning chastotalari joylashgan bo'lishi mumkin. Chastotalarning soni quyidagi

$$\frac{q\lambda}{2} = L_R \quad (107)$$

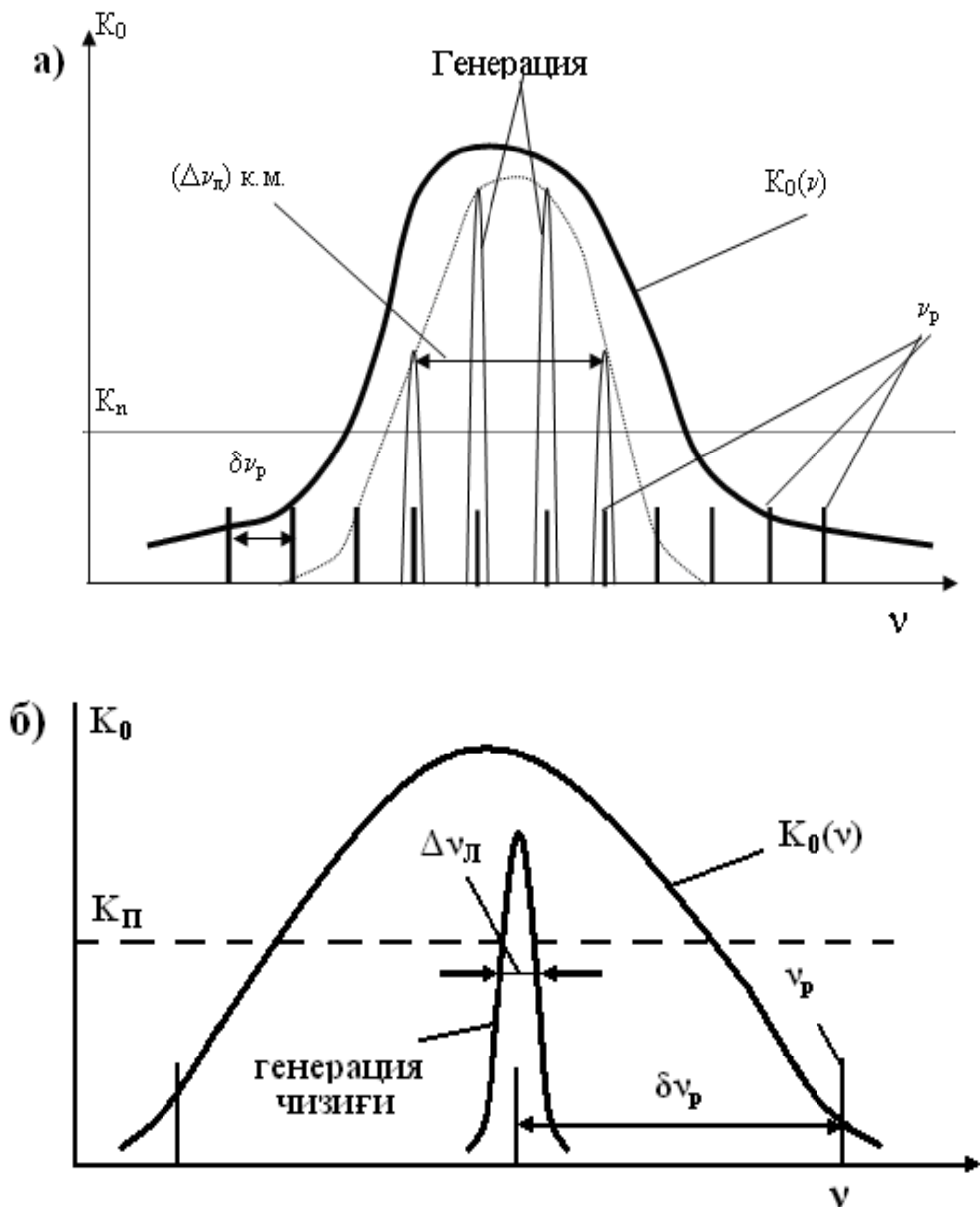
ifoda bilan aniqlanishi mumkin. Bu yerda q -xususiy chastotalar soni, λ -nurlanishning to'liq uzunligi, L_R -optik rezonator uzunligi.

Xususiy chastotalar orasidagi masofa esa

$$\delta\nu_R = \frac{c}{2L_p} \quad (108)$$

ifoda orqali aniqlanadi.

Demak, faol muhitning kuchaytirish $K_0(\nu_R)$ koeffitsiyenti chegaraviy kuchaytirish K_{Ch} koeffitsiyentdan katta bo'lgan shartlarni bajaruvchi optik rezonatorning barcha xususiy chastotalarida lazer generatsiyasi ro'y beradi. Agar yuqoridagi shart rezonatorning faqat bir chastotasi uchun bajarilsa, lazer yakka chastotali nurlanish beradi. (13b-rasm). Agarda $K_0(\nu_R) > K_{Ch}$ shart optik rezonatorning ko'plab xususiy chastotalari uchun bajarilsa lazer bir vaqtning o'zida ko'plab chastotalarda nurlanish beradi. (13a-rasm). Bu holda lazer



12-rasm. Kuchaytirish $K(\nu)$ chizig'ining profili va lazer generatsiyasining ko'p chastotali (a) hamda yakka chastotali (b) spektrlarining grafigi.

nurlanishi spektrini punktr chiziqli bilan belgilangan kontur tashkil etadi. Shuning uchun faol muhitli optik rezonatorning aslligi (generatsiya holatidagi lazerning aslligi) Q_L bo'sh optik rezonatorning Q_R aslligidan katta bo'ladi va lazer nurlanishi spektrining eni $\Delta\nu_L$, bo'sh optik rezonator spektrining enidan $\Delta\nu_R$ ko'plab marta kichik bo'ladi. Chegaraviy holda uzluksiz generatsiya holatidagi lazer nurlanishining quvvatiga ham bog'liq bo'ladi va quyidagicha bo'ladi.

$$(\Delta v_l)_{\text{chegar.}} = 2\pi(\Delta v_r)^2 h\nu_0 / R_l \quad (109)$$

Bu yerda R_l -lazerning to'la quvvati. Misol tariqasida SO_2 lazer nurlanishi spektrining eni chegaraviy holda qancha qiymatni olishni hisoblab ko'rish mumkin. $\xi + \chi = 0,5$, $L_R = 100\text{sm}$, $R_L = 100Vt$, $\Delta v = 1,5 \cdot 10^7 \text{ Gts}$ da $(\Delta v_l)_{\text{chegar.}} = 2 \cdot 10^{-6} \text{ Gts}$.

Albatta real sharoitda bunday qiymatli spektral kenglikka erishib bo'lmaydi. Sababi faol muhitning bir jinsli ekanligi, mexanik va akustik ta'sirlar natijasida faol muhitning o'z navbatida optik rezonatorning parametrlari o'zgarishi hamda optik elementlarning kamchilliklarining ta'siri bo'ladi.

Shunday qilib, yakka chastotali (yuqori monoxromatik bo'lgan) nurlanish olish uchun Δv_ϵ kattalik va optik rezonator uzunligi kichik qiymatga ega bo'lishi kerak. Yakka chastotali generatsiya holatida muhit kuchaytirish konturining eniga nisbatan ko'plab marta kichik va bu kattalik optik rezonator parametrlari bilan belgilanadi. Optik rezonatorning asosiy parametrlaridan biri bu uning aslligi, ya'ni

$$Q_p = 2\pi\nu_0\tau_d$$

Bu yerda τ_d -optik rezonator ichida yig'ilgan energiyaning dissipatsiya vaqti.

Optik rezonator ichida nurlanishning bir ko'zgudan ikkinchi ko'zguga o'tishdagi (yakka bir tebranishdagi) energiyaning nisbiy yo'qotilishi $\sim(\xi + \chi)$ ni tashkil etadi, bir marta tebranish uchun ketgan vaqt $2L_R/s$ ga teng. Shuning uchun energiyaning dissipatsiya vaqti

$$\tau_d \approx \frac{2L_p}{c(\xi + \chi)} \quad (110)$$

ifoda bilan aniqlanishi mumkin. Bu yerda ξ -optik rezonator chiqish ko'zgusining nurlanishni qaytarish koeffitsiyenti, χ -optik rezonator ichidagi energiya yo'qotishlarni belgilovchi koeffitsiyent.

Ushbu aytganlardan kelib chiqqan holda bo'sh optik rezonator spektral konturining enini

$$\Delta v_r = \frac{1}{2\pi\tau_d} = \frac{\nu_0}{Q_p} \approx \frac{c(\xi + \chi)}{4\pi L_p} \approx \delta\nu_r \frac{(\xi + \chi)}{2\pi} \ll \delta\nu_r \quad (111)$$

ifoda orqali baholanib aniqlansa bo'ladi.

Real lazerda optik rezonator ichiga faol kuchaytiruvchi muhit joylashgan va optik rezonatoridagi energiyaning yo'qotishlari nurlanish faol kuchaytiruvchi muhitni har-bir o'tganida to'ldirib turiladi. Shuning uchun faol muhitli optik rezonatorning aslligi (generatsiya holatidagi lazerning aslligi) Q_l bo'sh optik rezonatorning Q_r aslligidan katta bo'ladi va lazer nurlanishi spektrining eni $\Delta\nu_l$ bo'sh optik rezonator spektrining $\Delta\nu_r$ enidan ko'plab marta kichik bo'ladi. Chegaraviy holda uzluksiz generatsiya holatidagi lazer nurlanishining quvvatiga ham bog'liq bo'ladi va quyidagi

$$(\Delta\nu_l)_{\text{chegar}} = 2\pi(\Delta\nu_r)^2 \frac{h\nu_0}{P_l} \quad (112)$$

bu yerda P_l -lazerning to'la quvvati. Misol tariqasida CO_2 lazer nurlanishi spektrining eni chegaraviy holda qancha qiymatni olishini hisoblab ko'rish mumkin. $\xi + \chi = 0,5$, $L_r = 100$ sm, $r_l = 100$ Vt, $\Delta\nu = 1,5 \cdot 10^7$ Gts da $(\Delta\nu)_{\text{chegar}} = 2 \cdot 10^{-6}$ Gts.

Albatta real sharoitda bunday qiymatli spektral kenglikka erishib bo'lmaydi. Sababi faol muhitning bir jinsli emasligi, mexanik va akustik ta'sirlar natijasida faol muhitning o'z navbatida optik rezonatorning parametrlari o'zgarishi hamda optik elementlarning kamchilliklari ta'siri bo'ladi.

Maxsus chora tadbirlar ko'rish natijasida, ya'ni haroratni stabilizatsiya qilish, mexanik va akustik to'lqinlar ta'siridan lazerni ihota qilish, elektr ta'miniot manbaining parametrlarini stablizatsiyalash natijasida qisqa vaqt ichida lazer nurlanishi enining kengligini ~ 1 kGts atrofida olish mumkin. Buning natijasida lazer nurlanishining monoxromatiklik darajasi $10^{-9} \div 10^{-12}$ oralig'ida bo'lishi mumkin. Lazer nurlanishining monoxromatikligi, lazerli kimyoda, izotroplarni ajratishda, medittsinada, biologiyada va boshqa hollarda, ya'ni moddalarga selektiv ta'sir qilishda muhim ahamiyat kasb etadi.

Lazer nurlanishi kogerent nurlanish. Bu kogerentlik xususiyatining birlamchi sababini "lazer" so'zining ma'nosi bildirib turibdi, ya'ni yorug'likni majburiy nurlanish yordamida kuchaytirish demakdir. Majburlovchi yorug'lik nurlanishi va majburlangan yorug'lik nurlanishi aynan bir xil parametrlarga ega bo'lgan nurlanishlardir. Ularning chastotalari, fazalari, tarqalish yo'nalishlari bir

xil. Bu nurlanishlarning elektr maydon kuchlanganligi vektorlari bir xil tekislikda tebranadilar, ya'ni ular bir xil qutblangan nurlanishlardir.

Demak, lazer nurlanishining ixtiyoriy, istalgan ikki nuqtasidagi elektromagnit tebranishlarning fazalar farqi vaqt bo'yicha o'zgarmasdir. Shuning uchun kogerentlikni vaqtiy va fazoviy kogerentliklarga ajratish mumkin. Vaqtiy kogerentlik deganda, lazer nuri dastasining biror nuqtasida ikki turli vaqt oralig'idagi elektromagnit tebranishning fazalarining farqi o'zgarmasligini tushinish mumkin.

Fazoviy kogerentlik deganda, aynan bir vaqtning o'zida lazer nuri dastasining o'zida lazer nuri dastasining biror kesimi yuzasidagi ikki turli nuqtalardagi elektromagnit tebranishlarning fazalari farqining o'zgarmasligi tushiniladi.

Real sharoitlarda lazer nurlanishining fazasi va chastotasi vaqt o'tishi bilan, yoki fazodagi kuzatish nuqtalarining o'zgarishi bilan o'zgarishi mumkin. Shuning uchun lazer nurlanishi dastasining kogerentlik darajasini xarakterlovchi maxsus ko'rsatkichlar kiritilishi mumkin. Buni birinchi holda elektromagnit to'lqinlarning vaqt bo'yicha o'zaro korrelyatsion funktsiyasi

$$F_1(\tau) = \frac{\overline{E_1(t)E_2(t+\tau)}}{\overline{E_1(t)E_2(t)}} \quad (113)$$

orqali amalga oshirsa bo'ladi. Bu yerda vaqt bo'yicha o'rtachalashtirish amalga oshiriladi.

Ikkinchi holda lazer nurlanishini ikki nur dastasiga ajratib va bu nur dastalarining turli optik yo'llarni o'tgandan so'ng uchratish natijasida olingan interferentsion manzaraning

$$F_2 = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (114)$$

ko'rinuvchanlik koeffitsiyenti bilan xarakterlasa bo'ladi. Bu yerda $I_{\max}$ va $I_{\min}$ -interferentsion manzaradagi yorug'likning maksimal va minimal qiymatlari. Absolyut kogerent nurlanish uchun F_1 va F_2 koeffitsiyentlarning maksimal qiymati

birga teng. Agar ikki elektromagnit to'liqlarning fazalarining farqi tasodifiy ravishda o'zgarsa F_1 va F_2 koeffitsiyentlarning qiymati nolga intiladi.

Lazer nurlanishining kogerentlik darajasi ko'p faktorlarga bog'liq. Bular faol muhitning vaqt o'tishi bilan parametrlarining o'zgarishi, optik rezonator elementlarining akustik va mexanik ta'sirlar natijasida tebranishlari natijasida lazer nurlanishining spektri kengayadi. Bu kengayish asosida lazerdan chiqayotgan elektromagnit to'liqlarning tebranishlarini quyidagi

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

qonuniyatga bo'ysunadi desak, u holda nisbiy $\varphi(r,t)$ fazaning $t=0$ momentdan boshlab o'zgarishlari $2\pi\Delta\nu t$ ga proporsional ravishda ro'y beradi va

$$\tau_{\text{kog}}=\frac{1}{\Delta\nu_p} \quad (115)$$

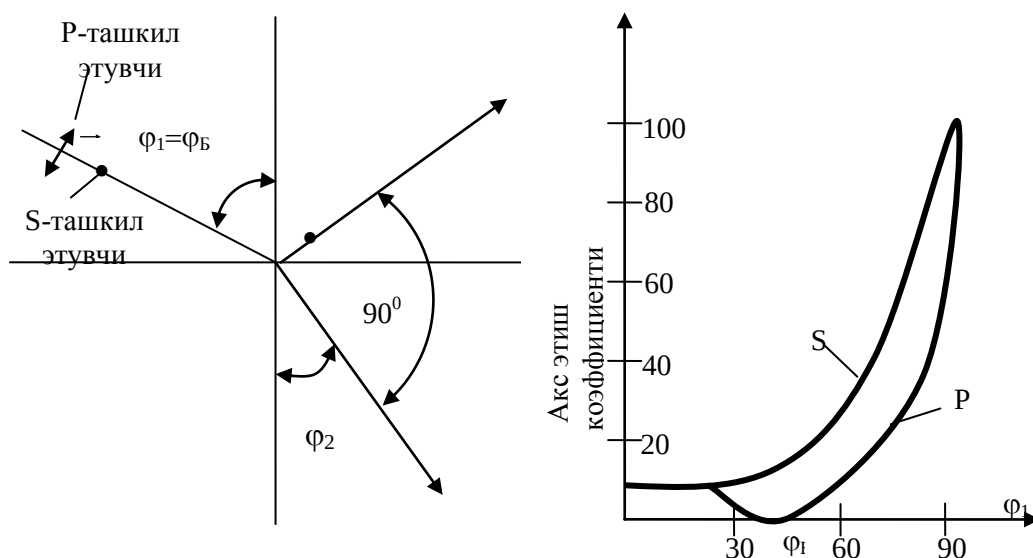
vaqtdan so'ng 2π ga teng bo'ladi. Bu shunday xarakterli vaqt, bu vaqt farqining ichida ikki elektromagnit to'liqlar o'zaro kogerent bo'ladi. Bu vaqtni kogerentlik vaqti deyish qabul qilingan. Shu vaqt ichida elektromagnit to'liq bosib o'tgan yo'lni kogerentlik uzunligi deyish qabul qilingan, ya'ni

$$L_{\text{kog}}=S\tau_{\text{kog}}=\frac{c}{\Delta\nu_p} \quad (116)$$

Shu vaqt farqi ichida va shu yo'l farqi uzunligida elektromagnit to'liqlar optik rezonatordan chiqishdagi tebranishlarga sinxron holda tebranadi.

Lazer nurlanishining qutblanganligi elektromagnit to'liqida elektr maydon kuchlanganlik vektorining yo'nalganligini xarakterlaydi. Agarda yorug'lik dastasining har-bir nuqtasida elektr maydon kuchlanganlik $\vec{E}$ vektori nurlanish tarqalish yo'nalishiga ko'ndalang tekislikda bir to'g'ri chiziq bo'ylab tebransa, bunday nurlanishni chiziqli yoki yassi qutblangan nurlanish deyiladi. Qutblanish tekisliklari o'zaro ko'ndalang, fazalar farqi o'zgaras kattalikga ega bo'lgan ikki chiziqli qutblangan nurlanishlarning yig'indisi elliptik qutblangan nurlanishni beradi. Agarda qutblanish tekisliklari o'zaro perpendikulyar va fazalar farqi $\pi/2$ yoki $3\pi/2$ ga teng bo'lgan ikkita chiziqli qutblangan nurlanishning yig'indisi doiraviy qutblangan nurlanishni hosil qiladi. Agarda yorug'lik qutblanmagan

bo'lsa, elektromagnit to'liqinning elektr maydon vektori uning tarqalishiga ko'ndalang tekislikda tasodifiy yo'nalishlarda tebranishi mumkin. Zarraning yuqori energetik sathdan quyi energetik sathga spontan o'tishida hosil bo'lgan yorug'lik kvantining qutblanish har qanday ixtiyoriy yo'nalishda bo'lishi mumkin. Shu spontan yorug'lik kvanti ta'sirida hosil bo'lgan majburiy yorug'lik kvantining qutblanishi ham uni majburlovchi spontan yorug'lik kvantining qutblanishdek bo'ladi. Shuning uchun chiziqli qutblangan yorug'lik nurlanishini olish uchun lazerning optik rezonator ichiga elektromagnit tebranishlarning elektr maydan kuchlanganlik vektorini ma'lum berilgan tekislikdagi tebranishlarini o'tkazuvchi optik element, ya'ni qutblantirgich kiritiladi. Agarda optik rezonator ichida chiziqli qutblantiruvchi optik element bo'lmay, lazerdan qutblanmagan nurlanish chiqayotgan bo'lsa, u holda nurlanish yo'lga undan kerakli turdagi qutblanishli nurlanishni hosil qiluvchi maxsus optik elementlar qo'yilishi mumkin. Ko'pincha amaliyotda qutblangan nurlanishni olish uchun, elektromagnit nurlanishni sindirish ko'rsatkichlari turlicha bo'lgan ikki muhim chegarasidan aks etishdagi va o'tishdagi hodisalardan foydalaniladi. Qutblangan yorug'lik nurlanishini olishning



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

yorug'lik to'liqini (nurlanishini) gazli va qattiq muhit chegarasidan o'tishida qutblantirish usuli 15-rasmda ko'rsatilgan. Ikki muhit chegarasiga tushayotgan yorug'lik to'liqining ixtiyoriy ravishda joylashgan elektr maydon kuchlanganlik vektorini ikki o'zaro perpendikulyar ravishda joylashgan tashkil etuvchilarga (15-rasm) S-tashkil etuvchi ($\vec{E}$ vektor rasm tekisligiga perpendikulyar) va P-tashkil etuvchi (vektor $\vec{E}$ rasm tekisligida yotibdi) larga ajratish mumkin. 15-rasmda keltirilgan bog'lanishlardan ko'rinib turibdiki, qutblanish turlicha bo'lgan nurlanishlarning ikki muhit chegarasiga tushishi φ_1 burchagining φ_1 o'zgarishiga qarab, aks etish ko'effitsiyenti turlicha bo'lishi mumkin ekan. 15-rasmdan yana shu narsa ko'rinib turibdiki, agar yorug'lik nurlanishi ikki muhit chegarasiga Bryuster burchagi φ_B ostida $\text{tg}\varphi_B=n_0$ (bu yerda n_0 -qattiq jismning sindirish ko'rsatkichi) shart bajarilgan holda tushayotgan bo'lsa, qutblanishning P tashkil etuvchisi uchun aks etish ko'effitsiyenti nolga teng bo'ladi. Yorug'lik nurlanishining ikki muhit chegarasiga tushish φ_1 va sinish φ_2 burchaklari o'zaro $\sin\varphi_1/\sin\varphi_2=n_0$ qonun bilan bog'langanligi uchun tushish burchagi Bryuster burchagiga teng bo'lgan holda aks etgan va singan nurlanishlar orasidagi burchak 90° teng bo'ladi. Bu holda aks etgan nurlanishda qutblanishning R tashkil etuvchisi bo'lmaydi. Buning fizik sababi quyidagicha: aks etgan nurlanishni beruvchi ikkilamchi manba vazifasini bajaruvchi qattiq jismdagi elektr dipollar o'zlarining tebranish yo'nalishlarida elektromagnit to'liq tarqatmaydilar. Shuning uchun ikki muhit chegarasidan aks etgan nurlanishda elektr maydon kuchlanganligining tebranishlarining faqat "S" tashkil etuvchilari bo'ladi. Gazli lazerlarda chiziqli qutblangan nurlanish olish uchun razryad nayining chetlari, (faol muhitning chegaralari) uning o'qi bo'ylab tarqalayotgan nurlanish uchun Bryuster burchagi ostida joylashgan shisha plastinkalar bilan yopiladi. Bunda bu shisha plastinkadan o'tayotgan yorug'lik nurlanishi elektr maydon $\vec{E}$ kuchlanganligi tebranishning P tashkil etuvchisi S tashkil etuvchisiga nisbatan kam susayadi va shuning uchun yorug'lik nurlanishning optik rezonator ko'zgulari orasida ko'plab marta tebranish natijasida Bryuster burchagi ostida qo'yilgan plastinkadan ham ko'plab marta o'tadi. Bu hol

lazer nurlanishining elektr maydoni $\vec{E}$ vektorining tebranishlarining P tashkil etuvchisidagi yorug'lik intensivligining keskin ortishiga va S tashkil etuvchisining intensivligining keskin kamayishiga olib keladi. Shu jarayon natijasida Bryuster burchagi ostida qo'yilgan plastinkalar bilan chegaralangan razryad nayli gazli lazerlarning nurlanishlari to'la chiziqli qutblangan bo'ladi.

2.1. He-Ne lazeri

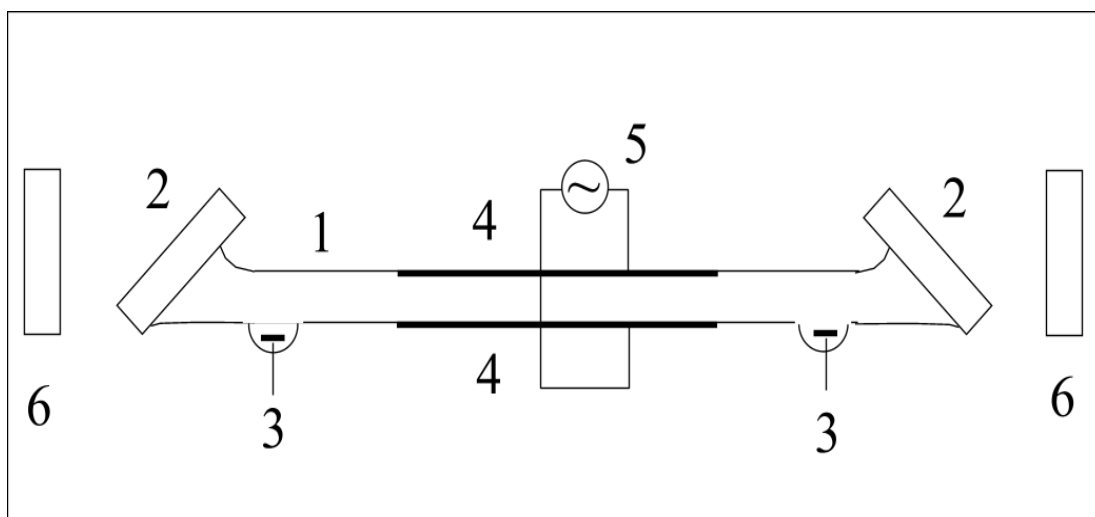
Geliy-neon lazeri gazli lazerlar majmuasiga kiradi. Geliy-neon gaz aralashmasi to'ldirilgan gazorazryadli nay lazerning asosiy qismi bo'lib xizmat qiladi (16-rasm).

Gazli razryad nayining ichki diametri bir necha mm dan 1 sm gacha, uzunligi esa bir necha sm dan bir necha metrgacha bo'lishi mumkin. Faol muhit sifatida neon gazi olinib, yordamchi gaz sifatida unga geliy gazi qo'shiladi va ularning nisbati taxminan 1:7 munosabat olinib, gaz razryad nayi kerakli bosimlarda (1,3 mm sm. ust. teng bosimlarda) to'ldiriladi. Razryad nayining ichida yoki tashqarisida 16 -rasmda ko'rsatilgandek tsilindrik yoki tasmali elektrodlar joylashtiriladi va ular mos holda doimiy tokli yoki ko'ndalang yuqori chastotali razryad hosil qilishi uchun xizmat qiladi.

Geliy va neon aralashmali muhitdagi jarayonni tahlil qilish uchun, geliy va neon atomlarining elektron energetik sathlari diagrammasidan foydalanamiz. (17-rasm).

Geliy yordamchi gaz bo'lib, ikkinchi tur to'qnashishlar yordamida neon ishchi energetik sathlarini neon atomlari bilan to'ldirishga yordamlashadi. Geliy atomlarining o'zi erkin elektronlar bilan to'qnashganda yuqori energetik sathlarga chiqadi. Geliy atomining bu yuqori sathlardagi yashash vaqti 10^{-3} s va bu sathlar energiyasi neon atomining 2S va 3S sathlarining energiyalariga yaqin. Bu holda yuqori energetik sathdagi geliy atomlari pastki sathda joylashgan neon atomlari bilan noelastik (rezonans) to'qnashib uni yuqorigi 2S va 3S ishchi sathlarga chiqaradi. Geliy atomi 2S sathi va neon atomini 3S sathi energiyalarining farqi 300 sm^{-1} tartibida bo'ladi. Bu xona temperaturasidagi kT ning qiymatidan bir muncha

katta bo'lishiga qaramasdan geliy atomidan neon atomiga energiya uzatish jarayonining intensivligi kuchli kechadi. Shunday qilib, aytish mumkinki, g'alayonlantirilgan geliy atomlari yordamida neon atomlarini g'alayonlantirish uchun, energiya zarralarning o'zaro rezonans to'qnashishi yo'li bilan uzatilar ekan. Tanlash qoidalariga asosan zarralarga S-sathdan P-sathlarga o'tishga ruxsat berilgan.

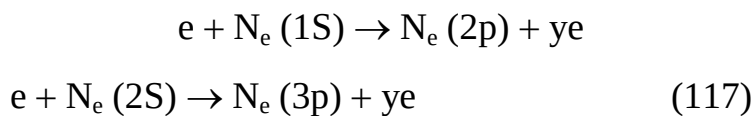


14-rasm. Geliy-neon lazeri konstruksiyasining chizmasi.

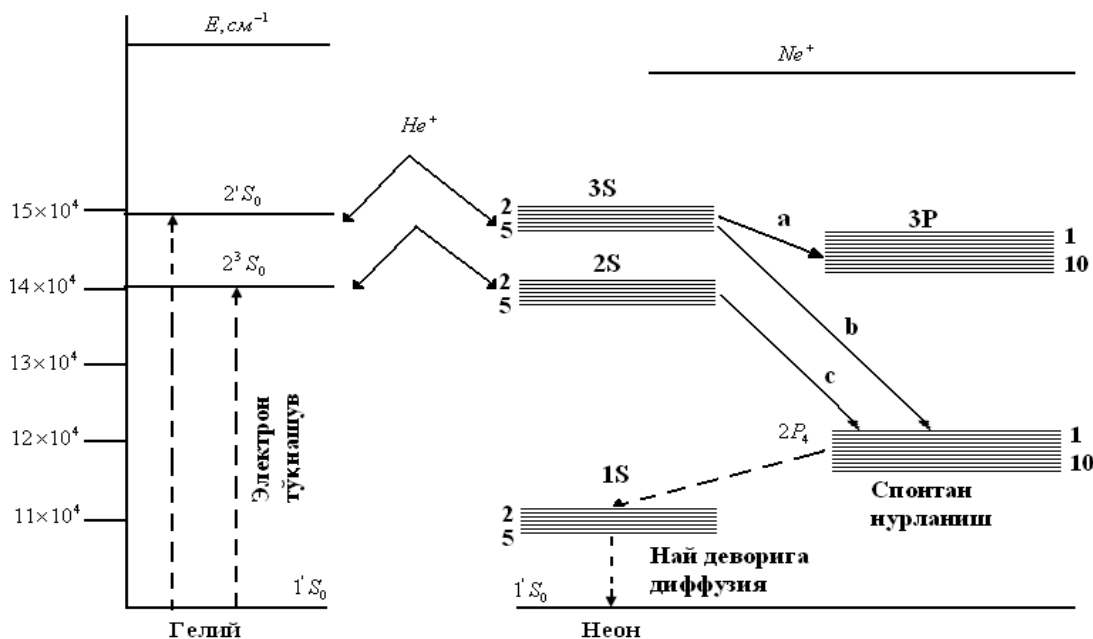
1-razryad nayi, 2-Bryuster burchagi ostida qo'yilgan shisha qoplamalar, 3-doimiy tokli razryad olish uchun o'rnatilgan elektrodlar, 4-razryad nayining ustki ikki yuzasida uning uzunligi bo'ylab qo'yilgan metall (mis) elektrodlar, 5-yuqorichastota generatori, 6-optik rezonator ko'zgulari.

O'tishlarida invers bandlik hosil bo'ladi va lazerning to'rt energetik sathli tuzilishdagi ishlash tamoyiliga mos keladi. Bu jarayon yordamida invers bandlik hosil qilish asosiy hisob-lanishidan tashqari neon atomlari elektronlar bilan to'qnashishda ham g'alayonlantirilgan sathlarga o'tkazilib, invers bandlik hosil qilinishi mumkin. Doimiy tokli razryadli holda razryad tokining katta qiymatlarida neon atomining 1S sathi elektron-neon to'qnashuvi natijasida to'ldiriladi. Shu holda 2P va 3P sathlarning 1S sathdagi neon atomlari bilan zinapoya usulida to'ldirilishi asosiy bo'lib qoladi. Bu hol invers bandlikning kamayishiga hamda generatsiyaning yo'qolishiga olib keladi.

Bu holda neon atomining nurlanishi $2S \rightarrow 2P$ va $3S \rightarrow 3P$ sathlardagi o'tishlariga to'g'ri keladi. Bu jarayonlarni quyidagi



ifodalar ko'rinishida belgilash mumkin.



15-rasm. Geliy va neon atomlarining elektron energetik sathlari diagrammalari. Rasmda quyidagi a) $\lambda_1 = 3,39$ mkm, b) $\lambda_2 = 0,63$ mkm, s) $\lambda_3 = 1,15$ mkm. Generatsion o'tishlar ko'rsatilgan.

Tarixan, birinchi bo'lib, $2S \rightarrow 2P$ energetik o'tishlarida lazer generatsiyasi olingan. Hozirgi paytda, sanoatda ishlab chiqilgan lazerlarda uch xil o'tishlarda generatsiya olingan bo'lib, ularda generatsiya olish shart-sharoitlari taxminan bir xil (gaz aralashmasi bosimi, razryad tokining qiymati) va nurlanish quvvatining razryad parametrlariga bog'liqligi ham bir xil. bo'ladi. Yuqorida ko'rsatilgan o'tishlarda kuchaytirish quyidagicha bo'ladi:

$\lambda_1 = 3,39$ mkm 20 db/m-gacha
 $\lambda_2 = 1,15$ mkm 10-12 % bir metrda
 $\lambda_3 = 0,63$ mkm 4-6 % bir metrda

To'lqin uzunligi $\lambda_1 = 3,39$ mkm nurlanish berish imkoniyatiga ega bo'lgan energetik sath neon atomlari bilan tez va oson to'ldiriladi. Lazer generatsiyasi bu holda gaz razryadining parametrlari keng o'zgarish oralig'ida ro'y beradi. To'lqin uzunligi 0,63 mkm nurlanish generatsiyasini olish murakkabroq, lekin bu nurlanish elektromagnit to'lqin diapozonining ko'zga ko'rinadigan diapazonida bo'lgani va foto qabulqilgich qurilmasining eng katta sezgirlik sohasida yotgani uchun neon lazerlari ko'p ishlab chiqariladi va xalq xo'jaligining turli sohalarida ishlatiladi. Nurlanish chizig'i enining kengligini quyidagi uch jarayon belgilay-di.

1. To'qnashuvlar. Geliy-neon lazerlaridagi gaz aralash-masining bosimi $P=66$ Pa va temperaturasi xona temperaturasiga teng bo'lganda zarralarning to'qnashish davri $\tau_0=0,5 \cdot 10^{-6}$ s bo'lib, nurlanish chizig'i enining kengligi

$$\Delta\nu_t = \frac{1}{2\pi\tau_c} \approx 0,64 \text{ MGts} \quad (118)$$

bo'ladi.

2. Tabiiy kengayish. Bu holda nurlanish chizig'i enining kengayishi zarraning spontan nurlanishiga bog'liq bo'lib, uning kengligi

$$\Delta\nu_{\text{tab}} = \frac{1}{2\pi\tau_{cn}} \approx 19 \text{ MGts} \quad (119)$$

bo'ladi.

$$\text{Bu yerda } \tau_{cn}^{-1} = \tau_s^{-1} + \tau_p^{-1}$$

τ_s, τ_r elektronning mos ravishda S va P sathlarda yashash vaqtlari.

3. Dopler kengayishi. Zarralarning issiqlik harakatidagi tezliklari bilan bog'liq bo'lgan nurlanish chizig'i enining kengayishi Kelvin shkalasi bo'yicha 300K uchun mos ravishda:

$$\Delta\nu_d = 1700 \text{ MGts} \quad (\lambda_1 = 0,63 \text{ mkm});$$

$$\Delta\nu_d = 800 \text{ MGts} \quad (\lambda_2 = 1,15 \text{ mkm}); \quad (120)$$

$$\Delta\nu_d = 300 \text{ MGts} \quad (\lambda_3 = 3,39 \text{ mkm}).$$

Shunday qilib, geliy-neon lazeri nurlanishi uchun Doppler kengayishi asosiy kengayish bo'ladi.

Geliy-neon lazerida invers bandlikning hosil bo'lishi va uning relaksatsiyasi (ya'ni buzilishi) murakkab jarayon bo'lgani uchun optimal ishchi parametrlarga ega bo'ladi:

1. Neon gazining optimal (13 Pa) bosimi va geliy atomlari konsentratsiyasining neon atomlari konsentratsiyasiga nisbati:

Geliy atomlari konsentratsiyasi neon atomlari konsentra-tsiyasidan ko'p bo'lishi kerak. Tajribalardan topilgan optimal nisbat razryad nayi diametriga bog'liq bo'lib, lazer nurlanishining quvvati maksimal bo'lishi uchun 5:1 dan 10:1 nisbatgacha bo'ladi. Katta qiymatli nisbatlar kichik diametrli razryad nayiga mansub. Neon gazining optimal bosimi bo'lishi, gaz konsentratsiyasining ortishi natijasida neon atomining pastki energetik sathlarini zinopoya usulida to'ldirilishi sabab bo'lishi mumkin.

2. Razryad nayining optimal diametri. Razryad nayining devorlarida neon atomi 1S sathdagi energiyasini berib asosiy sathga tushadi va shuning uchun razryad nayining diametrini kichraytirish zarur. Boshqa tomondan razryad nayining diametrini kichraytirish nurlanish tarqalishida difraktsion yo'qotishlarning ortib ketishiga olib keladi. Shuning uchun tajribada razryad nayining diametri gaz bosimiga qarab 1-5 mm atrofida olinadi.

Tajribalardan geliy-neon lazeri uchun quyidagi

$$R \cdot d = \text{const}$$

“o'xshashlik” qonuni topilgan. Bu yerda R – gaz aralashmasining yig'indi bosimi; d –nayining diametri. O'xshashlik qonunining ma'nosi shundan iboratki turli diametrli razryad nayi uchun gaz aralashmasining shunday bosimini olish mumkinki, bu holda lazer nurlanishining solishtirma xarakteristikalarini bir xil bo'ladi.

Tajribalar natijasida gaz aralashmasi bosimini razryad nayi diametriga bo'lgan ko'paytmasining optimal qiymati, geliy-neon lazerlarida 0,44-0,53 mPa oralig'ida bo'lishi topilgan.

3. Razryad tokining optimal zichligi. Razryad toki zichligining optimallashtirishning sababi, bu neon atomining pastki energetik sathlarini elektronlar bilan to'ldirilishidir. Bu jarayon invers bandlikni pasayishiga va natijada generatsiyaning yo'qolishiga olib keladi. Lazer nurlanishining quvvati razryad tokining kichik qiymatlarida unga chiziqli ravishda bog'langan, tokining ma'lum bir qiymatida nurlanish quvvati maksimumga erishadi, so'ngra razryad toki qiymati oshishi bilan pasayib ketadi. Sanoatda ishlab chiqilgan geliy-neon lazerlarda razryad nayining uzunligiga qarab, elektr tokining optimal qiymati 5-50 mA atrofida bo'ladi.

To'lqin uzunliklari 0,63 va 3,39 mkm bo'lgan nurlanishli o'tishlar uchun 3S yuqorigi ishchi sath bo'lsa, to'lqin uzunliklari 0,63 va 1,15 mkm bo'lgan nurlanishli o'tishlar uchun 2p umumiy pastki sath bo'lib xizmat qiladi. Bir vaqtning o'zida bu juft nurlanishlarining ro'y berishi neon atomlarining energetik sathlarda taqsimotining buzilishiga olib keladi va invers bandlikni kamaytiradi. Bu hodisa o'tishlarning konkurentsiyasi deyiladi. Amaliyotda bularni yo'qotish uchun quyidagi usullar ishlatiladi:

1. Energetik sathlarning magnit maydon ta'sirida ajralishi (Zeyeman effekti). Har bir spektral chiziq ikkilanadi. Ajralgan komponentalar qarama-qarshi yo'nalishli doiraviy qutblanishga ega. To'lqin uzunligi 3,39 mkm bo'lgan nurlanish uchun sathlarning ajralishi katta bo'lsa, 0,63 mkm to'lqin uzunlikli nurlanish uchun kichik bo'ladi. Shuning uchun 3,39 mkm nurlanish Bryuster burchagi ostidagi qo'yilgan shisha oynalarda ko'proq yutiladi va to'lqin uzunlikda generatsiya bo'lmaydi;

2. Optik rezonatorlarni tayyorlashda 3,39 mkm to'lqin uzunlikdagi nurlanishni ko'proq yutuvchi moddalardan (S-52-2; LK-4 va shunga o'xshash shishalardan) yasaladi;

3. Optik rezonator ichida 3,39 mkm to'lqin uzunlikli nurlanishni ko'proq yutuvchi metal gazi to'ldirilgan g'ovak idish joylashtiriladi.

2.3. CO₂ lazer

Xalq xo'jaligini ko'plab sohalarida turli xil lazerlar ishlatilmoqda. Shu lazer turlaridan biri bu karbonat angidrid (CO₂) gazida ishlovchi va o'rta infraqizil (10,6 mkm to'lqin uzun-likli) diapazonda nurlanish beruvchi lazerdir. Uning uzluksiz ish rejimidagi kogerent nurlanish quvvati yuzlab kilovattga yetishi mumkin va texnikaning turli sohalarida ishlatilishining imkoniyatlari juda ham katta molekulaning energetik sathlari elektronlarning molekuladagi holatidan tashqari molekulaning tebranma va aylanma harakatlariga ham bog'liq bo'lganligi uchun molekulyar gazlarning nurlanishi molekulaning elektron energetik sathida bir-biridan teng oraliqda joylashgan bir qancha tebranma energetik sathlar, va o'z navbatida har bir tebranma sathda esa qator aylanma energetik sathlar joylashgan bo'ladi (20-rasm).

Tarixan birinchi molekulyar gazli lazerlarda ikki atomli molekulaning elektron sathlari orasidagi o'tishlarda kogerent nurlanish olingan (21-rasm).

Molekulaning biror «yuqori» tebranma aylanma energetik holatidan «quyi» tebranma aylanma energetik holatiga o'tishda kogerent nurlanish olish uchun birinchidan «yuqori» energetik sathdagi molekulalar soni «quyi» energetik sathdagi molekulalar sonidan katta bo'lishi va ikkinchidan kvant tanlov sharti bajarilib, aylanma harakat momenti faqat $\pm h/2\pi$ ga (bu yerda h -Plank doimiysi bo'lib, qiymati $6,62 \cdot 10^{-34}$ J·s) o'zgarishi kerak. Ikki tebranma-aylanma energetik holatlardagi o'tishlar natijasidagi molekulalarning nurlanish spektrida tebranma-aylanma nurlanish yo'lkalari hosil bo'ladi. Uzunroq to'lqin uzunlik tomonli nurlanish chiziqlari $+h/2\pi$ shartni qanoatlantiruvchi molekula harakat momentining o'zgarishga mos keladi va "P-shoxcha"ni hosil qilinadi. Qisqaroq to'lqin tomonli nurlanish chiziqlari molekula harakat miqdorining $-h/2\pi$ ga o'zgarishini qanoatlantiradi va "P-shoxcha" nurlanish to'plamini hosil qiladi.

Shunday tebranma-aylanma energetik holatlardagi o'tishlar, infraqizil sohada nurlanish hosil qilib, barcha ko'p quvvatli molekulyar lazerlardagi jarayonlarning asosini tashkil etadi. Birinchi erkinlik darajasi molekula

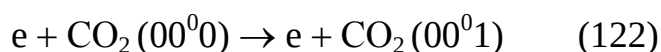
atomlarining, molekula o'qi bo'ylab simmetrik tebranishga bog'liq va ν_1 deb belgilanadi. Ikkinchisi ham simmetrik tebranishga bog'liq. Faqat bu holda CO_2 molekulasi o'z o'qiga nisbatan ko'ndalang yo'nalishdagi tebranish-larini hosil qilib, uni deformatsiyali tebranishlar deyiladi va ν_2^e deb belgilanadi. va nihoyat molekula o'qi bo'ylab nosimmetrik tebranish bo'lib, u ν_3 deb belgilanadi.

Sodda holda, bu uch xil tebranishlar bir-biridan mustaqil deb olinishi mumkin. Shuning uchun molekulaning tebranma harakatiga bog'liq holatlari uchta kvant raqamlar bilan belgilanishi mumkin va ular mos ravishda ν_1 , ν_2^e , ν_3 -lar bilan belgilanadi. Bu kvant raqamlar ma'lum bir tebranish holatiga mos keluvchi kvantlar sonini va ushbu e-belgi deformatsiyali tebranishlarni qutblanganligini bildiradi. CO_2 molekulasi va inversiya uchun muhim bo'lgan N_2 -molekulasi quyidagi energetik sathlarining belgilanishi 21-rasmda keltirilgan.

To'liq uzunliklari 10,6 va 9,6 mkm bo'lgan kogerent nurlanish generatsiyasi CO_2 molekulalarining mos ravishda yuqori 00⁰1 sathidan 10⁰0 ($\lambda = 10,6$ mkm) yoki 02⁰0 ($\lambda = 9,6$ mkm) sathlarga majburiy nurlanish berib o'tishda hosil bo'ladi. Nurlanish generatsiyasi optimal bo'lishi uchun CO_2 gaziga azot va geliy qo'shiladi.

Inversiya hosil bo'lishini 21-rasmdagi soddalashtirilgan energetik sathlar va asosiy elementar jarayonlar orqali tushin-tirish mumkin. CO_2 molekulasi yuqori 0001 sathi CO_2 molekulalari bilan quyidagi ikki jarayon orqali effektiv ravishda to'ldirilish mumkin:

- 1) CO_2 -molekulasi gaz razryadidagi energiyasi yetarli bo'lgan erkin elektronlar bilan to'qnashganda 00⁰0 sathdan 00⁰1 sathga o'tadi, ya'ni



Bu jarayonni vujudga keltiruvchi to'qnashuv kesimining qiymati juda katta.

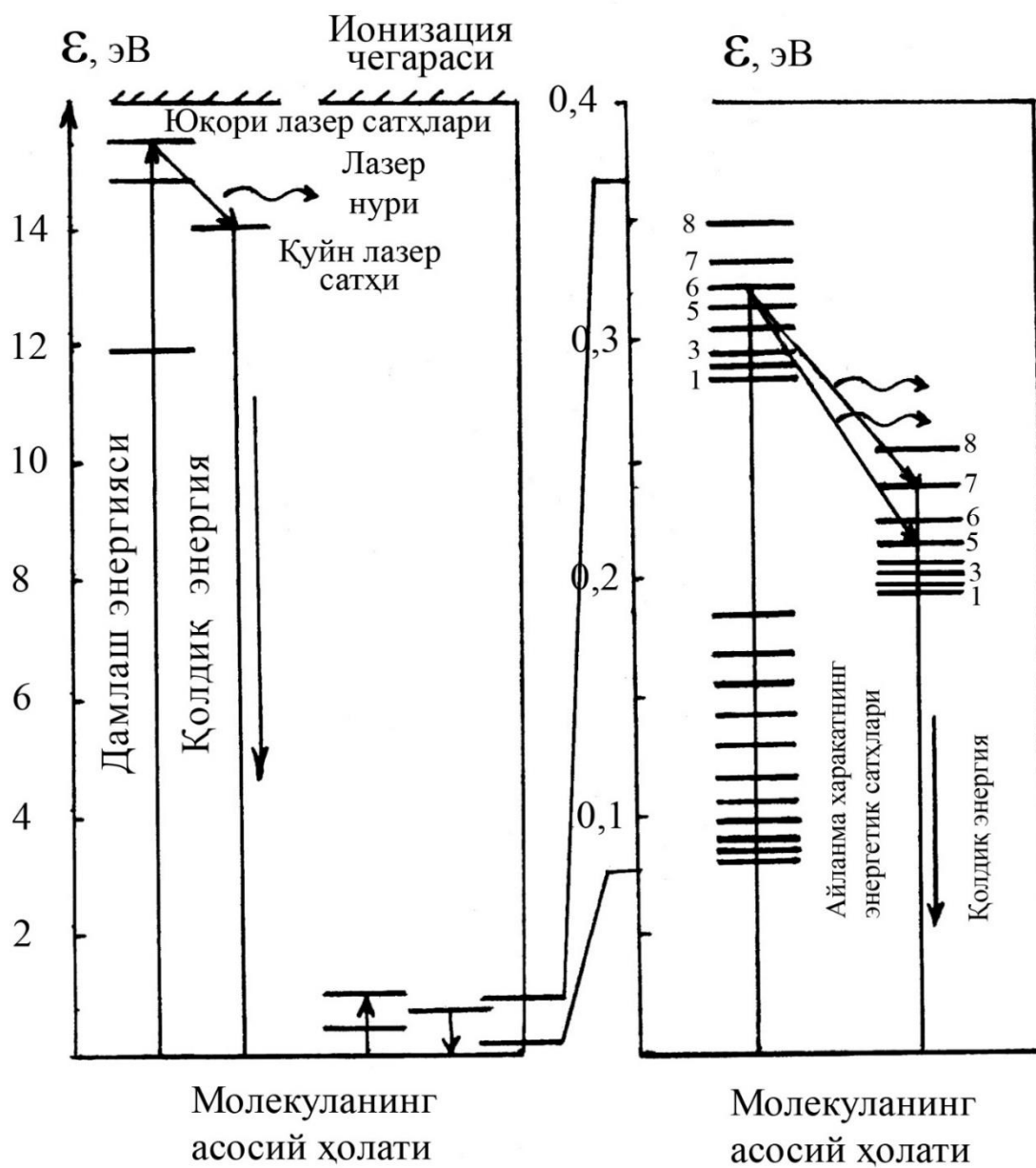
- 2) Azot molekulasi CO_2 molekulasi rezonans ravishda energiya uzatilishi. Azot molekulasi tebranma sathlari CO_2 molekulasi nosimmetrik tebranma energetik sathlari bilan mos tushadi va shuning uchun yuqori energetik sathlarda joylashgan azot molekulalari o'z energiyalarini CO_2 molekulalariga uzatadi. Azot molekulasi tebranma energetik sathlardagi holati metastabil

holat bo'lib, uning bu holatlarda yashash vaqti bir necha sekundlar bo'ladi. Azot molekulasi gazli razryaddagi erkin elektronlar bilan to'qnashganda yuqori sathlarga o'tkaziladi va bu jarayonning kesimi ham katta bo'lib, gaz razryaddagi erkin elektron-larning 50 % gacha energiyasini o'ziga olishi mumkin. CO₂ molekula-sining quyi 10⁰ sathidan tushib ketishi, qo'zg'atilmagan, ya'ni 00⁰ sathda joylashgan molekula bilan to'qnashib, 01⁰ sathda ikki molekula hosil bo'lishi bilan ro'y beradi. O'z navbatida 01⁰ sathda joylashgan CO₂ molekulasi o'z energiyasini ishchi gaz aralashmasiga kiritilgan geliy atomlarga to'qnashib uzatadi va 00⁰ sathga tushadi. Geliy atomi yuqori ionizatsiyali potentsialga ega bo'lib, razryaddagi erkin elektronlarning o'rtacha energiyasini ko'tarishi bilan bir qatorda, issiqlikni yaxshi o'tkazuvchanligi uchun gaz aralashmasini sovutishga yordam beradi. CO₂-molekulasining asosiy 00⁰ sathi bilan qo'yi 01⁰ lazer sathlari orasidagi energiya farqi kichik bo'lganligi sababli gaz aralashmasini sovutib turish kerak. Ishchi gaz aralashmasining temperaturasi 700-800K dan oshmasligi kerak. Shuning uchun gaz razryadiga kiritilayotgan elektr quvvatining miqdori (issiqlik) chegaralangan bo'ladi va lazer nurlanish quvvati ham chegaralangan bo'ladi. Gaz aralashmasining sovushi qo'zg'atilgan molekulalarning razryad nayi devori tomon diffuziyasi va o'z navbatida to'qnashuvlarda energiyasini berish bilan ro'y beradi. Shuning uchun ham razryad nayi diametrini juda ham kattalashtirib bo'lmaydi. Odatda gaz molekulalarining diffuziyasi hisobiga sovuvchi lazerlarda razryad nayining diametri 10sm dan oshmaydi. Molekulyar lazerlardagi gazli razryad xususiyati "o'xshash" lik qonuniga bo'ysunadi va berk hajmli holatda ishlovchi CO₂-lazeri uchun R·d ko'paytma 530 Pa. sm ga teng deb olinishi mumkin (bu yerda R-CO₂ gazining partsial bosimi, d-nayining ichki diametri).

Berk hajmli va diffuziya asosida sovutiluvchi CO₂- lazerining birlik hajmidan olinadigan nurlanishning maksimal quvvati quyidagi

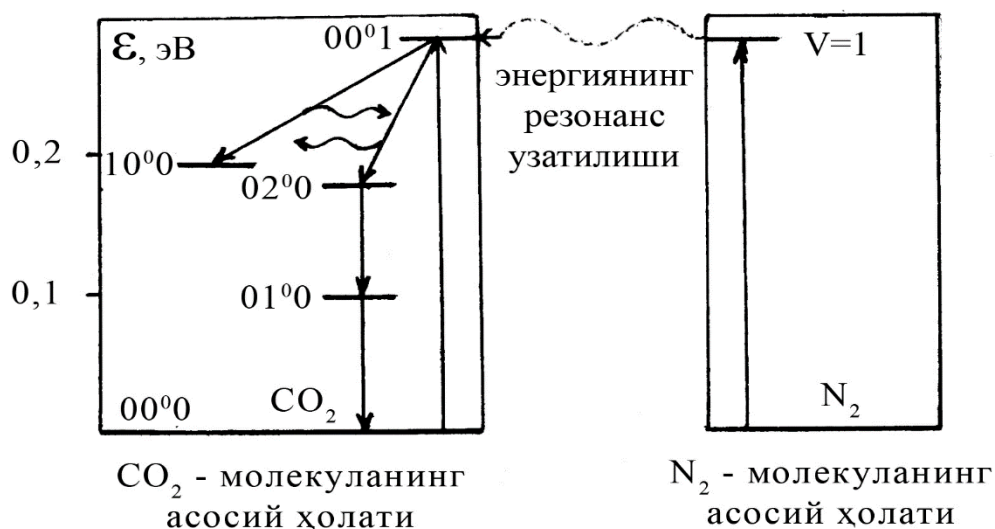
$$W_{b.h.} \sim \nu_t N_m \cdot (\lambda / d^2) \quad (123)$$

ifoda bilan aniqlanishi mumkin.



16-rasm. Molekulaning elektron, tebranma va aylanma harakat

energetik sathlari va ularda joylashgan zarrachalar-ning kogerent nurlanish berib o'tishlarining diag-rammasi.



17-rasm. CO_2 va N_2 molekulalarining quyi tebranma enegetik sathlari va ulardagi lazer nurlanishli o'tishlar.

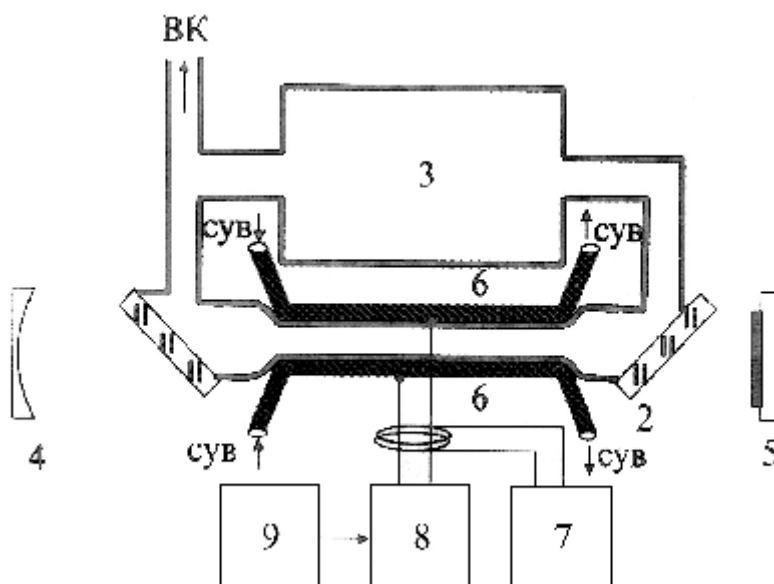
Bu yerda ν , N_m va λ lar mos ravishda CO_2 molekulasining issiqlik harakatidagi tezligi, konsentratsiyasi va erkin yugurish yo'li; d-razryad nayining ichki diametri. Bu holda faol muhitning birlik uzunligidan olinadigan quvvat quyidagi

$$W(e) = C \cdot N_M \cdot \lambda \quad (124)$$

ifoda bilan aniqlanadi va y d ga bog'liq emas (C -o'zgarmas kattalik). $N_M \cdot \lambda = \text{const}$ bo'lgani uchun $W(e)$ kattalik ham bosimga bog'liq emas va doimiy qiymatga (taxminan 50 Vt/m) ega.

Yuqori chastota ko'ndalang razryadli CO_2 lazerining sxematik chizmasi 22-rasmda ko'rsatilgan. Rasmdan ko'rinib turibdiki CO_2 lazeri chetlari Bryuster burchagi ostida NaCl shishasi 5 bilan yopilgan va yonida tsilindrik ko'rinishga ega 2 hajmdan va asosiy razryad 1 nayidan, hamda optik rezonator vazifasini bajaruvchi mos holda sferik 3 va yassi 4 ko'zgulardan iborat. Razryad nayining ichki diametri 6 mm va uzunligi 300 mm. Razryad nayida yuqori chastotali razryad hosil qilish va undagi gaz aralashmasini sovutib turish uchun mis nayli 6 elektrodlar joylashtirilgan. Bu mis naychadan sovuq suv uni sovutib turadi. O'z navbatida mis naylar razryad nayini hamda uning ichidagi gaz aralashmasini sovutadi. Vakuum qurilma (VQ) razryad nayi ichidagi gaz aralashmasini so'rib

olib, uning ichiga kerak nisbatda va bosimda gaz aralashmasi kiritish imkonini beradi. Yuqori chastotali razryad hosil qilish uchun tashqi mis elektrodlariga YuCh generatordan 8 YuCh kuchlanish beriladi. YuCh tebranish chastotasi 80 MGts va quvvati esa 150 Vt gacha yetishi mumkin. Optik rezonator aks ettirish koeffisiyenti 100% bo'lgan alyuminiyli 3 sferik va o'tkazish koeffisiyenti 7 % dielektrikli qatlamga ega bo'lgan germaniyli yassi 4 ko'zgularidan iborat. Razryad nayi ichiga ishchi gaz aralashmasi kiritilib, unda YuCh kuchlanish yordamida razryad hosil qilinsa, faol muhitda invers bandlik vujudga keladi va CO₂ molekulasining 00⁰1 sathga o'tishda to'lqin uzunligi 10,6 yoki 9,6 mkm bo'lgan nurlanish hosil bo'lib, u ko'zgular oralig'ida tebrana boshlaydi, hamda bir qismi yassi ko'zgu tomonidan foydali nurlanish sifatida chiqadi.

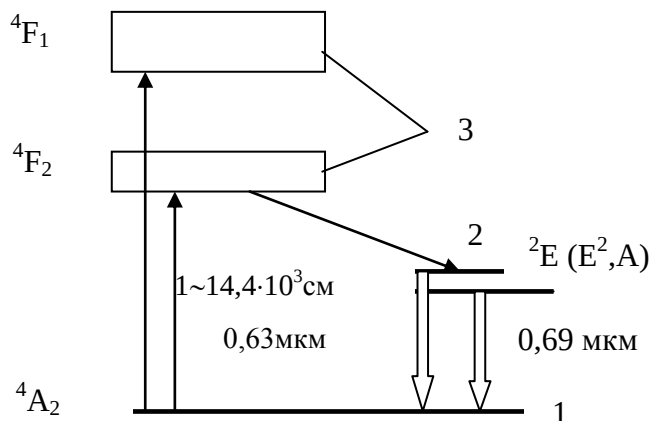


18-rasm. CO₂ lazerining konstruksiyasi. Uning tavsif va parametrlarini o'lchash qurilmasining sxematik chizmasi. 1-razryad nayi, 2-NaCl shishasi, 3-qo'shimcha hajm, 4 va 5-sferik va yassi ko'zgular, 6-mis nayli YuCh-elektrodlar, 7-YuCh ostsillograf, 8-YuCh generator, 9-Past chastotali generator.

2.6. Yoqut lazeri

Yoqut lazeri 1960 yili amerikalik olim T. Meyman tamonidan yaratilgan va u dunyodagi birinchi optik kvant generator edi. Bu lazerning paydo bo'lishi bilan lazerli texnikaning yaratilishi boshlandi.

Ushbu lazerda ishchi jism sifatida sun'iy (sintetik) yoqut, ya'ni Al_2O_3



19-расм. Ёқут лазерда генерация ҳосил бўлишининг соддалаштирилган чизмаси

alyuminiy oksidning kristali olingan. Bu moddada alyuminiyning bir qismi xrom moddasi bilan almashtirilgan. Ishchi jism bo'lgan Al_2O_3 ning ichida Cr_2O_3 ning massa bo'yicha miqdori taxminan 0,05% ni tashkil etadi. Faol ionlarning konsentratsiyasi 10^{18} sm^{-3} ni tashkil etadi. Yoqut kristalining panjarasida joylashgan va uch karra ionlashgan xrom atomi tashqi qobig'ida uch elektron joylashgan. Kristall panjaraning hosil bo'lishida xrom atomi 4s qobiqdan bir elektronni yo'qotadi.

Yoqut kristalining ba'zi bir issiqlik xususiyatlarining parametrlarini 2-jadvaldan aniqlansa bo'ladi. Yoqut kristali yorug'lik spektrining yashil va zangori sohalarida nurlanishni yaxshi yutib, qizil rang sohasida ($\lambda=0,6943 \text{ mkm}$) nurlanish beradi. Bu nurlanish chizig'ining eni 0,4 nm ni tashkil etadi.

Ushbu lazerning ishlash tamoyilini tushuntirish uchun kerak bo'ladigan Cr^{3+} ionining energetik diagrammasi 32-rasmda keltirilgan.

Optik damlash lampasining nurlanishi ta'sirida xrom ionii-ning asosiy "A" sathidagi elektronlar yuqori " $4F_1$ " yoki " $4F_2$ " satxlarga chiqariladi. Bu sathdan

elektronlar nurlanishsiz qisqa vaqt (10^{-8} s) ichida 2E metastabil sathlardan biriga o'tadi. Bu sathda elektronning yashash vaqti 3 ms atrofida. Ushbu yoqut lazeri uch energetik sathli sistemada 1 va 2 sathlar orasida invers bandlik hosil qilinib, kogerent nurlanish generatsiyasi olinadi. Asosiy sath quyi lazer satxi bo'lgani uchun barcha faol zarralarning yarmidan ko'pini g'alayonlantirish zarur. (Asosiy satxdagi barcha elektronlarning yarmidan ko'prog'i yuqori (4F_1 va 4F_2) lazer sathlariga chiqarilishi zarur.) Yoqut lazerining ushbu kamchilligi 5,1-jadvaldan xam ko'rinib turibdi. Yoqut uchun chegaraviy optik damlash energiyasi ~ 100 dan $1000J$ atrofida bo'ladi, ya'ni 1 sm^3 hajmiga $50J$ energiya to'g'ri keladi.

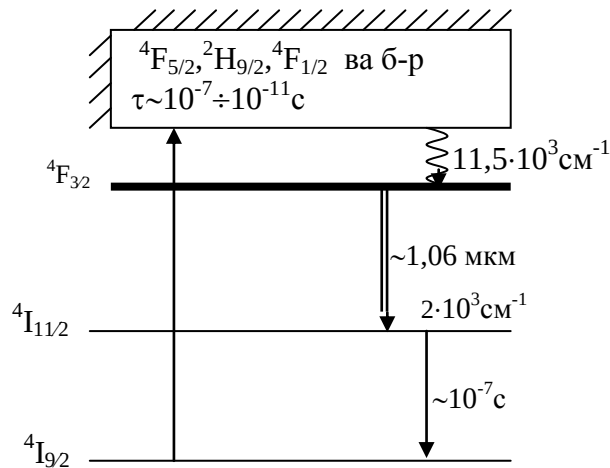
Yoqutda majburiy o'tishning kesimi $\sigma=3\cdot 10^{-20}\text{sm}^2$ ni tashkil etadi. Agar xrom ionlarining konsentratsiyasi $N_0\approx 10^{18}\text{sm}^{-3}$ bo'lsa, yoqutli faol elementning kuchaytirish koeffitsiyenti $K_0=\sigma_0\cdot N_2\approx 10^{-2}\text{sm}^{-1}$ ni tashkil etadi.

Lazernlarda faol element sifatida ishlatiladigan yoqut kristallarning o'lchamlari quyidagicha: diametri $5\div 10\text{mm}$, uzunligi $10\div 15\text{sm}$ va bunday kichik qiymatlar bo'lishiga sabab, bir jinsli sun'iy yoqut kristallini tayyorlashning texnologik jihatdan qiyinligidadir, hamda optik damlashning bir jinsli emasligidir. Bunday o'lchamli yoqut kristallida nurlanishning difraktsion yoyilishlari kichik qiymatlarga ($\lambda/bd\sim 10^{-4}\text{rad}$) ega. Real sharoitda generatsiya jarayoni ko'p modali bo'lgani uchun nurlanishning yoyilish burchagi $10^{-3}\div 10^{-2}$ radianni tashkil etadi. Yoqut kristallining kichik o'lchamlari, bu lazerning energetik imkoniyatlarini cheklaydi. Real sharoitlarda, optik rezanatorning asilligini modulyatsiya qilingan holda, yakka lazer impulsining energiyasi 1 Joul atrofida bo'lib, nurlanish vaqti 10 ns ni tashkil etadi. Erkin generatsiya holatiida esa 100 Joul gacha nurlanish energiyasini olish mumkin.

Yoqut lazeriga bag'ishlangan bayonning oxirida ushbu lazerning musbat va manfiy sifatlarini sanab o'taylik. Musbat sifatlariga kogerent nurlanish ko'zga ko'rinadigan sohada va lazer impuls-larining tez takrorlanishining mumkinligidir. Kamchiliklariga esa katta damlash energiyasi zarurligi, FIK-ning kichikligi, umumiy nurlanish energiyasining kichik (10 J) bo'lganligi, uzluksiz generatsiya olib bo'lmasligi hamda faol kristallarning o'lchami katta bo'lmasligidir.

2.7. Shisha asosli neodim lazerlar

Olim ye. Snittser tamonidan 1961 yili optik damlashli asosidagi qattiq jism lazerining faol elementini hosil qilish



20-расм. Неодим ионини энергетик сатхларининг соддалаштирилган чизмаси.

uchun shisha asosga neodim ionlarini kiritishni taklif qilgan edi. Neodim ionining asosiy lazerli energetik satxlarining diagrammasi 33-rasmda keltirilgan. Yoqut lazeridan farqli ravishda neodim lazeri to'rt satxli sxema asosida ishlaydi.

Damlash lampasining nurlanishi spektrining 0,35-0,9 mkm li qismi neodimli shisha tamonidan yutiladi va bu jarayonda neodim ionining quyi asosi $I_{a/2}$ sathda yotgan elektronlar yuqori (${}^4F_{5/2}$, ${}^2H_{9/2}$, ${}^4F_{1/2}$ va boshqa) sathlarga chiqaziladi. Elektronlar bu satxlarda juda qisqa vaqt ($\tau \sim 10^{-7} \div 10^{-11}$ s) bo'lib, nurlanishsiz yo'l bilan metastabil ${}^4F_{3/2}$ sathga tushib to'planadilar. Bu sathda elektronlarning yashash vaqtlari $10^{-3} \div 10^{-4}$ s atrofida bo'lib, shisha turiga va neodim ionlari konsentratsiyasiga bog'liq. Elektronlarning ${}^4F_{3/2}$ yuqori lazer sathidan quyi ${}^4I_{11/2}$ lazer sathiga majburiy o'tishida $\lambda = 1,06$ mkm to'lqin uzunligida kogerent nurlanish beradi. Bu nurlanish chizig'ining eni $20 \div 40$ nm atrofida yotadi. Pastki ${}^4I_{11/2}$ lazer sathi, asosiy ${}^4I_{9/2}$ sathdan atigi $2,2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ balandlikda joylashgan bo'lib, bu sathda elektronlarning yashash vaqti $10^{-7} \div 10^{-8}$ s ni tashkil etadi. Bu sathdan elektronlar o'z

energiyalarini kristall panjaraga berib, nurlanishsiz asosiy $^4I_{9/2}$ sathga o'tadilar. Shuning uchun bu ikki lazer sathlari orasida osongina invers bandlik holati olinadi va buning uchun kichik damlash energiyasi ($1\text{J}/\text{sm}^3$) sarf bo'ladi. Shunday qilib, to'rt sathli sistema, yoqut lazeridagi ko'p kamchiliklarini yo'qotish imkonini beradi.

Shishaga kiritilgan neodim ionining ichki ishchi sathlaridagi elektronlarni tashqi elektronlar tomonidan ekranirovka qilinishi natijasida yoqut lazeridagiga nisbatan shi-shaga kiritilayotgan neodim ionlarini konsentratsiyasini 10^{21}sm^{-3} gacha yetkazish mumkin (optimal konsentratsiya $2,5 \cdot 10^{20} \text{sm}^{-3}$) va shishaga kiritilgan neodim uchun majburiy o'tishlarning kesimi $\sim 5 \cdot 10^{-20} \text{sm}^2$ ni tashkil etgani uchun, faol zarralarnig atigi 5...10% yuqori ishchi sathga chiqarilishi bilan 1sm^{-1} li kuchaytirish darajasiga ega bo'lishi mumkin. Shisha asosli neodimning muhim xususiyatlaridan biri shuki, uning asosida katta o'lchamga ega va izotrop faol elementlarni yasash mumkin.

Hozirgi paytda lazerli texnikada, ko'ndalang kesimi 5...10 sm va uzunligi 2m gacha yotadigan faol elementlar ishlatilmoqda. Katta o'lchamli faol elementlar impulsli rejimda katta energiyalar olish imkonini beradi. Hozirgi paytda neodimli shisha lazerlarda erkin generatsiya rejimida 1kJ gacha energiya olingan. Neodimli shisha lazerlarining konstruksiyasi yoqut lazeri konstruksiyasidan kam farq qiladi. Faqat faol elementlarning o'lchamlari katta bo'lganligi uchun ularni optik damlash uchun bir nechta yorug'lik lampalari ishlatiladi. Bunday lazer-lardan chiqayotgan kogerent nurlanishning yoyilish burchagi katta ($\sim 10 \text{ mrad}$) bo'ladi. Bunga sabab lazer generatsiyasining ko'p modalarda ro'y berishidir. Yoyilish burchagini kamaytirish va katta energiyali nurlanish uchun odatda lazer-kuchaytirgich sistemasidan foydalaniladi. Buning uchun avval kam quvvatli lazerda parametrlari yaxshilangan sifatli kogerent nurlanish olinadi, so'ngra sifatli nurlanishni bir nechta kuchaytirgichlardan o'tkaziladi. Shunday "lazer-kuchaytirgich" sistemalarda impuls davomiyligi 10^{-9} s va energiyasi $10^4 \dots 10^5 \text{ J}$, ya'ni quvvati $10^{13} \dots 10^{14} \text{ Vt}$ bo'lgan kogerent nurlanish olinadi. Bunday energiyali nurlanishlar termoyadro reaksiya hosil qilish qurilmalarida ishlatiladi.

3.1 Lazer nurlarini o'lchash usullari

Lazer nurlanishining quvvati va energiyasini o'lchash

Lazer nurlanishining energetik parametrlarini o'lchash vositalari birlamchi o'lchov o'zgartirgich (BO'O'), o'lchov qurilmasi, hisoblovchi yoki qayd qiluvchi qurilmadan tashkil topgan. Birlamchi o'lchov o'zgartirgichda lazer nurlanishi energiyasi issiqlik yoki mexanik energiyasiga yoki elektr signaliga aylantiriladi.

BO'O' yutuvchi yoki o'tkazuvchi tiplarda bo'lishi mumkin. Yutuvchi o'zgartirgichda kirishga kelayotgan lazer nurlanishining barcha energiyasi yutiladi va unda sochiladi. O'tkazuvchi o'zgartirgichlarda kelayotgan energiyaning oz qismi yutiladi, asosiy qismi esa o'tkazib yuboriladi va boshqa kerakli maqsadlarda foydalanilishi mumkin.

O'lchov qurilmasi o'zgartiruvchi elementlar va o'lchov zanjiridan tashkil topgan. Ularning vazifasi BO'O'dan chiqayotgan signalni hisoblovchi yoki qayd qiluvchi qurilmaga uzatishdir, hisoblovchi yoki qayd qiluvchi qurilma o'lchanuvchi kattalikning qiymatini analogli yoki raqamli ko'rinishda hisoblash uchun xizmat qiladi.

Odatda BO'O' alohida blok shaklida tayyorlanadi va o'lchov golovkasi deyiladi, o'lchov va hisoblash qurilmasi o'lchov bloki shaklida tayyorlanadi. O'lchov blokiga drey nolini korrektsiyalash, temperatura va elektr stabilizatsiyasi zanjirlari kabi qo'shimcha qurilmalar kiritilishi mumkin.

Issiqlik metodi

Bu metodning mohiyati lazer nurlanishi energiyasini issiqlik energiyasiga aylantirishga asoslangan. BO'O'da ajraladigan issiqlik energiyasini o'lchash uchun odatda

- Zeebekning termoelektrik effekti (metallar yoki yarimo'tkazgichlarning turli temperaturalarga ega bo'lgan qismlarida termo EYuK hosil bo'lishi);
- metallar va yarimo'tkazgichlarning temperaturasi o'zgarganida qarshilikning o'zgarishi (bolometrik effekt);

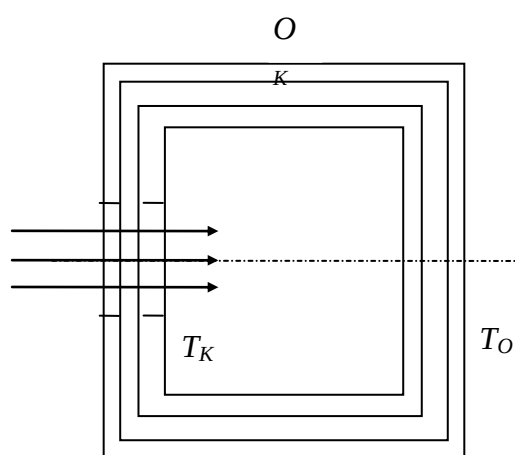
—“qattiq jism-suyuqlik fazaviy o‘tishlari;

—isitilganda moddalarning chiziqli va xajmiy o‘zarishi va boshqa effektlar qo‘llaniladi.

Ta’kidlab o‘tish kerakki, barcha BO‘O‘lar kalorimetrlar hisoblanadi. Lekin adabiyotlarda ular termoelement, bolometr va piroqabul qilgichlar bilan birlashgan BO‘O‘lar deyiladi.

Energiya va o‘rtacha quvvatni o‘lchashga mo‘ljallangan kalorimetrlar eng ko‘p qo‘llanishga ega bo‘ldi. Ular yetarlicha rivojlantirilgan, sezgir elementlar bilan birlashtirilmagan qabul qiluvchi element hisoblanadi. Kalorimetrlarning afzalliklariga keng spektral va dinamik ish diapazoni, xarakteristikalarining yuqori chiziqliligi, aniqligi va stabilligi, konstruksiyasining soddaligi, yuqori aniqlikdagi raqamli qurilmalar bilan ishlatilishi, o‘zgartirgichlarni kalibrovkalash mumkinligi kabilar kiradi.

Har qanday kalorimetrik sistema (21-rasm) issiqlik ajralishi yoki yutilishi sodir bo‘luvchi ichki kalorimetrik jism va issiqlik o‘tkazuvchanlik, konveksiya va nurlanish yo‘li bilan issiqlik almashuvchi tashqi qobiq O dan tashkil topgan.



21-rasm. Kalorimetrning
prinsipial sxemasi

Kalorimetrik jismdan qobiqqa o‘tuvchi issiqlik oqimi asosan ular sirtining temperaturalarini farqiga bog‘liq $F = G_T(T_K - T_O)$, bu yerda G_T — kalorimetr va qobiq o‘rtasidagi issiqlik o‘tkazuvchanlikni xarakterlovchi parametr. Ko‘pincha K va O orasidagi issiqlik almashinuvi issiqlik qarshilikni ifodalovchi $R_T = 1/G_T$ kattalik bilan ham aniqlanadi. $T_K = f(t) \neq const$ bo‘lgan temperaturasi o‘zgaruvchi kalorimetrlar eng ko‘p qo‘llanishga ega bo‘ldi. Temperatura o‘tkazuvchanligi cheksiz bo‘lganda bunday kalorimetrdagi issiqlik muvozanati tenglamasi

$$P(t) = c \frac{dT(t)}{dT} + \frac{T(t)}{R_T} \quad (1.1)$$

ko‘rinishga ega bo‘ladi, bu yerda $P(t)$ — kalorimetrdagi ajralayotgan quvvat; c — K ning issiqlik sig‘imi; $T=T_K-T_O$

Uzluksiz lazerlarda asosiy energetik parametr sifatida ularning quvvati hisoblanadi, bitta impulsli rejimda ishlovchi lazerlarda esa impuls energiyasi ishlatiladi W_u . Rezonator saxiyligi (dobrotnosti) modulyatsiyalangan rejimda ishlovchi va modlar sinxronizatsiyasi rejimida ishlovchi lazerlarda W_u va maksimal quvvat P_{Umax} yoki o‘rtacha quvvat P_{Usr} ishlatiladi. Davriy impulsli lazerlar vaqt bo‘yicha o‘rtachalashtirilgan quvvat P_{sr} bilan xarakterlanadi.

Shuning uchun (1.1) differensial tenglamaning xususiy yechimlarini ko‘rib chiqamiz.

1. Kalorimetrdagi sochilayotgan quvvat vaqt o‘tishi bilan o‘zgarmaydi $P(t)=P_O=const$. U xolda

$$T(t) = R_T \cdot P_O [1 - \exp(-t / \tau)] \quad (1.2)$$

bu yerda $\tau=R_TC$ kalorimetrning vaqt doimiysi.

$T(t)$ maksimal qiymatga $t \rightarrow \infty$ bo‘lganda erishadi, ya’ni $T_{max}=R_T \cdot P_O$.

2. Kalorimetrdagi quvvat davriy, to‘g‘ri burchakli impulslar ketma ketligi shaklida ajraladi: P_O , τ_u va q — impuls quvvati, davomiyligi va ixchamligi. Bu xolda lazer nurlanishining parametrlari amalda ko‘p uchraydi

$$T(t \rightarrow \infty) = R_T \cdot P_O \cdot q \quad (1.3)$$

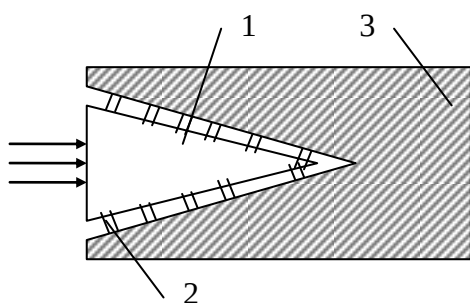
3. Kalorimetrdagi yakka to‘g‘ri burchakli impulsning energiyasi sochiladi. Bu xolda kalorimetrning temperaturasi vaqt o‘tishi bilan quyidagicha o‘zgaradi:

$$\begin{cases} T(t) = R_T \cdot P_O [1 - \exp(-t / \tau)] & 0 \leq t \leq \tau_u \\ T(t) = R_T \cdot P_O [\exp(t / \tau) - 1] \exp(-t / \tau) & \tau_u \leq t < \infty \end{cases} \quad (1.4)$$

$T(t)$ maksimal qiymatga $t = \tau_u$ bo'lganda erishadi va u $T_{max} = B \cdot R_T \cdot W_u$ ga teng ($W_u = P_O \cdot \tau_u$; d – kalorimetr doimiysi). Sanab o'tilgan xususiy xollar o'zgaruvchi temperaturali kalorimetrik o'zgartirgichlarning uchta asosiy ish rejimlarini bildiradi: uzluksiz lazerlarning quvvatini o'lchash rejimi, davriy impulsli lazerlarning o'rtacha quvvatini o'lchash rejimiva yakka lazer impulslarining energiyasini o'lchash rejimi.

Ko'rib o'tilgan kalorimetrlarda qattiq jisimli qabul qiluvchi o'lchov o'zgartirgichlar eng ko'p qo'llanishga ega bo'ldi. Bunday BO'O'lar ko'pincha kovak shaklida— kovak konus, sfera, silindra va ularning kombinatsiyasi shaklida tayyorlanadi. Kovaklarda nurlarning ko'p marta qaytish effektini ishlatish hisobiga qabul qilgichning yutish koeffitsientini oshirishga va ish diapazoni to'liq uzunligini kengaytirishga hamda lazer nurlanishining quvvati energiyasini o'lchashning yuqori chegarasini oshirishga imkon yaratiladi.

Misol sifatida 22-rasmدا laser nurlanishi impulslarining o'rtacha quvvati va



22-rasm. IM0-2 qurilmasining BBO' soddalashgan konstruksiyasi

energiyasini o'lchashga mo'ljallangan BO'O' ko'rsatilgan. Bu yerda qabul qiluvchi element 1 gradirovakalash uchun elektr isitkich o'rnatilgan mis konus shaklda tayyorlangan, uning qabul qiluvchi sirtiga yutuvchi qatlam o'rnatilgan. Sezgir element sifatida 2 mis-konstantali termobatareya ishlatilgan, u tashqi va ichki 3 qobiqlar orasida joylashgan va tekis taqsimlangan 2000 dan ortiq termoparalardan tashkil topgan. Termobatareya konstantan

simning yarim o'ramini mislash orqali hosil qilinadi. Bunday elementlar BO'O' tarkibiga qo'shimcha tok manbai kiritishni talab qilmaydi, chunki termo EYuK turli metallarning issiq va sovuq kontaktlari orasida yuzaga keladi. Termoparalarning ko'pligi BO'O'larning sezgirligini ancha oshiradi.

IM0-2 62 o'lchov golovkasi ikkita bir xil BO'O' kalorimetrik seksiyalardan tashkil topgan, ular qalin mis korpus va o'lchov golovkasi qobig'idash tuzilgan

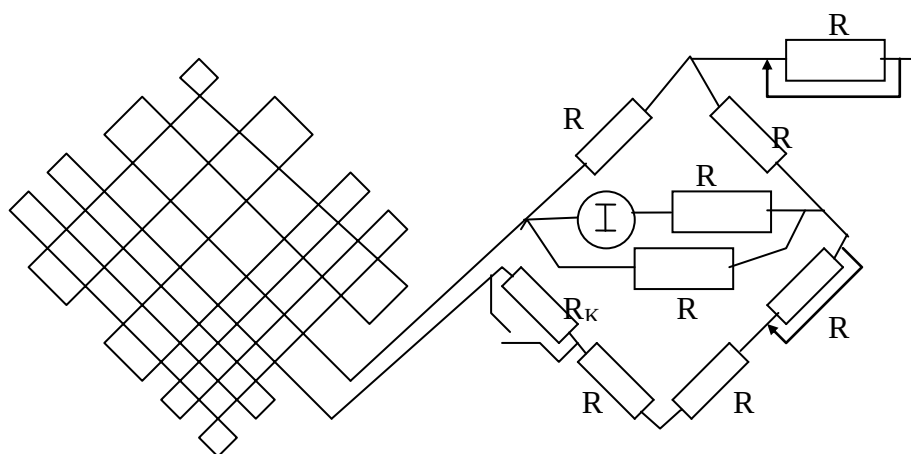
passiv termostat ichida joylashgan. BO‘O‘ stabiligini oshirish uchun termobatareyalar ketma ket joylashtirilgan, bu tashqi muxit temperaturasini kamaytirishga imkon beradi. O‘lchov bloki termo o‘zgartirgichdan chiqayotgan signalni kuchaytirish uchun stabil doimiy tok kuchaytirgichidan tashkil topgan. Bu qurilmani ishlatish jarayonida xarakteristikasini, kuchaytirish koefitsientini va analogli o‘lchovqurlmasini moslash va prametrlarini saqlashga imkon beradi.

Quvvatni o‘lchashning yuqori chegarasini kengaytirish uchun susaytirgich kiritilgan. IMO-2 qurilmasining asosiy texnik xarakteristikalari 2-jadvalda keltirilgan. IKT qurilmasiga shuningdek, lazer nurlanishiga yuqori chidamli qo‘shimcha element kiritilgan. Buning natijasida nurlanish qabul qiluvchi sirt bo‘ylab tekis taqsimlanadi va zichlik kamayadi. Bu yerda sezgir element sifatida qarshilik termometri ishlatiladi, ya’ni chiqish kattaligi sifatida nurlanish tushishi natijasida temperatura o‘zgarishi bilan BO‘O‘ qarshiligining o‘zgarishi ishlatiladi. Shuning uchun BO‘O‘ tarkibiga tok manbai kiritilishi kerak. IKT o‘lchov golovkasi IMO-2 kabi qarshilik termometriga ega bo‘lgan ikkita bir xil BO‘O‘ga ega. Ular doimiy tok ko‘prigining yelkalariga o‘rnatiladi. O‘tkazuvchi BO‘O‘ga misol bo‘lib (23 rasm) nurlanishning o‘rtacha quvvatini o‘lchovchi kam inersiyali bolorimetrik o‘lchagich hizmat qilishi mumkin. Bunday BO‘O‘ ketma ket ulangan, nurlanish oqiminng barcha kesimini qamrab oluvchi ikkita yupqa metall o‘tkazgichlardan tashkil topgan va noyob panjara shaklida tayyorlangan. Uning ishlash prinsipi o‘tayotgan lazer nurlanishining qisman yutilishi natijasida yuzaga keladigan bolorimetrik effektga asoslangan.

Ikki noyob panjara uchun agar uning davri χ o‘tkazgich diametri d dan ancha katta bo‘lsa, panjarada qaytish, difraksiya va yutilish tufayli sodir bo‘ladigan energetik yo‘qotishlar $4d/\chi$ dan katta bo‘lmaydi. Yuqori mexanik mustahkamligi va panjara tayyorlash texnologiyasi sodda bo‘lganligi uchun o‘tkazgichlarga platina, oltin va nikel eng maqul material hisoblanadi.

Masalan, 3...5 mkm li platina simdan diametri 10 sm va davri 1 mm bo‘lgan panjara yasash mumkin. Bu xolda umumiy yo‘qotishlar $4 \cdot 5 \cdot 10^{-3} = 0.02$ dan

oshmaydi, qabul qiluvchi o'lchov o'zgartirgichining o'tkazish koeffitsienti 98% ga teng. Qurilmaning vaqt doimiysi 10^{-3} dan oshmaydi.



21-rasm. O'tkazuvchi tipdagi lazer nurlanishining quvvatini o'lchovchi kam inersiyali bolorimetrik o'lchagichning funksional sxemasi

Agar BO'O'dagi sezgir element qarshilik termometri bo'lsa, bunday BO'O' bolometr deyiladi, termometr sifatida nafaqat simli, balki plenkali o'tkazgichlar ham ishlatilishi mumkin. Bu qurilmalarning qabul qiluvchi sezgir elementlari odatda vakuumli qobiqqa o'rnatiladi va ular vakuumli qurilmalar (bolometrlar) deyiladi. Yuqori sovutilgan bolometrlar o'ta kichik nurlanish oqimini o'lchash uchun (10^{-14} Vt·Gs^{-1/2}) yoki maksimal tezlikka erishish (subnanosekundli diapazon) uchun ishlatiladi.

Temperaturasi o'zgarmaydigan kalorimetrlar ($T_K = T_O = const$) izotermik kalorimetrlar deyiladi. Bunday kalorimetrning ishlash prinsipi moddaning fazaviy o'tish effektlarni ishlatish va bir fazadan ikkinchi fazaga o'tayotgan modda miqdorini o'lchash yoki kalorimetrdagi issiqlik effektini hisobga olishga asoslangan. Bu qurilmalarda kalorimetrik jism avval tashqi muxit temperaturasidan yuqoriroq qandaydir temperaturagacha qizdiriladi. Lazer nurini berishda nurlanish quvvati kalorimetr temperaturasi o'zgarmay qolishi uchun kamaytiriladi. Bu xolda

kalorimetrda yutilgan quvvat sistish quvatiga teng bo'ladi. Lazer nurlanishining quvvatini o'lchovchi OIM-1-1 qurilmasining ishlashi shu prinsipga asoslangan.

Piroelektrik BO'O'larning ishlash prinsipi nurlantirilgan nosimmetrik kristallarda kuzatiladigan piroelektrik effektdan foydalanishga asoslangan. Agar kichkina kondensator tayyorlansa va uning qoplamalari orasiga piroelektrik joylansa, nurlanishning yutilishi natijasida temperaturaning o'zgarishi kondensator zaryadining o'zgarishiga olib keladi. Piroelektrik qabul qilgichning kirish qarshiligi faqat sig'imli bo'ladi. Shuning uchun uning chiqshidagi signal faqat o'zgaruvchan kirish signalida yuzaga kelishi mumkin, bu nurlanishni o'lchash uchun uni modulyatsilashni taqozo qiladi.

Piroelektrik BO'O'larning chiqish signali sezgir element temperaturasining o'rtacha o'sish tezligiga $d(\Delta T)/dt$ proporsionaldir. Shuning uchun bunday qabul qilgichlar yuqori tezlikka (do 10^{-8}), yuqori sezgirlikka ($10^{-7} \dots 10^{-8}$ Dj), katta dinamik diapazonga ($10^{-8} \dots 10$ Dj) i keng spektral diapazonga ($0.4 \dots 10.6$ mkm) ega. Piroelektrik qabulqichning sezgir elementi kalorimetrik qabulqichning sezgir elementidan farq qilmaydi (22-rasm) (2 piroelektrik elementdan tashqari). Kichik (10^{-9} Vt/sm² gacha) va o'ta kichik (10^{-12} Vt/sm² gacha) oqimlarni o'lchashda titanat bariy, triglinsulfat va sirkonat-titanat bariy asosidagi piroelektrik qabul qilgichlar eng ko'p qo'llanishga ega bo'ldi. Bunday BO'O'larning sezgir elementlari qalinligi $20 \dots 100$ mkm bo'lgan, ikki tomoniga elektrodlar o'rnatilgan yassi parallel plastinkalardan tashkil topgan. Plastinkaning nurlanishni qabul qiluvchi tomoniga yutuvchi qatlam o'rnatiladi yoki bu vazifani yarim shaffof elektrod bajaradi. Sodda texnologiyalar asosida sezgir elementning ixtiyoriy shaklda va qabul qiluvchi sirtining yuzasini $10^{-4} - 10^6$ oraliqda tayyorlash mumkin.

Boshqa BO'O'larga nisbatan piroelektrik BO'O'Lar qator afzalliklarga ega bo'lganligi uchun lazer nurlanishining energetik va fazoviy -energetik parametrlarini o'lchashda tobora keng qo'llanilmoqda.

3.2 Lazer nurlarini ko'ndalang taqsimoti o'lchash

Lazer nurlari bilan ishlashda ko'pincha ular intensivligining ko'ndalang kesim bo'yicha taqsimotini bilishga, buning uchun lazer nurlanishi ko'ndalang modlarining strukturasini tadqiq etishga to'g'ri keladi. Ko'p xollarda bu taqsimotni lazer nurlanishini buzmasdan, kuchli lazer oqimining quvvatiga nisbatn o'lchash maqsadga muvofiq. Bu soxadagi tadqiqotlar hozirgi kunga qadar davom ettirilmoqda. [1-5]. Bunday tadqiqotlar kuchli lazer nurlanishlari bilan olib borilganda ayniqsa qiziq, chunki ular yo'lga qandaydir qayd qilgich yoki bo'lgich qo'yilsa, tezda ishdan chiqadi. Bu muammoni yechish yo'llaridan biri lazer nurlanishi yo'lga yunurlanishga yuqori chidamli bo'lgan ob'ektni qisqa muddatga qo'yishdir. [6,7]. Masalan [b] ishda aylanuvchi diskka mahamlangan ingichka, o'tga chidamli qo'rg'oshin simni oqimga perpendikulyar ravishda tez harakatlanirish undan qaytgan nurning quvvatini piroelektrik detektorda o'lchash taklif qilindi. Bu ishda xuddi shu usulda va optik tomografiyadan foydalangan xolda o'lchov sistemalari qisqa vaqtga va lokal nuqtalarga kiritiladi. Taklif etilayotgan usulda tekshiriuluvchi lazer oqimi optik svetovod — ingichka yorug'lik o'tkazuvchi, ya'ni nurlanishga yuqori chidamli bo'lgan shisha, kvars yoki sapvirdan tayyorlangan qo'lcha yordamida skanirlanadi. Lazer nurlanishi svetovodning notekis sirtida sochilayotib, bir qismi svetovod ichiga sochiladi va to'la ichki qaytish qonuniga asosan uning ichida qamalib qoladi. Bunday sochilish koeffitsienti a barmoq uzunligi bo'yicha bir xil deb faraz qilinadi, bu svetovodda chaqnayotgan nurlanish quvvati tushayotgan nurlanish quvvatiga proporsional bo'ladi.

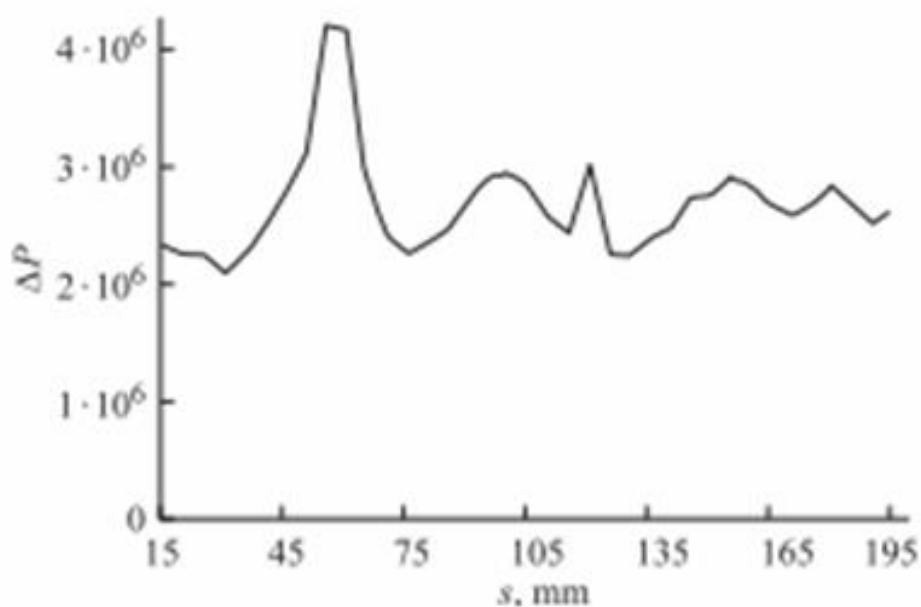
Bu kattalik oqim intensivligining ko'ndalang taqsimotidan olingan Radon integraliga proporsional bo'ladi.

$$P(L) = a \int f(x,y) ds. \quad (1)$$

Bu yerda $P(L)$ — qamalib qolgan va svetovod sirtida sochilgan lazer nurlanishining quvvati, x,y — lazer oqimiga perpendikulyar koordinatalar, $f(x,y)$ — nurlanish intensivligi taqsimoti, ds — L bo'yicha uzunlik elementi.

$P(L)$ ning svetovodning xolatiga bogʻliqligi oqim kesimi boʻyicha intensivlik taqsimotining bir oʻlchovli tomografik proeksiyasidir. Svetovodni turli yoʻnalishlarda harakatlantirib, bunday proeksiyalar asosida lazer nurlanishi intensivligining koʻndalang taqsimotini olish mumkin.

Svetovod sifatida diametri 2 mm va uzunligi 150 mm boʻlgan shisha tayoqcha olindi. a ning doimiyligini tekshirish uchun svetovodning optik xossalari tadqiq qilindi. Svetovodning teshiklaridan birining sirti notekis qilib tayyorlangan. Bu yerdan chiqayotgan nurlanish fotoelektron koʻpaytirgichda qayd qilinadi. Svetovod sirtiga diafragma yordamida “yorugʻlik tigʻi” qilingan geliy-neon lazeri yoʻnaltirildi.



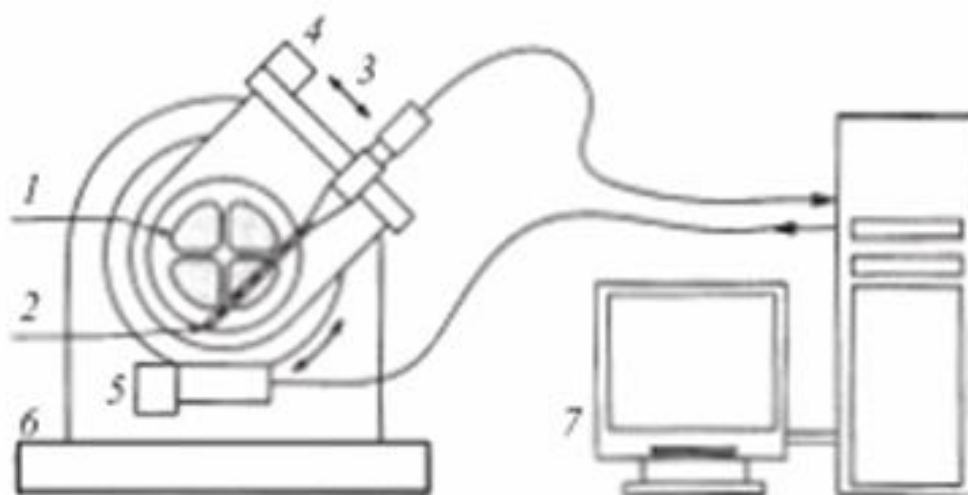
24-rasm. Svetovod tirqishidan nurlanayotgan nisbiy quvvatning lazer nurlanishi markazining koordinatalariga bogʻliqligi.

Tajriba jarayonida yorugʻlik tigʻi svetovod boʻyicha harakatlantirildi va fotoelektron koʻpaytirgich tokining tigʻ xolatiga bogʻliqligi oʻrganildi. Bu tajriba jarayonida tekshirilayotgan svetovod lokal koeffitsientining lazer nuri markazining xolatiga bogʻliqligi tadqiq qilindi. 1-rasmda tajriba natijalari keltirilgan. Abssissa oʻqiga tirqishga nisbatan svetovod oʻqi boʻyicha chiziqli koordinatalar qoʻyilgan. Ordinatalar oʻqiga fotoelektron koʻpaytirgich tokiga proporsional teshikdan nurlanayotgan nisbiy quvvat qoʻyilgan.

Olingan natijalardan ko‘rinadiki, lazer nurlanishi tirqishga nisbatan 75 mm dan uzoqroqda joylashtirilganda fotoelektron ko‘paytirgich tokining og‘ishi uning o‘rtacha qiymatiga nisbatan 12% dan oshmaydi. Svetovod sirtining aynan shu soxasi lazer nurlanishi energiyasining ko‘ndalang taqsimotini tomografik o‘lchashlar uchun foydalanildi. Olingan fotoelektron ko‘paytirgich tokining o‘rtacha qiymatdan og‘ishini hatoliklar amplitudasi sifatida qabul qilish mumkin [8]. Shunday qilib, svetovod tirqishidan chiqayotgan nurlanish intensivligi intensivlik taqsimotidan olingan Radon integraliga proporsional bo‘ladi.

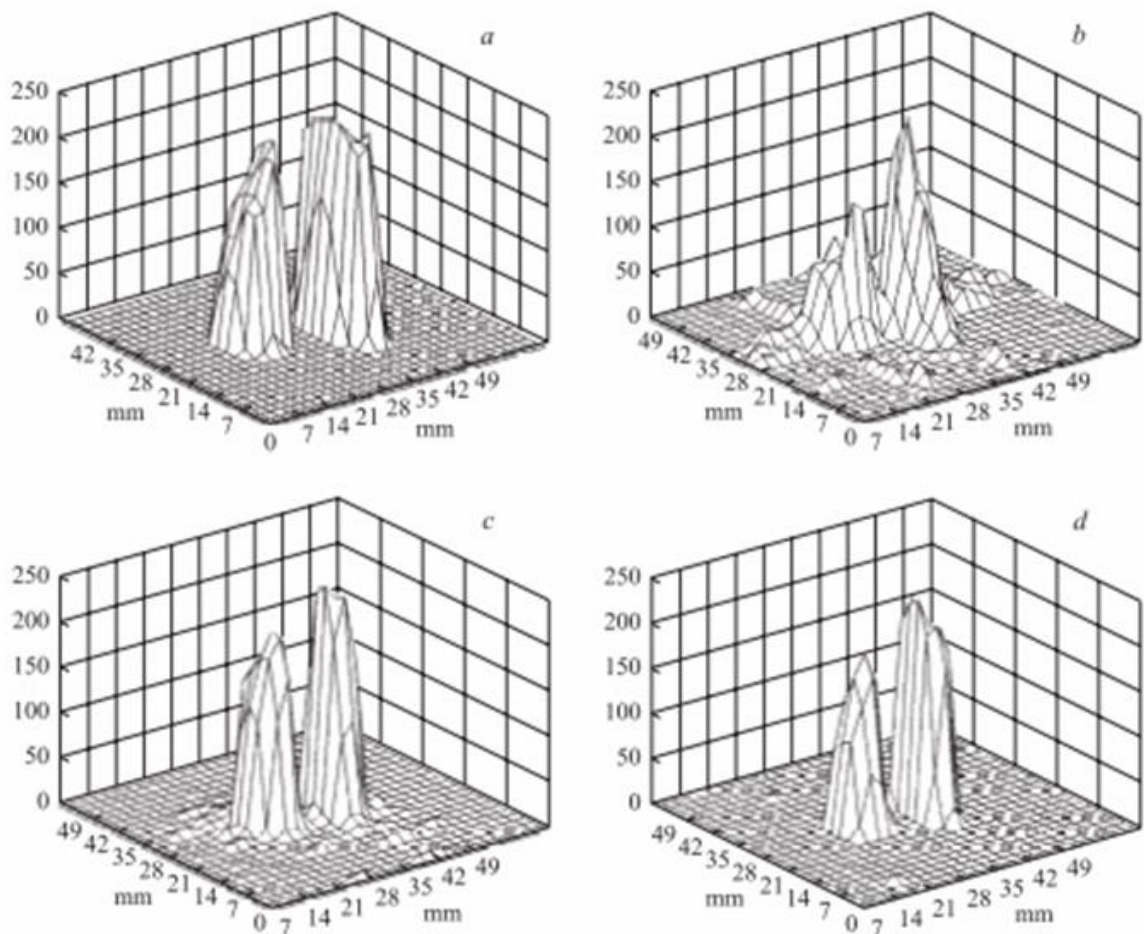
Kuchli texnologik lazer oqimi kesimining proeksiyasini olish uchun 2-rasmda ko‘rsatilgan qurilma yig‘ildi. Tekshirilayotgan lazer oqimi (1) qurilma korpusida o‘rnatilgan doirasimon teshik orqali o‘tadi (b). Teshik soxasida fotoelektron kuchaytirgich bilan qattiq bog‘langan zondlovchi svetovod (2) joylashgan. Svetovod va fotoelektron kuchaytirgich sistemani ilgarilanma va aylanma harakatlantiruvchi dvigatelga mahkamlangan. Fotoelektron kuchaytirgichdan kelayotgan signal raqamli signalga aylantiriladi va SHEHM ga uzatiladi. Tekshiriluvchi oqim sifatida shaffof bo‘lmagan iikita teshikli transparentdan o‘tkazilgan geliy-neon lazeri ishlatildi. Kesimning uch o‘lchovli tasviri 3-rasmda ko‘rsatilgan.

Tajriba davomida zondlovchi svetovodni oqim o‘qiga perpendikulyar tekislikda 0, 30, 60, 90, 120 i 150 gradus burchaklarga burib, kesim proeksiyasi haqida ma’lumotlar olindi. Har bir proeksiyani olishda svetovod chiqishidagi quvvat 17 marta o‘lchandi. Bunda qadamli dvigatel 2 mm qadam bilan harakatlantirildi. Oraliq qiymatlar eksperiment natijalari bo‘yicha kubik interpolatsiya usuli bilan olindi. Tajriba natijalarini qayta ishlash va ob’ekt tasvirini tomografik qayta tiklash “Tomo” dasturlar paketi yordamida amalga oshirildi. Bu paket bir o‘lchovli tomografik proeksiyalar asosida ikki o‘lchovli funksiyani tomografik qayta tiklashga mo‘ljallagan. Bu paket asosida Fure-sintez va Gershbergning iteratsion algoritmi yotadi. Proeksion natijalarning cheklanganligi hisobiga paydo bo‘luvchi hatoliklarni aniqlash uchun matematik modellashtirish o‘tkazildi, bunda



25-rasm. Kuchli lazer oqim kesimining tomografik proeksiyalarini olishga mo'ljallangan qurilma.

bir o'lchovli model bo'yicha intensivlik taqsimotining tomografik rekonstruksiya o'tkazildi. Ko'ndalang kesim bo'yicha intensivlik taqsimotinin tasvirini qayd qilishda PZS kamera ishlatilganligi uchun dastlabki funksiya $f(x, u)$ diskret qiymatlardan tashkil topgan $f(i, j)$. Bunday funksiya Radon tasavvurlarini olish uchun uni interpolatsiya qilish kerak. Foydalanilgan algoritmda to'g'ri burchakli interpolatsiya ishlatilgan.



26-rasm. Lazer nurlanishi oqim kesimida intensivlik profillari: a -raqamli kamera yordamida olingan tasvir; b - eksperimental o'lchashlar bo'yicha rekonstruksiya natijalari; c - model o'lchashlar bo'yicha rekonstruksiya natijalari, 6 ta proeksiya; d - model o'lchashlar bo'yicha rekonstruksiya natijalari, 18 ta proeksiya.

Rekonstruksiya model proetsiyalarini tanlash uchun bajarildi. Birinchi tanlov 30 gradus qadam bilan 0 dan 150 gradusgacha bo'lgan 6 ta proeksiyadan iborat va svetovodning real holatlariga mos keladi. Ikkinchi tanlov 10 gradus qadam bilan 0 dan 170 gradusgacha bo'lgan 18 ta proeksiyadan iborat. Qayta tiklash natijalari 3-c,d-rasmda keltirilgan.

3-b-rasmda oqim kesimining 6 ta proeksiyalari bo'yicha tasvirining tomografik rekonstruksiya tasvirlangan. Oqim kesimining rekonstruktiv (Z-a-rasm) va real tasvirlarilarini (3-b-rasm) taqqoslash tasvirni qayta tiklash oqim kesimi intensivligining o'ziga xos asosiy belgilarini ko'rsatishini bildiradi. Rekonstruksiya

natijalari oqim strskturali va modlar intensivligini bir qiymatli aniqlashga imkon beradi.

Intensivlikni aniqlash hatoligi 23, optik markazlar koordinatalarini aniqlash hatoligi 10% ni tashkil etadi. Bu hatolik modlar ichida ietensivlikni tadqiq qilishga yetarli bo‘lmaydi.

Real proeksiyalar bo‘yicha rekonstruksiylar (3- b –rasm) va model bo‘yicha (3-s-rasm) natijalarni taqqoslash oqimning intensivligi taqsimotida keskin farqlar borligi ko‘rsatdi. Bu tajriba hatoliklarining ta’siri katta ekanligini bildiradi. Olingan natijalar taklif qilingan metodni amalga oshirish mumkinligini ko‘rsatadi. Buning uchun o‘lchov qurilmasini va dasturlar paketini yanada takomillashtirish kerak bo‘ladi.

Lazer nurlanishining energetik parametrlari va xarakteristikalarini o‘lchash.

Lazer nurlanishi spektral va dinamik diapazonining kengligi, impuds davomiyligining kamligi, yuqori quvvat zichligi kabi o‘ziga xosliklarga ega. Lazer nurlanishining asosiy parametr va xarakteristikalariga quyidagilar kiradi:

1-jadval

Parametr, xarakteristika	O‘lchov birligi	Ma’nosi	Belgisi
Energetik parametr va xarakteristikalar			
Energiya	Dj	Lazer tomonidan tashiluvchi energiya	W
Quvvat	Vt	Vaqt birligida lazer tomonidan tashiluvchi energiya	P
Intensivligi		Elektromagnit tebranishlar amplitudasi kvadratiga proporsional kattalik	J
Energiya (quvvat) ning spektral zichligi	$Dj \cdot Gs^{-1}$ $Vt \cdot Gs^{-1}$		W_{λ}, W_{ν} (P_{λ}, P_{ν})

Parametr, xarakteristika	O'lchov birligi	Ma'nosi	Belgisi
Impulsning o'rtacha quvvati	Vt		$P_{u, sr}$
Impulsning maksimall quvvati	Vt		$P_{u, max}$
Spektral parametr va xarakteristikalar			
To'lqin uzunligi			λ
Chastotasi			ν
Spektral chiziq kengligi			$\delta\nu$ $\delta\lambda$
Xromatiklik darajasi			$\delta\nu/\nu$ $\delta\lambda/\lambda$
Fazo-vaqtli parametr va xarakteristikalar			
Yo'nalganlik diagrammasi		Lazer nurlanishi energiya (quvvat) ning burchak taqsimoti	
Nur diametri	m	Tegishli energiya (quvvat) o'tayotgan lazer nurining ko'ndalang kesim diametri	d
Sochilganligi	rad, sr	Berilgan sath bo'yicha lazer nurlanishining uzoq zonasi yo'nalganligini bildiruvchi diagramma kengligi xarakterlovchi burchak	Q_p
Energetik sochilganligi	rad, sr	Ichida lazer nurlanishining energiyasi (quvvati) berilgan ulushi tarqalayotgan yassi yoki fazoviy burchak	θ_s
Energiya (quvvat) zichligining		Lazer oqimining kesimi bo'yicha energiya (quvvat) zichligi taqsimoti	$\theta_{w, p}, \theta_{w, s}$

Parametr, xarakteristika	O'lchov birligi	Ma'nosi	Belgisi
nisbiy taqsimoti		(Energiya(quvvat) zichligining maksimal qiymatiga normallashtirilgan)	
Impulslarning takrorlanish chastotasi	G _s	Lazer nurlanishi impulslari sonining vaqtga nisbati	F
Impuls davomiyligi	s		τ _u
Kogerentlik parametrlari			
Fazo –vaqtli kogerentlik darajasi		Fazo-vaqtning fiksirlangan nuqtalarida fazo-vaqt kegerentligi kompleks darajasining moduli: $ \gamma_{12}(\tau) = \left \frac{\Gamma_{12}(\tau)}{\sqrt{\Gamma_{11}(O) \cdot \Gamma_{22}(O)}} \right , \text{ gde}$ 0 ≤ γ₁₂(τ) ≤ 1, bu yerda Γ₁₂(τ) — o‘zaro kogerentlik funksiyasi, Γ₁₁(O), Γ₂₂(O) — τ=0 bo‘lganda r₁, r₂ radius vektorli nuqtalarning o‘zaro kogerentlik funksiyasi	γ ₁₂ (τ)
Fazoviy kogerentlik darajasi		Fazoning fiksirlangan nuqtalarida vaqt kegerentligi kompleks darajasining moduli: $ \gamma_{12}(O) = \left \Gamma_{12}(O) \cdot \sqrt{\Gamma_{11}(O) \cdot \Gamma_{22}(O)} \right , \text{ gde}$ Γ₁₂(O) —	γ ₁₂ (O)

Parametr, xarakteristika	O'lchov birligi	Ma'nosi	Belgisi
Vaqtli kogerentlik darajasi		r_1 radius vektor uchun Fazoning fiksirlangan nuqtalarida vaqt kegerentligi kompleks darajasining moduli: $ \gamma_1(\tau) = \left \frac{\Gamma_{11}(\tau)}{\sqrt{\Gamma_{11}(0) \cdot \Gamma_{22}(0)}} \right $	$ \gamma_{11}(\tau) $
Kogeretlik vaqti	s	Vaqt kogerentlik darajasi nolga teng bo'ladigan minimal vaqt	
Kogerentlik uzunligi	m	Vaqt kogerentligini elektromagnit nurlanish tezligiga ko'paytmasi	Δ_K
Qutblanish parametrlari			
Qutblanish tekisligi		Chiziqli qutlangan lazer nurlanishining tarqalish yo'nalishi va elektr vektoridan o'tuvchi tekislik	
Qutblangan lazer nurining elliptikligi		Elliptik qutblangan lazer nurlanishi kichik yarim o'qining katta yarim o'qiga nisbati	
Qutblanish darajasi		Lazer nurlanishi qutblangan tashkil etuvchisi intensivligining to'la intensivlikka nisbati	

Lazer nurlanishining energetik parametrlarini o'lchash uchun uning modda bilan o'zaro ta'siri natijasida yuzaga keladigan turli fizikaviy va ximiyaviy effektlarga asoslangan metodlar qo'llaniladi. Bu metodlar orasida lazer nurlanishini issiqlik energiyasiga (issiqlik metodi) va elektr energiyasiga (fotoelektrik va piroelektrik) metodlar eng ko'p qo'llaniladi.

3.3 Lazer nurlarini qo'llanilish sohalari

Lazer texnologiyasi jarayonlarini shartli ravishda ikki turga bo'lish. Ularni birinchisida lazer nurini o'ta aniq fokuslash va impulsli rejimda ham, uzluksiz rejimda ham energiyani aniq dozalash imkoniyatidan foydalaniladi. Bunday texnologik jarayonlarda o'rtacha quvvati uncha yuqori bo'lmagan lazerlar: impuls-davriy ishlaydigan gaz lazerlari, neodim kirishmali itiriy-alyuminiy granat kristallaridagi lazerlar qo'llaniladi. Keyingi lazerlar yordamida soatsozlik sanoati uchun yoqut va olmos toshlarda mayda (diametri 1-10 mkm va chuqurligi 10-100 mkm gacha) teshiklar parmalash texnologiyasi va ingichka sim tortish uchun filerlar texnologiyasi ishlab chiqilgan. Kichik quvvatli impuls lazerlar qo'llanadigan asosiy soha mikroelektronika va elektrovakuum sanoatida mitti detallarni kesish va payvandlash, mitti detallarga markalar tushirish bilan bog'liq; poligrafiya sanoati ehtiyojlari uchun raqamlar, harflar, tasvirlar avtomatik tarzda kuydirib tayyorlanadi. Keyingi yillarda mikroelektronikaning eng muhim sohalaridan biri-fotolitografiyada oddiy yorug'lik manbai o'rniga lazerlardan foydalanilmoqda. Ma'lumki, fotolitografiya usulini qo'llamay turib, o'ta mitti bosma platalar, integral sxemalar va mikroelektron texnikaning boshqa elementlarini tayyorlab bo'lmaydi.

Submikron litografiyadagi keyingi taraqqiyot ekspozitsiyalovchi yorug'lik manbai sifatida lazer nuri vujudga keltiradigan plazmadan tarqaladigan yumshoq rentgen nurlanishidan foydalanish bilan bog'liq. Bu holda rentgen nurlanishining to'lqin uzunligi ($0,01-0,001\text{mkm}$) bilan belgilanadigan ajratish chegarasi juda ulkan bo'ladi. Lazer texnologiyasining ikkinchi turi o'rtacha quvvati katta: 1 kVt gacha va undan yuqori bo'lgan lazerlardan foydalanishga asoslangan. Yuqori quvvatli lazerlardan kuchli texnologik jarayonlar: qalin po'lat listlarni qirqish va payvandlash, sirtqi toblash, yirik gabaritli detallarga metallni eritib yopishtirish va legirlash (metallarni maxsus material, xrom, nikel va boshqalar bilan qoplash), binolar sirtini tozalash, marmar, granitni kesish, gazlama, teri va boshqa materiallarni bichishda foydalaniladi. Metallarni lazer bilan payvandlashda chok juda sifatli chiqadi, elektron-nurli payvandda ishlatiladigan vakuum kameralarga

ehtiyoj qolmaydi, bu esa konveyerli ishlab chiqarishda juda muhimdir. Quadratli lazer texnologiyasi mashinasozlikda, avtomobil sanoatida, qurilish materiallari sanoatda qo'llaniladi. U materiallarga ishlov berish sifatini oshiribgina qolmay, ishlab chiqarish jarayonlarining texnik-iqtisodiy ko'rsatkichlarini ham yaxshilaydi. Masalan, 14 mkm qalinlikdagi po'lat listlarni lazer bilan payvandlash tezligi 100 m/soat ga yetadi: bunda 10 kVt/soat elektr energiya sarflanadi. Bundan ham quvvatliroq lazer texnikasi rivojlanishi bilan lazer nurlanish energiyasi an'anaviy energiya turlari (elektr tok energiyasi, mexanik energiya, ximiya jarayonlar energiyasi) bilan bir qatorda xalq xo'jaligida borgan sari keng qo'llanilmoqda.

Lazer asboblari.

Lazer nuridan foydalanib turli materiallarni payvandlash, kesish, chiniqtirish va parmalash, gaz quvurlarini qirqish uchun mo'ljallangan asbob va jihozlar. Ular bilan ishlov berilganda materialda mexanik zo'riqish paydo bo'lmaydi, payvandlangan choklar, ochilgan teshiklar juda aniq (0,003—1 mm) chiqadi. Lazer asboblari lazer nurini zarur joyga muayyan yo'nalishda yo'naltirib beradigan optik tizimdan iborat. Ular bilan istalgan qattqlikdagi materiallarga, hatto olmos, rubin va boshqalarga ishlov berish mumkin. Lazer nuri zichligini oshirish va ishlov berilayotgan joyni cheklab turish uchun Lazer asboblarda turli optik tizimlardan foydalaniladi. Lazer asboblardan foydalanilganda ish unumdorligi ham juda yuqori bo'ladi. Masalan, teshiklarni parmalaydigan lazer jihozlar bilan har minutda 60—240 ta teshikni parmalash mumkin. U lazer kallak, optik tizim, boshqarish tizimi, tok bilan ta'minlash manbai, sovitish tizimlardan iborat;

- biologiya va tibbiyotda qo'llaniladigan asboblari. Lazer nuridan foydalanib jarrohlik operatsiyalarini o'tkazish (mas, ko'z to'r pardasini operatsiya qilish), terapiya usulida davolash, fizioterapiyada bo'g'inlarni davolash mumkin;

- qudratli lazer nuridan foydalanib dushman kuchlari va texnikasiga talofat yetkazadigan lazer qurollari, lazer asboblardan kosmonavtikada ham foydalanish mumkin.

3.4 Lazer nurlarini qo'llash istiqbollari

Hozirgi kunda lazer texnikasi o'ng ko'p qo'llanilayotgan soxa – bu lazer nurlanishining issiqlik ta'siriga asoslangan materiallarni qayta ishlashdir. Lazer nuri universal texnologik qurilma bo'lganligi uchun uni materiallari kesish, payvandlash, termik qayta ishlash, legirlash, teshiklarni yamash, ulash, tovarlik va frezerlik qayta ishlovlarda qo'llash mumkin. Lazer nurlanishi energiyasini juda kichik soxada yig'ish mumkin bo'lganligi uchun uning quvvatini bir necha o'n mikrongacha hajmda va bir necha pikosekundda jamlash mumkin. U qolgan joylarni isitmaslik va strukturalarni buzmaslik, qayta ishlash parametrlarini boshqarish, jarayonni avtomatlashtirish osonligi, havoda qayta ishlash mumkinligi, materialga mexanik ta'sirlar yo'qligi, chiqindilar yo'qligi, ko'chirish mumkinligi kabi qator o'ziga xos qo'shimcha hususiyatlarga ega. Lazer nurini ko'chirishning aniqligi kompyuterlar orqali boshqariladi va bu robotlar tayyorlashda foydalaniladi. Lazer texnologiyalari rivojlanayotgan yana bir soxa mikro qayta ishlovdur. Amalda lazerlar yordamida nominal rezistorlar va pezeolementlar tayyorlash, yarimo'tkazgichlar sirtini implantatsiya qilish, yupqa plenklar o'rnatish, zonaviy tozalash, kristallarni o'stirish kabi ishlar bajarilmoqda. Lazer detallarni ixtiyoriy o'lchamda va ixtiyoriy shaklda tayyorlashga imkon bermoqda. Zamonaviy lazerlarning texnologik qurilmalarini modernizatsiyalash asosida "ML seriyasidagi lazer mashinalari" yaratildi. Ularda lazer qayta ishlanuvchi materiallarni bug'lantirish va eritish asosida nurlanishining quvatini va fazo-vaqt parametrlarini boshqarish imkoni yaratilgan. Ular keramika, polikor, leykosapfir, olmos, kompozitsion materiallar kabi o'ta qattiq materiallarni o'ta aniq qayta ishlashga, qora va rangli metallarni, qotishmalarni o'ta tez kesishga, tekislashga va termik qayta ishlashga imkon beradi. Hozirgi kunda bir necha o'n quvatga erishgan va yuqori ekspluatatsion ko'rsatkichlarga (xizmat qilish muddati, energiya iste'moli, eskirish va ta'mirlash yo'qligi) ega bo'lgan tolali lazerlar materiallarni qayta ishlashning kompakt yangi avlodini yaratishga imkon beradi. Bu lazerlar bir kilovatt lazer quvvatini ishlab chiqarish uchun sarflangan energiyasi odatdagi

lazerlardan bir necha marta kam bo'lganligi uchun kelajakda barcha qatiq jisimli va boshqa lazerlar o'rnini egallaydi.

1. Звелто О . Принципы лазеров . М. Мир , 1990 г.
2. Zhijun Yuan , Qihang Lou , Jun Zhou , et al.// optics & Laser technol.- 2009.-V.41.-NO.4.-P.380-383.
3. Kanakova R.V. , Kladko V.P.,et al.//semicond.phys., Quant.Electron. &Optoelectr. -2009.-V.12.-NO.3.-P.284-286.
4. Лисоченко В.Н.,Канакова Р.В.,Каноплев Б.Г. и др.//фТП.-2010.-т.44.- вып.3-с.326-329.
5. М.Я.Выгодский. Справочник по высшей математике. Москва, 1966
6. Карлов Н.В.,Лекции по квантовой электронике . М.Наука 1988.
7. Грибовский В. П., Кононенко В. К., Рябцев Г. И. Энергетические характеристики и деградация гетеролазеров//Обзоры по электрон, технике. 1985. Сер. 11. № 4 (1120). 40 с.
8. Дунская И. М. Возникновение квантовой электроники. М.: Наука, 1974. 160 с.
9. Елисеев П. Г. Введение в физику инжекционных лазеров. М.: Наука, 1983. 296 с.
- 10.Карлов Н.В. Лекции по квантовой электронике. М.; Наука, 1988.
- 11.Свелто О. Принципы лазеров. М.; Мир, 1990.
- 12.Крилов К.И. и др. Основы лазерной техники. Л.; «Машиностроение», 1990.
- 13.Турсунов А.Т., Тухлибоев О. Квант электроникасига кириш.
- 14.Демтредер В. Лазерная спектроскопия, Наука, М.;1985
- 15.Ландсберг Г.С. Оптика, Наука, М.; 2005.
- 16.Голубев В.С., Лебедев В.Ф. Физические основы технологических лазеров. - М.: Высшая школа, 1987.
- 17.Вейко В.П., Либенсон М.Н. Лазерная обработка. - Л: Лениздат, 1973.
- 18.Вейко В.П. Лазерная обработка пленочных элементов. - Л.: Машиностроение, 1986.
- 19.Григорьянц А.Г. Основы лазерной обработки материалов. - М.: Машиностроение, 1989.
- 20.Лазеры в технологии. /Под ред. Стельмаха М.Ф. - М.: Сов. Радио, 1975.
- 21.Мачулка Г.А. Лазерная обработка стекла. - М.: Сов. Радио, 1979.
- 22.Мачулка Г.А. Лазеры в печати. - М.: Машиностроение, 1989.
- 23.Вейко В.П., Метев С.М. Лазерная технология в микроэлектронике. - Изд. БАН, София, 1991.
- 24.Приезжев А.В., Тучин В.В., Шубочкин Л.П. Лазерная диагностика в биологии и медицине. - М.: Наука, 1989.

25. Григорьянц А.Г., Соколов А.А. Лазерная обработка неметаллических материалов. - М.: Высшая школа, 1988.
26. Тучин В.В. Лазеры и волоконная оптика в биомедицинских исследованиях. – Саратов: Изд-во Саратовского Университета, 1998.
27. Когерентная и силовая оптика в биологии и медицине /Под ред. Г.Б.Альтшулера и В.Ю.Храмова. Учебное пособие. – СПб: СПбГИТМО(ТУ), 1998. –76 с.
28. Климантович Ю.Я. Квантовые генераторы света и нелинейная оптика, Просвещение. 1968.
29. Тарасов Л.В. Физические основы квантовой электроники. М; Сов. радио, 1976.
30. Рябов С. Г. и др. Приборы квантовой электроники. М.; Сов. радио, 1976.
31. Ищенко Е.Ф., Климков Ю. М. Оптические квантовые генераторы. М.; Сов. радио, 1976.
32. Справочник по лазерам, В двух томах, (Под редакцией А. М. Прохорова) М.; Советское радио, 1978.