

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

**TOSHKENT IRRIGATSIYA VA QISHLOQ XO‘JALIGINI
MEXANIZATSIYALASH MUHANDISLARI INSTITUTI**

«FIZIKA VA KIMYO» KAFEDRASI

LAZER FIZIKASI VA TEXNIKASI

O‘QUV QO‘LLANMA

G.S. Boltaev, I.B. Sapaev, Z.F. Beknozarova, A.M. Nortojev,

M. M.Mirinoyatov

TOSHKENT - 2021

Ushbu o'quv qo'llanma institut ilmiy-uslubiy kengashining ___ 2021 yilda bo'lib o'tgan ___ - sonli majlisida ko'rib chiqildi va chop etishga tavsiya etildi.

Ushbu o'quv qo'llanma Oliy va o'rta maxsus ta'lim vazirligi tomonidan tasdiqlangan fan dasturi asosida yozilgan bo'lib, TIQXMMI, 5320100 – Materialshunoslik va yangi materillar texnologiyasi yo'nalishida ta'lim olayotgan talabalarga mo'ljallangan.

This textbook is based on the curriculum approved by the Ministry of Higher and Secondary Special Education and is intended for students majoring in TIQXMMI, 5320100 - Materials Science and New Materials Technology.

Этот учебник основан на учебной программе, утвержденной Министерством высшего и среднего специального образования, и предназначен для студентов, обучающихся по специальностям TIQXMMI, 5320100 - Материаловедение и новые технологии материалов.

Tuzuvchilar: **G.S. Boltaev** dotsent
 I. B. Sapaev dotsent
 Z. F. Beknozarova katta o'qituvchi
 A.M. Nortojiev katta o'qituvchi
 M. M.Mirinoyatov professor

Taqrizchilar: **U. K. Sapaev.**
 ToshDTU “Lazer texnologiyalari va
 elektronika” kafedresi professori, f-m.f.d.

A.M. Karimov TIQXMMI, dotsent.

Toshkent irrigatsiya va qishloq xo'jaligini mexanizashiyalash muxandislfrri instituti

SO‘Z BOSHI

Hozirgi zamonning ajoyib belgilaridan biri bu mikro-zarralarning majburiy nurlanish berish jarayoni asosidagi lazerlarning yaratilishi va ularning kogerent nurlanishi asosida sanoatda turli maqsadlarga mo‘ljallangan lazerli qurilmalarning va texnologik komplekslarning yaratilishiga olib keldi. Ushbu 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. Ushbu lazerlarni, ular asosidagi qurilmalarni tushunadigan va effektiv ishlata oladigan, ularni takomillashtira oladigan hamda xalq xo‘jaligining turli sohalariga tadbqiq eta oladigan oliy toifali mutaxassislarga talab ortib bormoqda.

Respublikamiz xalq xo‘jaligining va bozor iqtisodiyoti talablarini e‘tiborga olib oliy toifali kadrlarni tayyorlash uchun fizika fakultetida davlat ta‘lim standartlariga javob beradigan «Lazerli texnika va lazerli texnologiya» bakalavriyat yo‘nalishi va «Lazerli fizika» hamda «Radiofizika» magistratura yo‘nalishlari ochilgan. Bakalavriyaturada «Lazer fizikasiga va texnikasiga kirish», magistraturada mos holda «Lazerlar fizikasi va texnikasi» va «Kvant elektronikasi» fanlari o‘qitiladi. Ushbu yo‘nalishlarda kadrlar tayyorlashning sifati birinchi navbatda o‘quv adabiyotlariga bog‘liq. O‘quv adabiyotlarining asosiy qismi rus tilida chop etilgan bo‘lib, talabalarda mahsus fanlarni o‘zlashtirishda ma’lum ma’noda qiyinchilik tug‘dirmoqda. Shuning uchun lazerlar fizikasiga va texnikasiga bag‘ishlangan o‘zbek tilidagi adabiyot yaratish muhim ahamiyatga ega. Muallifning «Lazerlar fizikasi va texnikasi» o‘quv qo‘llanmasi ana shu kamchilikni to‘ldirishga yo‘naltirilgan.

1 BOB. LAZER FIZIKASINING ASOSLARI

§1.1. Yorug'likning kvant tizim tomonidan yutilishi va nurlanishi.

§1.1.1. Elektromagnit to'liqin haqida qisqacha ma'lumot

Lazerlar fizikasi fan sifatida 19 asr oxirlari va 20 asr boshlaridagi yorug'lik haqidagi tushunchalar, termodinamika va kvant mexanikasi fanlari asosida tashkil topdi.

O'sha vaqtga kelib, optikadagi turli fizik jarayonlarni tushuntirishda yorug'likning to'liqin va korpuskulyar (zarracha) nazariyalaridan foydalanish yo'llari ishlab chiqib bo'lingandi. Difraksiya, interferensiya va qutblanish hodisalarini yorug'likning to'liqin tabiati bilan tushuntirish mumkin. Bu holda yorug'likni elektromagnit to'liqin sifatida qaralib, u elektr va magnit maydonlarining amplitudasi, chastotasi ν yoki to'liqin uzunliklari λ bilan tavsiflanadi.

Ushbu ikki ν va λ kattaliklar quyidagi

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

munosabat bilan bog'langa.

Bu yerda s -yorug'likning vakuumdagi tezligi.

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

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

ko'rinishda ifodalash mumkin. Bu yerda ρ_{ν} -elektromagnit nurlanishining spektral hajmiy zichligi bo'lib, o'lchamligi $J/sm^3 \cdot Hz$ bo'lib, E^2 va N^2 -lar elektromagnit to'liqinning o'rtacha kvadratik elektr hamda magnit kuchlanganliklaridir.

Elektromagnit to'liqinlarning modda bilan o'zaro ta'sirlashuvining tabiati va effektivligi elektromagnit to'liqin oqimining zichligiga yoki I intensivligiga

bog'liq bo'ladi. Elektromagnit to'liqning 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 s 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 monoxromatik yorug'likning intensivligi fotonlarning hajmiy n_f konsentratsiyasi va energiyasi orqali belgilanishi mumkin, ya'ni

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

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

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

formula esa spektral $\rho(\nu)$ zichlikning chastotaga bog'liqligini faqat katta to'liq uzunliklarda, ya'ni $h\nu \ll kT$ shart bajarilganda moddaning elektromagnit nurlanish jarayonini to'g'ri tushuntirib berar edi. Bu yerda $k=1,38 \cdot 10^{-23}$ J/ K bo'lib, u Boltsman doimiysi deyiladi.

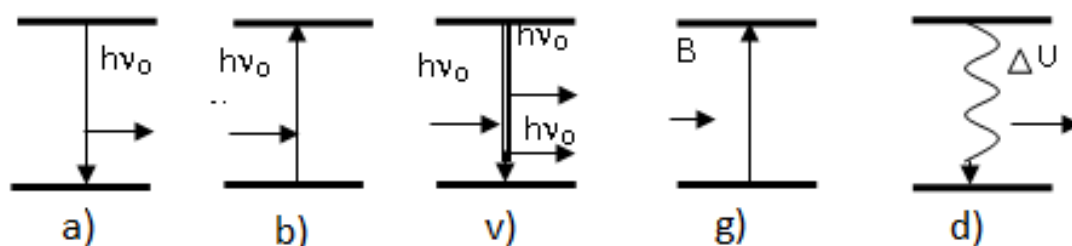
Moddalar tomonidan nurlanishning tajribada aniqlanayotgan spektral zichlikning chastotaga bog'liqlik taqsimoti Plank taklif etgan empirik

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

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) empirik 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



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

holatlaridagi zarralarning turli xil o'tishlari 1-rasmda ko'rsatilgan.

§1.1.2. Zarralarning bir energetik sathdan-ikkinchi energetik sathga spontan 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.

§1.1.3. Zarralarning bir energetik sathdan-ikkinchi energetik sathga nurlanishsiz o'tishlari

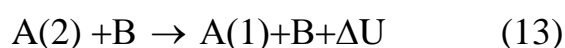
Alohida zarralarning spontan o'tishlaridan farqli o'laroq, zarralarning bir sathdan ikkinchisiga nurlanishsiz o'tishlari uchun o'zaro ta'sirlashuvchi A-zarra bilan boshqa B zarraning bo'lishi shart.

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 noma'lum energiyasiga yoki B zarrani g'alayonlantirishga sarf bo'lishi mumkin. Ushbu jarayon quyidagi



ko'rinishda ro'y berishi mumkin.

§1.1.4. Zarralarning bir energetik sathdan-ikkinchi energetik sathga majburiy o'tishlari

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

$$A(1) + h\nu_0 \rightarrow A(2) \quad (14)$$

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

$$A(2) + h\nu_0 \rightarrow A(1) + 2h\nu_0 \quad (15)$$

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.

§1.1.5. Muvozanatli holat va Eynshteyn koeffitsiyentlarining o‘zaro bog‘liqligi

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 Bolsmanning 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 ko'effitsiyenti bo'lib, u ε_i energiyaga mos keluvchi 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 termodinamik muvozanat holatida elektromagnit nurlanishning spektridagi energiya zichligini ifodalovchi munosabatni olish mumkin, ya'ni

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

A. Eynshteyn koeffitsientlarining 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 $(h\nu_o/kT) \rightarrow 0$ va $\exp(h\nu_o/kT) \rightarrow 1$ 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

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

ko‘rinishni oladi va bu formula tajribalarda tasdiqlangan (7)-ifo-dadagi 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 koeffitsientlarini 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‘rinlidir. Zarraning elektromagnit kvant nurlanish berib, bir sathdan ikkinchisiga o‘tishining to‘la ehtimolligi

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

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.

§1.2. Nurlanish chizig‘ining kengligi va zarralarning bir energetik sathdan ikkinchi energetik sathga majburiy o‘tish kesimlari

§1.2.1. Nurlanish chizig'ining tabiiy kengayishi

Oldingi paragrafda sathlarning energiyasi aniq bir qiymatga ega deb olingan edi. Bu aytilgan fikr alohida olingan zarra uchun ham to'g'ri emas. Alohida olingan zarra ham g'alayontirilgan holatda τ_0 chekli vaqt davomida bo'ladi. Kvant tizim energiyasini va kvant tizimni shu energetik holatda bo'lish vaqtini noaniqliklari quyidagi

$$\Delta\varepsilon \cdot \Delta t \geq h/2\pi \quad (27)$$

munosabatni qanoatlantirishi zarur.

Agar $\Delta t \sim \tau_0$ deb olsak g'alayonlantirilgan zarra energiyasining noaniqligi ushbu $\Delta\varepsilon \cong h/(2\pi\tau_0)$ ifoda bilan aniqlanadi. Energetik sathlar enini bunday sabab bilan kengayishi kvant zarra tomonidan chiqarilayotgan nurlanish chastotasining noaniqligiga olib keladi va uni quyidagi

$$\Delta\nu_0 = 1/(2\pi\tau_0) = A_{21}/(2\pi) \quad (28)$$

ifoda orqali aniqlansa bo'ladi. Bu nurlanish chizig'ining tabiiy kengligi deyiladi va bu holda u o'zining eng kichik qiymatga ega bo'ladi. Nurlanish chizig'ining tabiiy kengligi ν chastota qiymatining ortishi bilan keskin ravishda kattalashadi ($\sim \nu^3$). Spektrning optik va infraqizil diapazonida, ya'ni ko'p turdagi lazerlarning nurlanish sohasida uncha katta bo'lmaydi. Misol tariqasida SO_2 -lazerning asosiy energetik sathdagi SO_2 molekulasining yashash vaqti $\tau_0 \approx 5$ s uchun $\Delta\nu_0 \approx 3 \cdot 10^{-2}$ Hz bo'ladi. Shuning uchun odatda nurlanish chizig'ining kengligi zarraning spontan nurlanishi bilan emas, (13) ifodadagi nurlanishsiz relaksatsiya asosidagi zarralarning boshqa zarralar bilan to'qnashuvidagi relaksatsiyali jarayonlar bilan belgilanadi. (Misol uchun gazlardagi zarralarning o'zaro to'qnashuvi yoki qattiq jismdagi ionning kristall panjara bilan o'zaro ta'sirlashuvini qarash mumkin). Har qanday relaksatsiyali jarayon zarraning g'alayonlantirilgan sathdagi yashash vaqtini kamaytiradi va bu hol nurlanish

chizig'i enining kengayishiga olib keladi. Bunday kengayish hosil qilayotgan relaksatsion jarayonlar zarralarning o'zaro to'qnashuvi bilan bog'liq bo'lgani uchun bunday kengayishlarni tabiiy kengayishlardan farqli ravishda to'qnashuvli kengayish deb atash qabul qilingan.

§1.2.2. Nurlanish chizig'ining zarralarning o'zaro to'qnashuvlari natijasidagi kengayishi

Tabiiy kengayishga o'xshash ravishda to'qnashishlar asosidagi nurlanish chizig'i enining kengligini zarraning energetik sathdagi τ_t yashash vaqtiga bog'liq deb olib, uni quyidagi

$$\Delta\nu_0=1/(2\pi\tau_t) \quad (29)$$

ifoda orqali aniqlash mumkin. Relaksatsiya jarayoniga bog'liq holdagi zarralarning yashash vaqti, zarralarning o'zaro to'qnashuvi kesimiga σ_t bog'liq, ya'ni

$$\tau_t=1/n\langle\sigma_t\nu\rangle=1/nk_t \quad (30)$$

bu yerda n -g'alayonlantirilgan zarralarni to'qnashuvlar asosida g'alayonlantirilmagan holatga o'tkazuvchi zarralar soni; ν -to'qnashuvlar jarayonida ishtirok etuvchi zarralarining nisbiy tezligi (odatda issiqlik harakatidagi zarraning tezligi); k_t -mos holdagi jarayonning konstantasi. Ushbu “< >” belgi tezliklar bo'yicha o'rtachalashtirishni bildiradi. Ma'lumki, g'alayonlantirilgan zarra turli xildagi zarralar bilan o'zaro to'qnashadi. Shuning uchun uning biror energetik sathda yashash vaqti umumiy holda quyidagi

$$\tau_T^{-1} = \sum_y n_y k_{Ty} \quad (31)$$

ifoda asosida aniqlanadi. Bu yerda yig'indi amali barcha turdagi zarralar bo'yicha bajariladi.

Tabiiy va to‘qnashuv asosidagi nurlanish chizig‘i enining kengayishining asosi bir xil bo‘lib, g‘alayonlantirilgan zarraning energetik sathda chekli yashash vaqtiga bog‘liq. Nurlanish chizig‘ining shakli ikkala holda ham bir xil bo‘lib, Lorens konturi (shakliga)ga ega va quyidagi

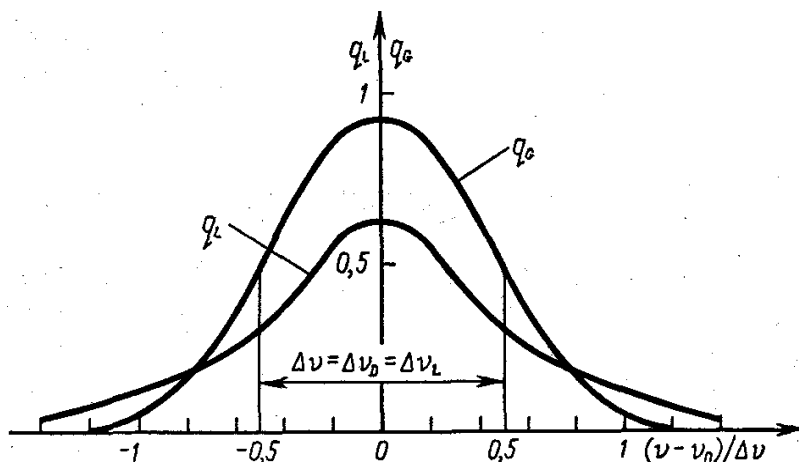
$$q_L(\nu) = \frac{\Delta\nu_L}{2\pi \left[(\nu - \nu_0)^2 + \frac{\Delta\nu_L^2}{4} \right]} \quad (32)$$

“form-faktor” deb ataluvchi ifoda bilan aniqlanadi. Bu yerda $\Delta\nu_L = \Delta\nu_0 + \Delta\nu_T$ nurlanish chizig‘i enining uning yarim balandlikdagi to‘la kengligi. Nurlanish chizig‘i intensivligining spektral taqsimoti simmetrik rezonans ko‘rinishidagi chiziqdan iborat bo‘lib, $\nu = \nu_0$ chastotada maksimumga erishadi va $\nu = \nu_0 \pm \Delta\nu_L/2$ shart bajarilganda nurlanish intensivligi konturda o‘zining mutloq qiymatidan ikki marta kamayadi (2-rasmdagi q_L -chiziq).

Ushbu (32) ifoda ham $q_L(\nu)$ uchun 1 ga normallashtirilgan, ya’ni

$$\int_0^{\infty} q_L(\nu) d\nu = 1 \quad (33)$$

Asosiy sathdan boshqa barcha sathlarning eni kengaygan bo‘ladi.



2-rasm. Yarim balandlikda bir xil kenglikga ega bo‘lgan va birga normallashtirilgan nurlanish chizig‘i konturining

Lorens va Gauss shakllari.

Asosiy sathdagi zarraning yashash vaqti cheksiz bo'lgani uchun $\Delta v_a=0$ bo'ladi. Shuning uchun quyi energetik sath asosiy bo'lmasa, undagi zarraning yashash vaqti chekli bo'ladi. Bu holatni e'tiborga olgan holda nurlanish chizig'i ening kengayishi quyidagi

$$\Delta v_L = \Delta v_{L1} + \Delta v_{L2} \quad (34)$$

ifoda asosida belgilanadi.

Nurlanish chizig'i ening kengayishi ma'lum energetik sathdagi zarraning to'qnashuvlar natijasida yashash vaqtining qisqarishidan tashqari nurlanish chiqarayotgan zarraning kuchli elektromagnit maydonlar bilan o'zaro ta'sirlashuvi natijasida (shuningdek qo'shni zarralarning elektr maydoni bilan ham) energetik sathning eni kengayadi va buning natijasida nurlanish chizig'ining eni ham kengayadi.

G'alayonlantirilgan zarraning energetik sathdagi yashash vaqtining chekli bo'lish bilan bog'liq bo'lgan nurlanish chizig'i ening kengayishni bir jinsli kengayish deyiladi. Bir jinsli kengayish holida g'alayonlantirilgan zarraning nurlanishi to'la kenglik Δv_L va $q_L(v)$ spektral shaklda bo'ladi, hamda g'alayonlantirilgan zarra chastotalari $q_L(v)$ spektral kontur chegarasida yotuvchi elektromagnit kvantlarini yutadi. Bir jinsli kengayishda nurlanish chizig'ining shakli g'alayonlantirilgan yakka zarra uchun ham va to'plamdagi barcha zarralar uchun ham bir xil bo'ladi.

§1.2.3. Nurlanish chizig'ining Dopler effekti asosida kengayishi

Zarralar yashash vaqtining chekli bo'lishi nurlanish chizig'i ening kengayishining yagona sababchisi emas. Nurlanish berayotgan

g'alayonlantirilgan zarra issiqlik harakatida va mos holda qandaydir tezlikka ega bo'ladi. Dopler effektiga binoan g'alayonlantirilgan zarra nurlanishining ν chastotasi uning υ ilgari lanma harakat tezligiga mos ravishda siljigan bo'ladi. Nurlanish chastotasining siljishi nurlanayotgan zarra tezligining yo'nalishi bilan nurlanishni qabul qiluvchi (kuzatuvchi) yo'nalish orasidagi φ burchakka ham bog'liq bo'ladi va uning qiymati quyidagi

$$\Delta \nu = \nu_0 \frac{g}{c} \cos \varphi \quad (35)$$

ifoda bilan aniqlanadi.

Zarralarning tezliklari turlicha va yo'nalishlari ham turli yo'nalishda bo'lgani uchun ularning nurlanish chastotalarining siljishlari ham turlicha bo'ladi. Shuning uchun zarralarning o'zaro to'qnashuvi bo'lmasa ham tinch holatdagi spektral asbob, ko'plab tabiiy kengayishga ega bo'lgan spektral nurlanish chiziqlarni qayd qiladi. Bu nurlanishlarning chastotalari ν_0 chastotaga nisbatan turlicha siljigan bo'ladi. Bu nurlanish chiziqlarining o'z tabiiy kengayishi bilan birgalikda superpozitsiyasi kuzatilayotgan nurlanish chizig'ining kengayish shaklini (profilini) beradi. Bunday kengayishni Dopler kengayishi deyiladi va u bir jinsli emas. Ushbu holda har bir aniq zarra nurlanish eni tor, tabiiy kengayishli nurlanish ν_0 chastotaga nisbatan aniq qiymatga siljigan bo'lib, bu siljish zarra tezligining qiymatiga va yo'nalishiga bog'liq bo'ladi. Tabiiyki, chastotasi aniq qiymatli nurlanishni, faqat shunday bir tezlikka ega bo'lgan, hamda doppler siljishidagi chastotasi nurlanish chastotasiga teng bo'lgan zarra tomonidan yutiladi. Nurlanish chastotasining siljishi g'alayonlantirilgan zarralarining tezligi bilan aniqlan-gani uchun Dopler effekti bo'yicha spektral chiziq enining kengayishi g'alayonlantirilgan zarralar sonining tezliklar bo'yicha taqsimotiga bog'liq bo'ladi. Zarralar sonining tezliklar bo'yicha taqsimoti Maksvell qonuniga bo'ysunadi va quyidagicha ifodalanadi

$$f(\mathcal{G}) = \frac{1}{\mathcal{G}_0 \sqrt{\pi}} \exp \left[- \left(\frac{\mathcal{G}}{\mathcal{G}_0} \right)^2 \right] \quad (36)$$

Bu yerda $\mathcal{G}_0 = (2kT/m)^{1/2}$ - zarraning issiqlik xarakatidagi oʻrtacha tezligi; (m - zarraning massasi) Bu holda nurlanish chizigʻi enining kengayish shakli Gauss shakliga (profilga) ega boʻlib, quyidagi

$$q_G = \frac{c}{\mathcal{G}_0 v_0 \sqrt{\pi}} \exp \left[- \frac{c^2}{\mathcal{G}_0^2} \left(\frac{v - v_0}{v_0} \right)^2 \right] \quad (37)$$

form faktor bilan belgilanadi.

Nurlanish chizigʻining Δv_d toʻla eni kontur balandligining yarimida quyidagi

$$\Delta v_d = 2v_0 \sqrt{\frac{2kT}{mc^2} \ln 2} = 7 \cdot 10^{-7} \cdot \sqrt{\frac{T}{\mu}} \cdot v_0 \quad (38)$$

ifoda orqali aniqlanadi. Ushbu formulada T kelvinlarda, molekulyar massa μ nisbiy kattaliklarda olingan.

Gauss shakldagi nurlanish konturi (37) ham Lorens konturiga oʻxshab 1 ga normallashtirilgan, yaʼni

$$\int_0^{\infty} q_G(v) dv = 1 \quad (39)$$

Dopler effekti asosida kengaygan nurlanish konturining chizmasi 2-rasmda keltirilgan. Lorens va Dopler konturlaridagi $q_G(v)$ va $q_L(v)$ larning taqsimotlarini solishtirishi shuni koʻrsata-diki markazdan uzoqroqdagi nuqtalarda nurlanish intensivligi Gauss taqsimotida Lorens taqsimotiga nisbatan tezroq kamayadi, lekin kontur markazida q_G ning taqsimoti q_L ga nisbatan yassiroq.

Nurlanish konturining kengayish mexanizmlarini koʻrishni tugallash oldidan shuni aytish mumkinki, maʼlum shart va sharoitlar bajarilganda gʻalayonlantirilgan zarralarning elektromagnit maydon bilan oʻzaro taʼsirlashishi

τ_m vaqtining cheklanganligi ham nurlanish konturi enining kengayishiga olib kelishi mumkin. Bu holda nurlanish konturining kengayishini quyidagi

$$\Delta v_m = 1/(2 \pi \tau_m) \quad (40)$$

munosabat orqali aniqlash mumkin.

Umumiy holda nurlanish konturining to'la kengligi, kengayishga olib keluvchi barcha sabablarga bog'liq bo'ladi. Ammo amalda turli mexanizmlardan birining ta'siri kuchliroq bo'ladi. Buning sababi Δv_t va Δv_D larning tashqi ta'sirlarga turlicha bog'liqligidadir. Misol uchun gazli muhit nurlanish berayotgan bo'lsa Δv_T zarralarning konsentratsiyasiga to'g'ri proporsional bo'ladi, Δv_D esa faqat T temperaturaga bog'liq. Shuning uchun gazning past bosimlarida nurlanish konturining kengayishi Dopler effekti bilan belgilansa, katta bosimlarda esa zarralarning o'zaro to'qnashuvlar soni bilan belgilanadi.

Nurlanish chizig'ining kengayishi mexanizmlarining qo'llash chegaralari shart-sharoitlardan kelib chiqqan holda aniqlanadi.

Turli lazerlardagi faol muhitlarning nurlanishing va optik rezanatorlarning tavsiflari 1-jadvalda keltirilgan. Ushbu jadvaldan ko'rinib turibdiki faol muhitlar nurlanishlarning konturlari bir-birlaridan ko'p darajalarda farqlanar ekan.

Fizik asosda fikrlash shuni ko'rsatadiki, energetik sathlar va nurlanish konturi enlarining kengayishi, majburiy o'tishlarning integral chastotalariga ta'sir etmasdan, aniq bir to'lqin uzunlikli nurlanish beruvchi o'tishlarning ehtimolligining pasayishiga olib kelar ekan. Haqiqatan ham, agar nurlanish konturi $q(\nu)$ spektral shaklga ega bo'lsa, u holda aniq bir chastotali spontan nurlanish ehti-molligi mos o'tishlarning to'la A_{21} ehtimolligi va $q(\nu)$ formfaktorning ko'inishi bilan belgilanadi, ya'ni

$$W_{sp}(\nu) = A_{21} q(\nu) \quad (41)$$

ifodani olamiz.

Spontan va majburiy o‘tishlar ehtimolliklari o‘zaro (24) va (25) ifodalar bilan bog‘langanligi uchun berilgan chastotada majburiy nurlanishlar ehtimolligi ham ν chastotaga bog‘liq bo‘ladi, ya’ni:

$$W_{21}(\nu)=q(\nu) B_{21} \rho_{\nu} \quad (42)$$

Bu holda majburiy nurlanishning integral W_{21} ehtimolligi quyidagi

$$W_{21}=\int q(\nu) \rho_{\nu} B_{21} d\nu \quad (43)$$

shartni qanoatlantiradi.

Shunday qilib, majburiy o‘tishlarning chastotaga bog‘liqligi $q(\nu)$ formfaktorning ko‘rinishi bilan aniqlanadi.

Konturining markazidagi nurlanish ehtimolligining qiymatini

1-Jadval

Faol muhit	Lazer nurining to‘lqin uzunligi, mkm	Kuchaytirish konturining kengligi, MHz	Optik rezonatorning xarakterli uzunligi, sm	Kuchaytirish konturidagi bo‘ylama modalarining soni
Ne-Ne	0,63	1700	100	10
SO ₂ (past bosimlarda ~4kPa)	10,6	300	100	2
SO ₂ yuqori bosimlarda ~40kPa)	10,6	6000	100	30
Ar	0,49÷0,51	3500	100	20
Rubin (xona haro-	0,69	3·10 ⁵	10	200

ratida)				
Neodim shisha	1,06	$6 \cdot 10^6$	10	$4 \cdot 10^3$

olish uchun (43) ifodadagi integralni monoxromatik majburiy nurlanish uchun hisoblashda uning taqsimoti quyidagi

$$\rho_v = \rho_0 \delta(v - v_0) \quad (44)$$

delta funksiya sifatida olish kerak. Bu yerda ρ_0 -nurlanishning hajmiy zichligi va $\delta(v - v_0)$ -delta funksiya. Nurlanish konturining Lorens shakli uchun ushbu integrallash quyidagicha

$$W_{21}(v_0) = q_L(v_0) B_{21} \rho_0 = 2 B_{21} \rho_0 / \pi \Delta v_L \quad (45)$$

natijani beradi.

Nurlanish konturining Gauss shakli uchun quyidagini

$$W_{21}(v_0) = 2 \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} B_{21} \rho_0 / \Delta v_D \quad (46)$$

natijani olamiz.

Ushbu formulalardan ko‘rinib turibdiki nurlanish Konturining kengayishi majburiy nurlanish ehtimolligini pasaytirar ekan, ya’ni $\sim \Delta v^{-1}$.

Agar majburiy nurlanish jarayonini, g‘alayontirilgan zarralarning rezonans kvant bilan o‘zaro ta’sirlashuvi sifatida qarajak, u holda bu jarayonni ta’sirlashuv kesimi orqali ifodalash qulay bo‘ladi. Chastotasi v_0 va zichligi ρ_0 bo‘lgan monoxromatik nurlanish ta’siridagi majburiy nurlanish ehtimolligi, ushbu jarayonning $\sigma_{21}(v_0)$ kesimi orqali quyidagi

$$W_{21}(v_0) = n_f \sigma_{21}(v_0) s \quad (47)$$

munosabat bilan ifodalanadi. Fotonlar soni n_f ni uning $h v_0$ energiyasiga ko‘paytirib, nurlanish ρ_0 zichligini olamiz

$$\rho_0 = n_f h v_0 \quad (48)$$

(48) formulani e’tiborga olib, (45) va (47) ifodalarni o‘zaro solishtirib,

$$\sigma_{21}(v_0) = h v_0 2 V_{21} / s \pi \Delta v_L \quad (49)$$

majburiy nurlanish kesimini ifodasini olamiz. Shunga o‘xshash σ_{12} –majburiy yutilish kesimi tushunchasini kiritish mumkin. Ushbu kesimlar mos holda Eynshteyn koeffitsientlariga proporsional bo‘ladi.

Eynshteynning B_{12} va B_{21} koeffitsientlari o‘zaro (21) munosabat bilan bog‘langanligi uchun majburiy o‘tishlarning kesimlari ham o‘zaro

$$\sigma_{12}(v_0)g_1 = \sigma_{21}(v_0)g_2 \quad (50)$$

munosabatda bo‘lishi mumkin. Yuqoridagi ifodani boshqacharoq ko‘rinishda

$$\sigma_{12}(v_0) = \sigma_0 g_2, \quad \sigma_{21}(v_0) = \sigma_0 g_1 \quad (51)$$

yozish qulaylikka olib kelishi mumkin. Bu yerda σ_0 –majburiy foto o‘tish kesimi bo‘lib, to‘qnashuvlar natijasidagi nurlanish konturining kengayish holida

$$\sigma_0 = A_{21} \lambda^2 / 4\pi^2 g_1 \Delta v_L \quad (52)$$

ko‘rinishga ega bo‘ladi.

Nurlanish konturining Dopler effekti asosida kengayish holi uchun

$$\sigma_0 = A_{21} \lambda^2 \sqrt{\ln 2} / 4\pi^{3/2} g_1 \Delta v_D \quad (53)$$

Majburiy fotoo‘tish σ_0 kesimining qiymati to‘lqin uzunligiga bog‘liq bo‘lib, 10^{-12} dan 10^{-24} sm² oraliqda o‘zgarishi mumkin.

§1.3. Faol muhitning kuchaytirish koeffitsiyenti va to'yinish parametri

Avval ko'rsatilgandek majburiy nurlanish jarayonida elektromagnit to'liqining 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'liqining zarralari g'alayontirilgan ε_1 va ε_2 holatlarda joylashgan muhitdan o'tishini ko'raylik. Ushbu holatlardagi zarralarning kontsentrasiyalari 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 kontsentrasiyasiga proporsional, ya'ni $I = h\nu n_f s$ 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 Bolsman 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 $N_2g_1 - N_1g_2 > 0$ 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 ibo-rat 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 (3-rasm).

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

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

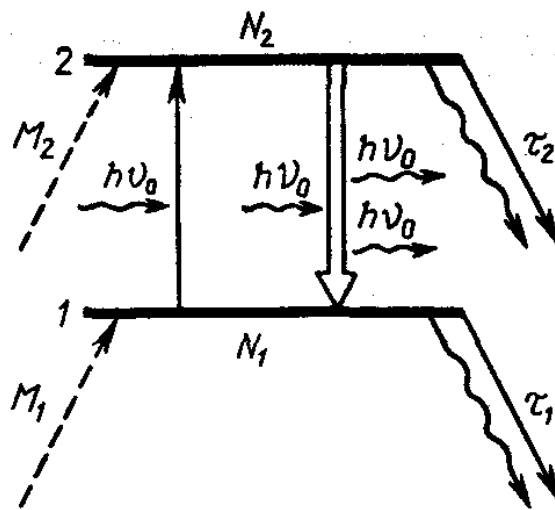
ko‘rinishda bo‘ladi Ushbu tenglamalardan N_1 va N_2 larni (57) ifodaga qo‘yib muhitning kuchaytirish koeffitsiyentini aniqlashimiz mumkin. Ushbu holdagi muhitning kuchaytirish koeffitsiyentini kam quvvatli signalning kuchaytirish koeffitsiyenti (yoki to‘yinmagan kuchaytirish koeffitsiyenti) deyiladi. 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 koeffitsiyenti) 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.

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



3-rasm. Energetik sathlarda invers bandlik hosil qilishdagi

jarayonlar.

Ushbu tenglamalar sistemasini yechib, kuchaytirish ko'effitsiyentini quyidagi

$$K = \frac{\sigma_0(M_2\tau_2g_1 - M_1\tau_1g_2)}{1 + n_\phi c\sigma_0(g_1\tau_2 + g_2\tau_1)} = \frac{K_0}{1 + n_\phi c\sigma_0(g_1\tau_2 + g_2\tau_1)} \quad (61)$$

ifodani olamiz. Ushbu (61) ifodadan ko'rinib turibdiki, fotonlarning konsentratsiyasi ortgan sari K ning qiymati kamayib borar ekan. Kuchaytirish ko'effitsiyentining qiymati ikki marta kamaygandagi fotonlar to'yinish konsentratsiyasi 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 tavsivlovchi parametrlari bo'lib, nurlanish intensivligiga bog'liq emas. Agar $\tau_2g_1 \gg \tau_1g_2$ bo'lsa, ya'ni invers bandlik bo'lgan muhitda doim shunday bo'ladi. Shuning uchun $g_1=1$ deb olib, (62) ifodani quyidagi

$$n_t\tau_0s = 1/\tau_2 \quad (64)$$

ko'rinishda yozish mumkin.

Fotonlar konsentratsiyasining va to'yingan intensivlikning fizik ma'nosi 64-ifoda tahlilidan malum bo'ladi. Shu ifodadagi $n_t\sigma_0s$ 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 ko‘effitsiyentining nurlanish intensivligiga bog‘liqligi grafigi 4-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.

Biz turg‘un invers bandlik hosil qilish shartlarini ko‘rib chiqdik. Endi kam quvvatli yorug‘lik 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

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

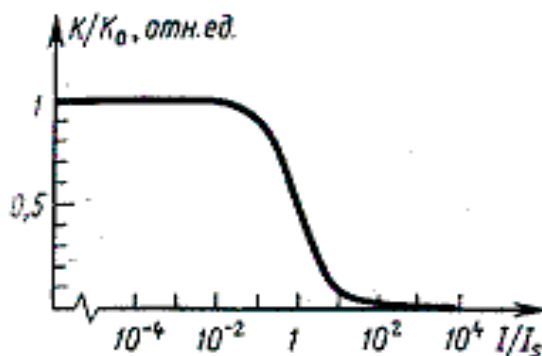
tenglama orqali aniqlanasa bo‘ladi. Bu tenglamaning yechimi quyidagicha

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

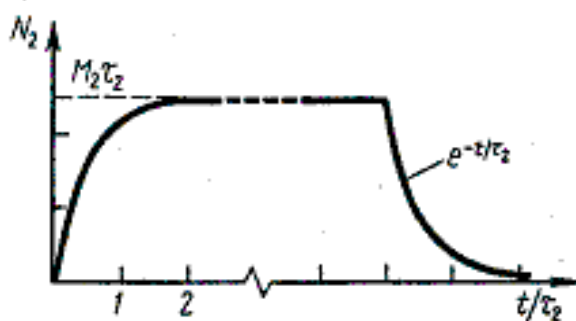
ko‘rinishda bo‘lib uning grafigi 5-rasmda ko‘rsatilgan.

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. Faol muhitning kuchaytirish K koeffitsiyentining tashqi nurlanish I intensivligiga bog'liqligi.



5-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

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

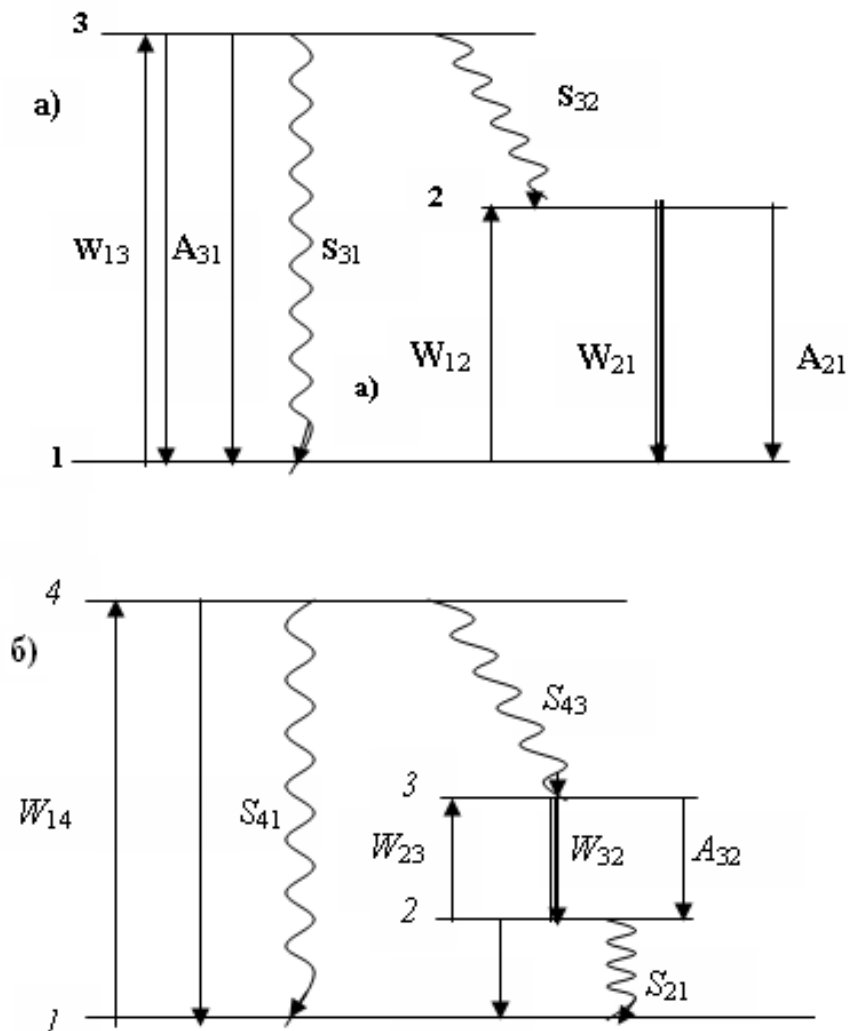
tenglama bilan ifodalanadi.

§1.4. 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 ($N_2=N_0\exp(-\epsilon_2/kT)$) 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 sodda usuli, ya’ni uch sathli tizim usuli 6(a)-rasmda keltirilgan. Invers bandlik



6-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 zarra-larning 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

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

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 qo'yidagi

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

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'tish-lari 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

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

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 SO₂, SO molekulalarida, qattaq jism lazerlarida neodim ionida invers bandlik olishni va boshqalarni keltirish mumkin.

Invers bandlik hosil qilish uslublari nafaqat konkret energetik sathlar tizimiga, zarralar xususiyatlariga, faol muhitni tashkil etgan boshqa komponentlarga ham bog'liq ekan. Lazerlarning faol muhitlari sifatida gazlar aralashmalari, turli kondensirlangan moddalar, kristallar, shishalar, yarim o'tkazgichlar va suyuqliklar bo'lishi mumkin. Lazerli tizimlarda optik, gazryadli, gazodinamik va kimyoviy damlash usullari qo'llaniladi.

Optik damlash uslubida ishchi modda gaz razryad yorug‘lik man‘baidan chiqayotgan uzluksiz yoki uzlukli ravishdagi yorug‘lik oqimi ta‘sirida bo‘ladi. Ushbu yorug‘lik ishchi moddadagi zarralar tomonidan yutiladi va ular nurlanishsiz, ya‘ni relaksatsiya yo‘li yuqori lazer sathiga o‘tadi.

Ushbu optik damlash uslubining kamchiliklaridan biri; bu damlovchi nurlanish spektrining faol muhitning yutish spektriga mos kelmasligidir. Optik damlash uslubi ko‘proq kondensirlangan muhitlarda invers banlik hosil qilishda ishlatiladi.

Gaz razryad damlash uslubida faol zarralar elektr razryadidagi erkin elektronlar va yordamchi gaz zarralar bilan to‘qnashuvda g‘alayonlantirilgan sathga chiqariladi. Gaz razryadidagi elektr maydon kuchlanganligini va gaz bosimini o‘zgartirib, elektronlarning o‘rtacha energiyasining optimal qiymatini hosil qilib, faol zarralarni effektiv ravishda g‘alayonlantirib, katta hajmlarda invers bandlikni olish mumkin. So‘ngi paytlarda kuchli elektronlar oqimini hosil qiluvchi texnikaning rivojlanishi munosabati bilan ularni katta bosimlar va hajmlardagi gazlarda invers bandlik olishda ishlatish boshlandi.

Gazodinamik damlash uslubida yuqori darajada qizdirilgan va vakuumli joyga chiqib, kengayotgan gazli muhitda invers bandlik hosil qilish yuqori va quyi sathlardagi zarralarning relaksasiya vaqtlarining farqlari asosida olinadi.

Kimyoviy damlash uslubida faol muhitda invers banlik hosil qilish muvozanatsiz kimyoviy reaksiya natijasida olinadi. Bu uslubning asosiy afzalligi issiqlik va elektr manbalarning ishlatilmasligidir.

§1.5. Kvant kuchaytirgichlar

Oldingi paragraflarda ko‘rib o‘tganimizdek, zarralarning majburiy o‘tishlarida hosil bo‘lgan nurlanishlarning yordamida elektromagnit to‘lqinni faol (invers bandlikli) muhitdan o‘tganda kogerent kuchaytiriladi. Ushbu kuchaytirgichlarning vazifasi undan o‘tayotgan elektromagnit to‘lqinning amplitudasini ortirishdan iborat bo‘lsa, u holda kvant kuchaytirgich-elektron kuchaytirgichlarga o‘xshashdir.

Kvant kuchaytirgichlarda elektromagnit to‘lqinining amplitudasini yoki intensivligini oshirishdagi jarayonlarni va uning imkoniyatlarini aniqlash uchun K_0 va to‘yinish intensivligi I_t bo‘lgan faol muhitdan monoxromatik elektromagnit to‘lqinining o‘tish jarayonini ko‘raylik. Kuchaytirgichning kirishdagi elektromagnit to‘lqinning intensivligini I_0 deb belgilaylik. Rezonans bo‘lmagan yo‘qotishlar nolga teng bo‘lgan holda bunday muhitning dx qalinligini o‘tgan to‘lqin intensivligining o‘zgarishi quyidagi

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

tenglama bilan aniqlanishi mumkin. Intensivlik I ning ortishi va K ning o‘zgarish xarakterini bilgan holda (83) tenglamani boshqa ko‘rinishda keltirish mumkin, ya’ni

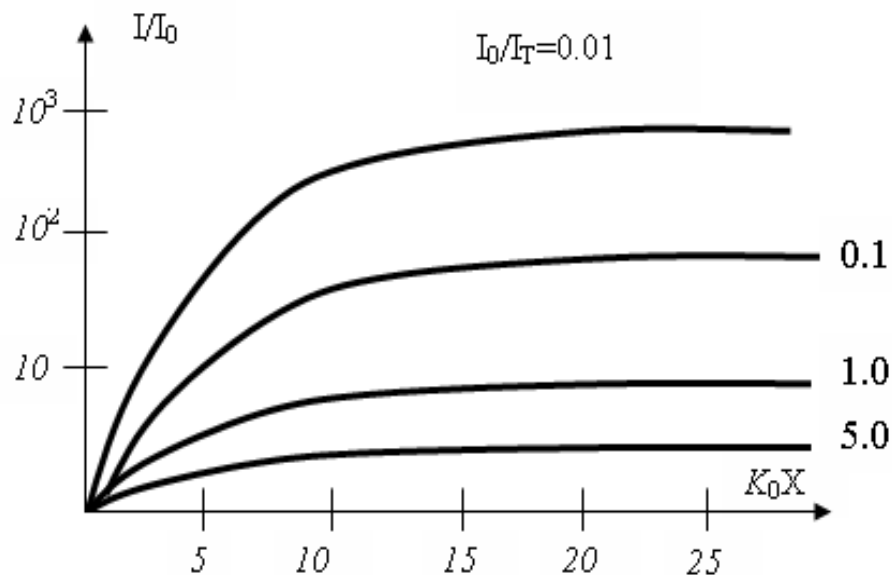
$$(1+I/I_t) dI/I=K_0 dx \quad (84)$$

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

$$\ln(I/I_0)+(I/I_t)-(I_0/I_t)=K_0x \quad (85)$$

Ushbu tenglamaning o‘lchamsiz (I_0 / I_t) parametrining turli o‘zgarmas qiymatlarining yechimi 7-rasmda keltirilgan.

Ushbu 7-rasmdan va (85) tenglamadan ko‘rinib turibdiki kuchaytirilayotgan elektromagnit to‘lqinning 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



7-rasm. Invers bandlik hosil qilingan muhitdan o‘tayotgan elektromagnit to‘lqin intensivligining o‘zgarishi.

$I \gg I_t$ shart bajarilganda amaliy jihatdan damlash energiyasining ($\sim I/I + I_t$) qismi kogerent nurlanish energiyasiga aylantiriladi. Bu holda intensivlikning o‘shish 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. Real holda ular bor. 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 ($\omega \sim 1$ sm va $\lambda = 1\frac{1}{4}10$ mkm) uchun ushbu yo‘qotishlar $\sim (0,1\frac{1}{4}1)10^{-3}$ sm⁻¹ ni tashkil etadi. Bu degani 1m uzunlikdagi faol muhitni o‘tishda nurlanishning difraktsiya natijasidagi yo‘qotishlari 1÷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 β_0 [sm⁻¹] koeffitsient 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 maksim-mumga ega bo'lishi va nurlanish spektrining markaziy qismi chetki qismlariga nisbatan ko'proq kuchaytirilishidir.

§1.6. Optik kvant generatorlar.

Lazerlar

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.

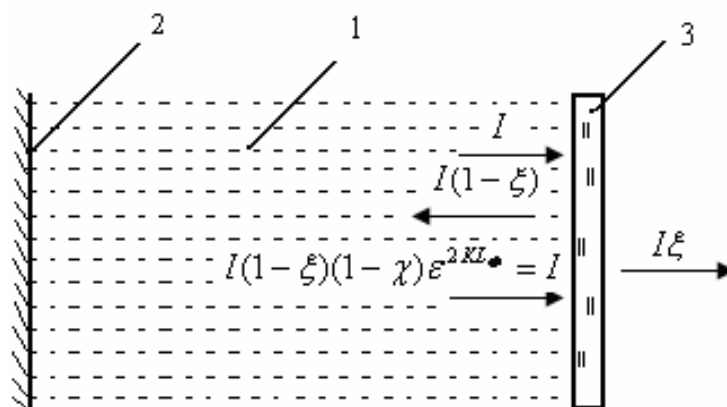
Elektromagnit nurlanishni olish uchun faol muhit yoki optik kuchaytirgich optik rezonator ichiga joylashtiriladi va unda faol muhit parametrlaridan kelib chiqqan holda turg'un elektromagnit to'liqlar hosil qilinadi. Kuchaytiruvchi faol muhit va optik rezonatordan iborat bo'lgan lazerning chizmasi 8-rasmda berilgan.

Invers bandlikka 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'zgularidan 3 iborat optik rezonator ichida nurlanish chastotalari kuchaytirish chizig'i kengligi ichida yotuvchi. elektromagnit to'liqini 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 joylash-tirilgan 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



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

e^{2K_0L} ni tashkil etadi va bu kuchayish chiqish koeffitsiyenti ξ bo‘lgan ko‘zgodagi hamda optik rezonator ichidagi χ yo‘qotishlardan katta bo‘lsa, optik rezonator ichida elektromagnit maydonning tebranishlari paydo bo‘lib, turg‘un holat vujudga keladi. Bu holdagi K_{ch} kuchaytirish koeffitsiyenti chegaraviy kuchaytirish koeffitsiyenti deyiladi va u quyidagi

$$e^{2K_0L}(1-\chi)(1-\xi)=1 \quad (88)$$

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 koeffitsientdan 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 koeffitsiyenti K_0 chegaraviy kuchaytirish K_{Ch} koeffitsiyentidan katta bo'lsa, lazerda turg'un generatsiya boshlanadi va u kogerent elektromagnit tebranishlarni tarqata boshlaydi.

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

$$I = hv_0 n_p c \xi / 2 \quad (90)$$

ifoda bilan aniqlanadi.

Nurlanish I intensivligini (5) va faol muhitning kuchaytirishi K koeffitsiyentini (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 koeffitsiyentini chegaraviy kuchaytirish K_R koeffitsiyentiga 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 $2K_{Ch}L_f \approx 1 + 2K_{Ch}L_f$ bo'lganda) (91) formula soddalashadi va quyidagi

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

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 koeffitsiyenti 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‘zgasini o‘tkazish ξ koeffitsiyentining 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 $\exp(2K_f L_f) \cong 1 + 2K_{ch}L_f$ 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‘zgasini optimal o‘tkazish koeffitsiyentini aniqlashimiz mumkin.

Optik rezonator chiqish ko‘zgasining optimal o‘tkazish koeffitsiyenti

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

ifoda orqali aniqlanadi.

§1.7. Lazerlarning rezonatorlari

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.

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

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'liq yoki geometrik optika nuqtai nazarlar asosida talqin etish mumkin. Ushbu talqinlarning chegaraviy shartlari sifatida Frenel sonlaridan foydalanish ma'qul, ya'ni

$$N_f = a^2 / \lambda L \quad (94)$$

Bu yerda a va L -optik rezonator ichida tarqalayotgan nur dastasining ko'ndalang kesimini va uzunligini tavsiflovchi parametrlar. Agar $N_f \gg 1$ 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

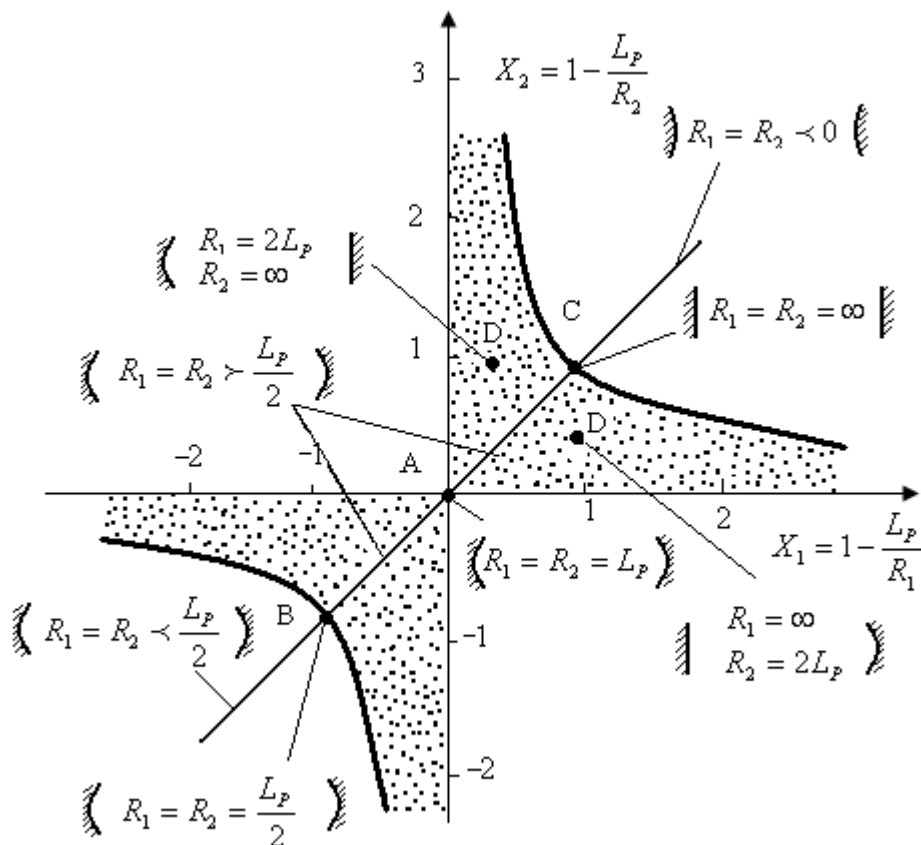
$$0 < \left(1 - \frac{L_R}{R_1}\right) \left(1 - \frac{L_R}{R_2}\right) < 1 \quad (95)$$

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 hususiyatlarini to'laroq ko'rib chiqaylik. Birinchi navbatda simmetrik optik rezonatorda ko'zgularning radiuslari o'zaro teng bo'lib, $x_1 = x_2$ o'qda yotuvchi juda ko'p nuqtalar to'g'ri keladi. Markaziy



9-rasm. Optik rezonatorning turg'unlik diagrammasi.

A ($x_1=x_2=0$) nuqta uchun $R_1=R_2=L_R$ shart bajarilib, bunday hol simmetrik konfokal rezonatorga to'g'ri keladi. Ushbu rezonator ko'zgularning fokal nuqtalari o'zaro mos bo'lib, ko'zgular oralig'ining 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 konsentrik optik rezonator mos keladi. Koordinatalari $x_1=x_2=1$ bo'lgan S nuqta yassi optik rezonatorni ($R_1=R_2=\infty$) tavsiflaydi. Botiq ko'zguli simmetrik optik rezonatorga VAS to'g'ri chiziqda yotuvchi va $x_1=x_2>1$ shartni bajaruvchi ko'plab nuqtalar mos keladi.

Oldin aytilgandek, muvozanatli optik rezonatorlar ichida elektromagnit to'liqning intensivlik bo'yicha turg'un taqsimoti vujudga keladi. Umumiy

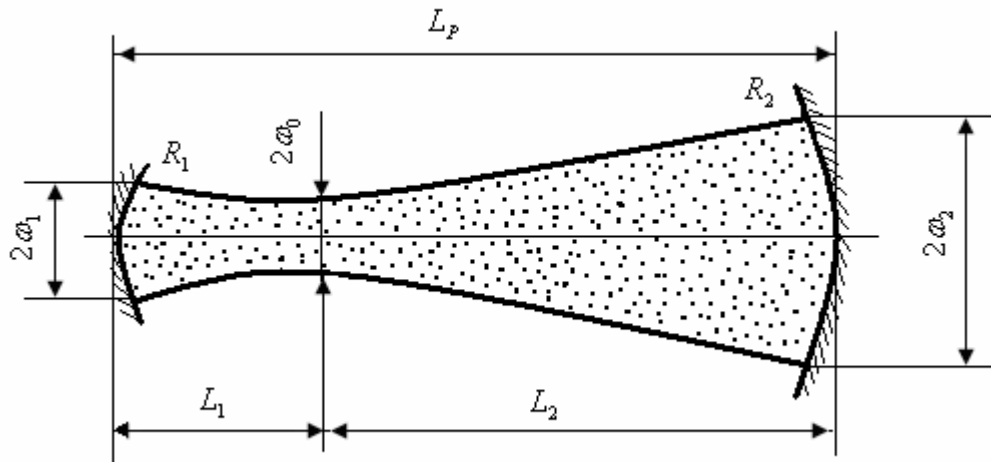
holda muvozanatli optik rezonator hajmida nurlanishning intensivligi notekis taqsimotga ega. Bu taqsimot 10-rasmdagi optik rezonator chizmasida nuqtalar bilan belgilangan, ya'ni kaustika degan sohada joylashgan. Ushbu kaustikaning optik rezonator ko'zgulardagi ω_1 va ω_2 lar radiuslari. Hamda uning kaustikadagi 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.



10-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 11-rasmda 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.

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.

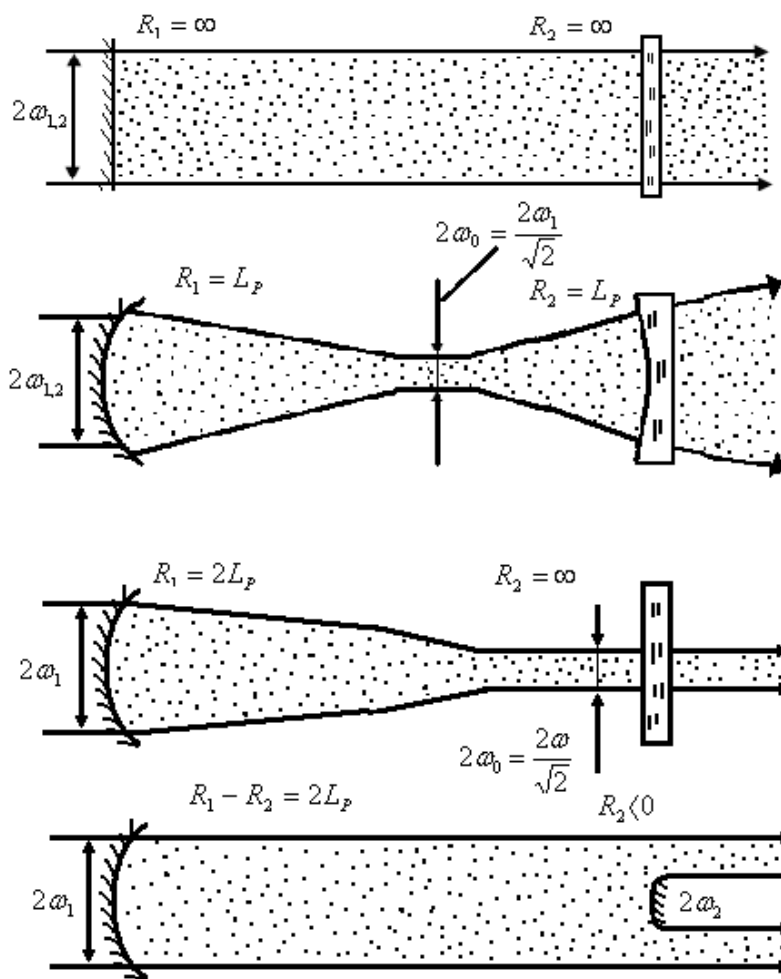
Turg‘un optik rezonatorlar ichida eng ko‘p tarqalgani, bu yarim konfokal rezonatorlardir. Bu rezonatorning bir ko‘zgusi yassi ($R_2=\infty$) bo‘lib, ikkinchisining egrilik radiusi $R_1=2L_r$ ga teng va fokusi yassi ko‘zguning sirtida yotadi. Bu optik rezonator uchun $x_1, x_2=1/2$ shart bajariladi. Yarim 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 nur-

lanishi ushbu ko‘zgularidan 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 koeffitsiyenti 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.



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

Shuning uchun keyingi vaqtlarda katta quvvatli lazerlarda turg'un bo'lmagan sferik metall ko'zguli optik rezonatorlar ishlatilmoqda. Bunday optik rezonatoridan parallel nurlar dastasini olish mumkin. Bunday optik rezonator chizmasi 12-rasmda keltirilgan.

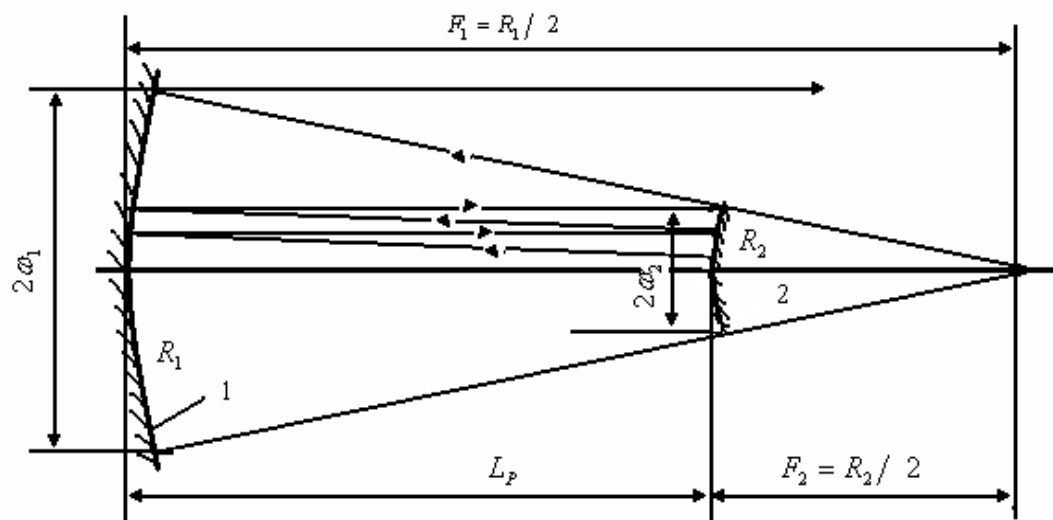
Bu optik rezonator ikki metal ko'zgulardan iborat bo'lib, biri egrilik radiusi R_1 bo'lgan botiq ko'zgu ikkinchisi egrilik radiusi R_2 bo'lgan qavariq ko'zgudan iborat.

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 marta aks etishda kuchayadi va



12-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 kattalashtirilishi deyiladi va $M = \omega_1 / \omega_2$ ko'rinishda ifodalanadi. Optik rezonatorning kattalashtirishini 12-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'zgulardan 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 chegaralari-ni 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; SO₂ lazer uchun ($\lambda=10^{-3}$ sm) va $L_p \geq 1$ m bo'lganda, $\omega^* \geq 0,4$ sm ni tashkil etadi. Bu holdan foydalanib, shu turdagi optik rezonatorlarga ega SO₂ 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'zqusining 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 rezonatoridagi 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 marta 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 metallidan 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.

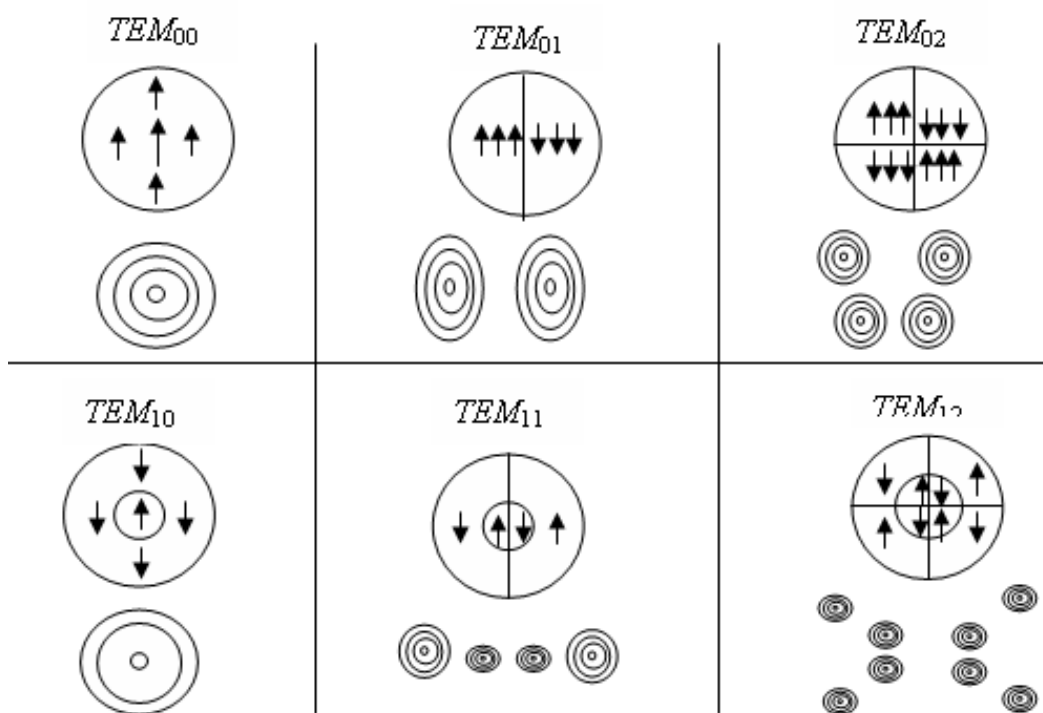
Har qanday rezonator kabi, optik rezonatorida ham turli tebranishlar to'plami bo'ladi. Optik rezonator ichida elektromagnit to'lqinlar maydonlarining ma'lum turg'un taqsimotiga ega bo'lgan elektromagnit tebranishlariga moda deb aytiladi. Optik rezonator ichidagi nurlanishning modali tarkibi hosil qilinayotgan 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 TYeM 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



13-rasm. Turg‘un yarim konfokal optik rezonatorning chiqish ko‘zgidagi 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 $TYeM_{m, n}$ 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 parametrtdagi tugunlar sonini bildiradi. Turg‘un yarim konfokal optik rezonatorning chiqish ko‘zgidagi elektr maydonning sifatii taqsimotining ko‘rinishi 13-rasmda keltirilgan.

§1.8. Lazer nurining xususiyatlari.

§1.8.1. Lazer nurlanishining monoxromatikligi

Lazer nurlanishining monoxromatikligi deb, lazerning tor to‘lqin 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 generasiya berishi bilan aniqlanadi. Lazerning nurlanish chizig‘ida generasiya berishi esa optik rezonator ichida joylashgan faol muhitning kuchaytirish konturining eni $\Delta\nu_\varepsilon$ va optik rezonator parametrlari bilan belgilanadi. Shuning uchun faol muhit kuchaytirish konturining ichida optik rezonatorning chastotalari joylashgan bo‘lishi mumkin. Chastotalarning soni quyidagi

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

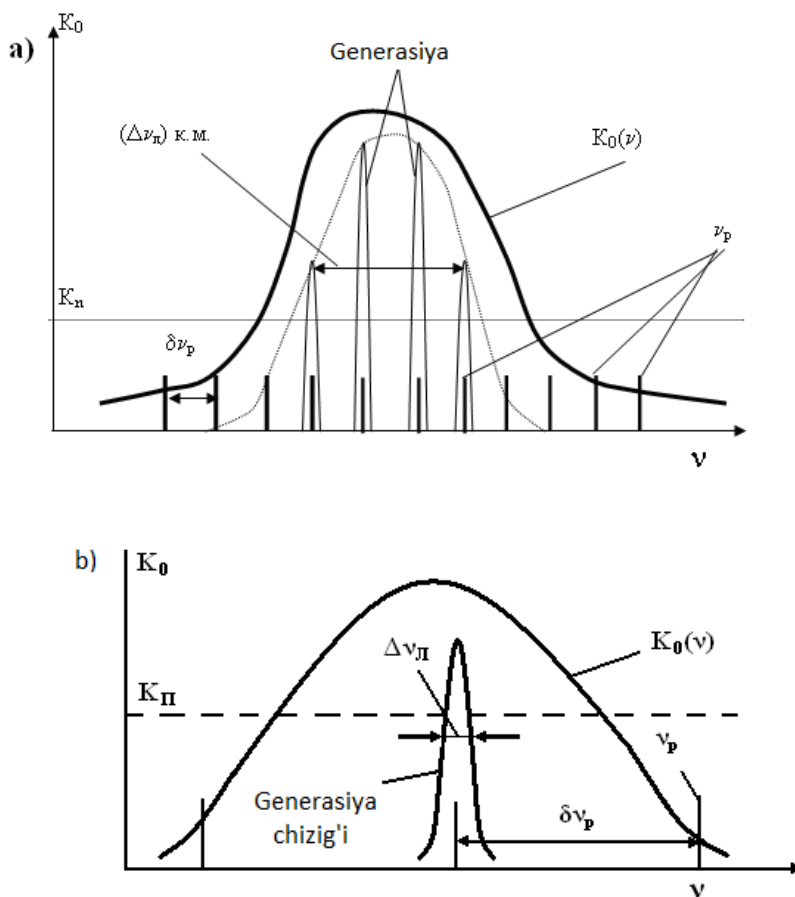
ifoda bilan aniqlanishi mumkin. Bu yerda q -xususiy chastotalar soni, λ -nurlanishning to‘lqin uzunligi, L_R -optik rezonator uzunligi.

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} koeffitsientdan katta bo‘lgan shartlarni bajaruvchi optik rezonatorning barcha xususiy chastotalarida lazer generasiyasi ro‘y beradi. Agar yuqoridagi shart rezonatorning faqat bir chastotasi uchun bajarilsa, lazer yakka chastotali nurlanish beradi.(14b-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. (14a-rasm). Bu holda lazer



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

nurlanishi spektrini punktr chiziq bilan belgilangan kontur tashkil etadi. Shuning uchun faol muhitli optik rezonatorning aslligi (generasiya 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.

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

Bu yerda R_1 -lazerning to'la quvvati. Misol tariqasida SO_2 lazer nurlanishi spektrining eni chegaraviy holda qancha qiymatni olishni hisoblab ko'rish mumkin. $\xi+\chi=0,5$, $L_R=100\text{sm}$, $R_L=100Vt$, $\Delta\nu=1,5\cdot 10^7\text{Hz}$ da $(\Delta\nu_1)_{\text{chegar.}}=2\cdot 10^{-6}\text{Hz}$.

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 $\Delta\nu_\varepsilon$ 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

$$Q_p=2\pi\nu_0 \frac{\text{rezonator} \cdot \text{ichidagi} \cdot \text{barcha} \cdot \text{tebranishlarning} \cdot \text{sarf} \cdot \text{energiyasi}}{\text{rezonator} \cdot \text{ichidagi} \cdot \text{bir} \cdot \text{tebranish} \cdot \text{sarf} \cdot \text{bo'lgan} \cdot \text{energiya}} = 2\pi\nu_0\tau_d$$

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

Optik rezonator ichida nurlanishning bir ko'zgdan ikkinchi ko'zguna 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'zqusining nurlanishni qaytarish koeffitsiyenti, χ -optik rezonator ichidagi energiya yo'qotishlarni belgilovchi koeffitsient.

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

$$\Delta\nu_r = \frac{1}{2\pi\tau_{\text{fl}}} = \frac{\nu_0}{Q_p} \approx \frac{c(\zeta + \chi)}{4\pi L_p} \approx \delta\nu_r \frac{(\zeta + \chi)}{2\pi} \ll \delta\nu_r \quad (111)$$

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 (generasiya 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 generasiya holatidagi lazer nurlanishining quvvatiga ham bog‘liq bo‘ladi va quyidagi

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

bu yerda P_{fl} -lazerning to‘la quvvati. Misol tariqasida SO_2 lazer nurlanishi spektrining eni chegaraviy holda qancha qiymatni olishini hisoblab ko‘rish mumkin. $\zeta + \chi = 0,5$, $L_r = 100$ sm, $r_l = 100$ Vt, $\Delta\nu = 1,5 \cdot 10^7$ Hz da $(\Delta\nu)_{\text{chegar}} = 2 \cdot 10^{-6}$ Hz.

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’minot manbaining parametrlarini stabilizatsiyalash natijasida qisqa vaqt ichida lazer nurlanishi enining kengligini ~ 1 kHz 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, medisinada, biologiyada va boshqa hollarda, ya'ni moddalarga selektiv ta'sir qilishda muhim ahamiyat kasb etadi.

§1.8.2. Lazer nurlanishining kogerentligi

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 kuchlan-ganligi 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 funksiyasi

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

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} interferension 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‘lqinlarning 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‘lqinlarning tebranishlarini quyidagi

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

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 vaqtki, bu vaqt farqining ichida ikki elektromagnit to‘lqinlar o‘zaro kogerent bo‘ladi. Bu vaqtni

kogerentlik vaqti deyish qabul qilingan. Shu vaqt ichida elektromagnit to‘lqin bosib o‘tgan yo‘lni kogerentlik uzunligi deyish qabul qilingan, ya’ni

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

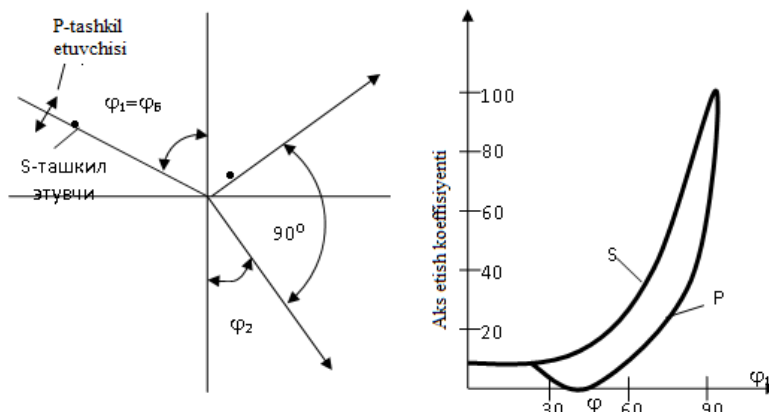
Shu vaqt farqi ichida va shu yo‘l farqi uzunligida elektromagnit to‘lqinlar optik rezonatoridan chiqishdagi tebranishlarga sinxron holda tebranadi.

§1.8.3. Lazer nurlanishining qutblanganligi

Lazer nurlanishining qutblanganligi elektromagnit to‘lqinida 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‘zgarmas 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‘lqinning 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‘liga 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 xodisalardan foydalaniladi. qutblangan yorug‘lik nurlanishini olishning eng ko‘p



15-rasm. Qutblanishning S va P tashkil etuvchilari va aks etish koeffitsiyentining qutblanish tashkil etuvchilarga bog‘liq holda tushish burchagiga bog‘liqligi.

tarqalgan usullaridan biri, ya‘ni yorug‘lik to‘lqinini (nurlanishini) gazli va qattiq muhit chegarasidan o‘tishida qutblantirish usuli 15-rasmda ko‘rsatilgan. Ikki muhit chegarasiga tushayotgan yorug‘lik to‘lqinining 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 R-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 tushi-shi φ_1 burchagining φ_1 o‘zgarishiga qarab, aks etish koeffitsiyenti 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 R tashkil etuvchisi uchun aks etish koeffitsiyenti 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'lqin 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'lab 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 R 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 R 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 bob. Lazerlarning konstruksiyalari va ishlash tamoyillari

§2.1. He-Ne lazeri



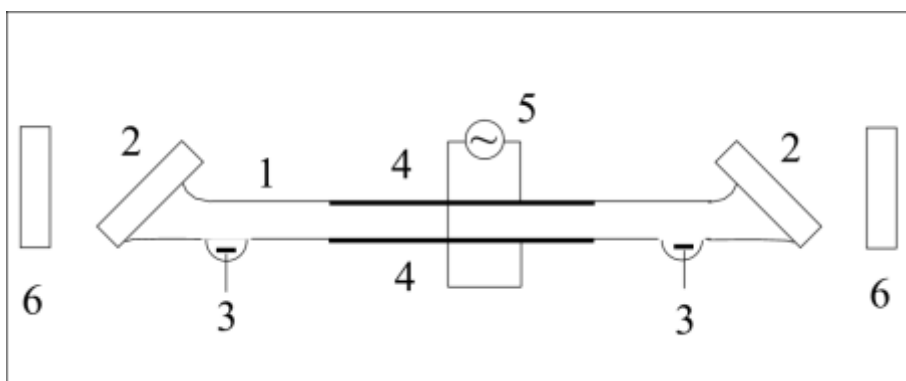
Geliy-neon lazeri gazli lazerlar majmuasiga kiradi. Geliy-neon gaz aralashmasi to'ldirilgan gazorazryadli nay lazerning asosiy qismi bo'lib xizmat qiladi (16-rasm).

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 cm^{-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.



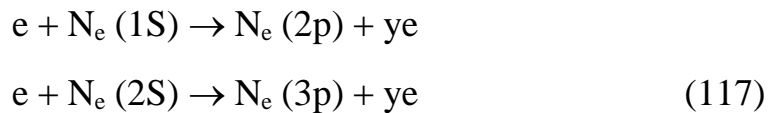
16-rasm. Geliy-neon lazeri konstruktsiyasining chizmasi.

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.

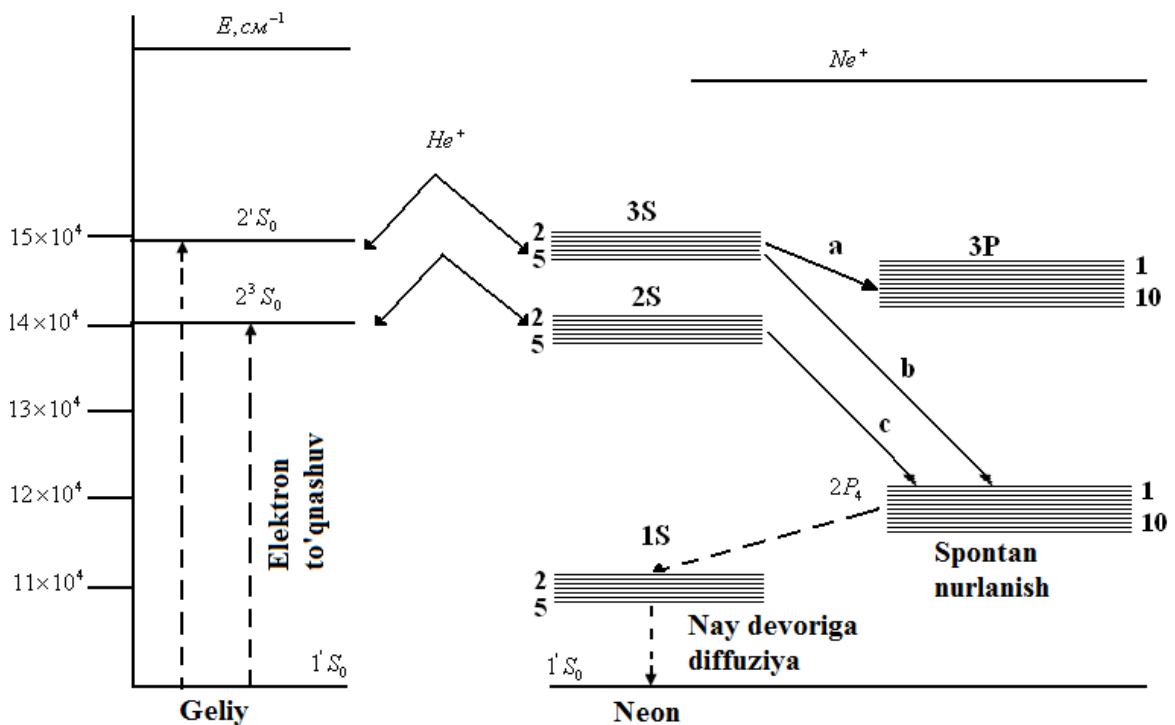
O‘tishlarida invers bandlik hosil bo‘ladi va lazerning to‘rt energetik sathli tuzilishdagi ishlash tamoyiliga mos keladi. Bu jarayon yordamida invers bandlik

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.



17-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:

$$\lambda_1 = 3,39 \text{ mkm} \dots\dots\dots 20 \text{ db/m-gacha}$$

$$\lambda_2 = 1,15 \text{ mkm} \dots\dots\dots 10-12 \% \text{ bir metrda}$$

$$\lambda_3 = 0,63 \text{ mkm} \dots\dots\dots 4-6 \% \text{ bir metrda}$$

To‘lqin uzunligi $\lambda_1 = 3,39 \text{ mkm}$ 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 $0,63 \text{ mkm}$ 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 qo‘yidagi uch jarayon belgilaydi.

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

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

bo‘ladi.

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

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

bo‘ladi.

$$\text{Bu yerda } \tau_{\text{cn}}^{-1} = \tau_{\text{s}}^{-1} + \tau_{\text{p}}^{-1}$$

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:

$$\Delta\nu_{\text{d}} = 1700 \text{ MHz} \quad (\lambda_1 = 0,63 \text{ mkm});$$

$$\Delta\nu_{\text{d}} = 800 \text{ MHz} \quad (\lambda_2 = 1,15 \text{ mkm}); \quad (120)$$

$$\Delta\nu_{\text{d}} = 300 \text{ MHz} \quad (\lambda_3 = 3,39 \text{ mkm}).$$

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 konsentratsiyasidan 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 qo'yidagi

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

“o'xshashlik” qonuni topilgan. Bu yerda R – gaz aralashmasining yig'indi bosimi; d – nayining diametri. O'xshashlik qonunining ma'nosi shundan iboratki turli diametrlil razryad nayi uchun gaz aralashmasining shunday bosimini olish mumkinki, bu holda lazer nurlanishining solishtirma xarakteristikalari 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 generasiyaning 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 konkurensiyasi deyiladi. Amaliyotda bularni yo'qotish uchun quyidagi usullar ishlatiladi:

1. Energetik sathlarning magnit maydon ta'sirida ajralishi (Zeeman 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 generasiya 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;

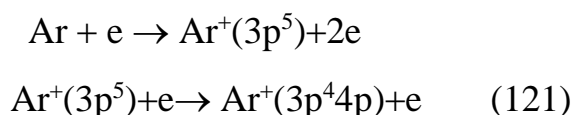
3. Optik rezonator ichida 3,39 mkm to'lqin uzunlikli nurlanishni ko'proq yutuvchi metal gazi to'ldirilgan g'ovak idish joylashtiriladi.

§2.2. Ionli argon lazeri



Ionli lazerlarda kogerent nurlanish olishda g'alayonlantirilgan ionlardagi energetik sathlar orasida ionlarning majburiy o'tishlardan foydalaniladi. Ionli lazerlar ichida eng ko'p ishlatiladigani argonli lazerdir. Bu lazerda ko'plab spektral chiziqlarda kogerent nurlanish olingan. Argon lazerning asosiy quvvati 0,488 va 0,514 mkm to'liqin uzunliklarda jamlangan. Argon lazerning ishlash tamoyilini ko'rish uchun argon ionining energetik sathlarining soddalashtirilgan (18-rasm) diagrammasidan foydalanamiz.

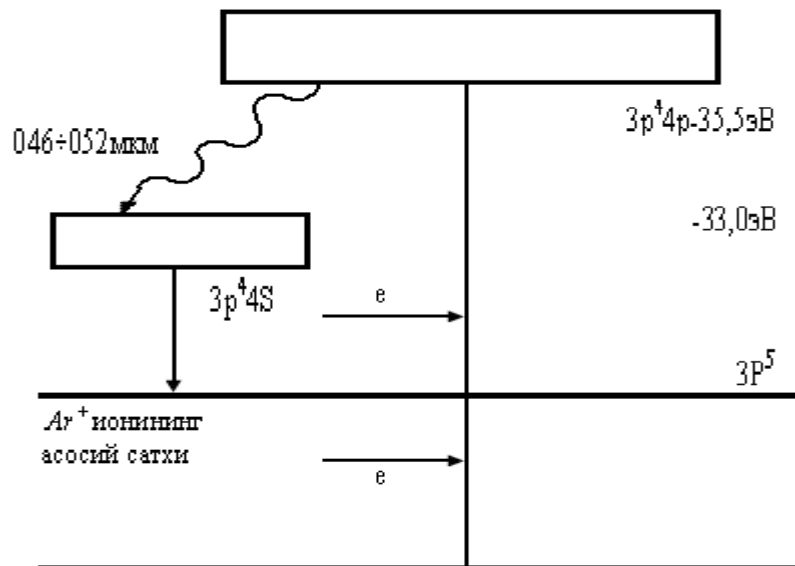
Argon lazerida invers bandlik va undagi majburiy kogerent nurlanishlar argon ionining $3r^44r$ va $3r^44S$ sathlar orasidagi o'tishlarida olinadi. Yuqori lazer $3r^44r$ sathni elektronlar bilan to'ldirilishi, ya'ni sathni g'alayontirilishi zinapoya usulida hosil qilinadi. Avval gaz razryadidagi erkin elektronlar argon atomini ionlashtiradi, undan so'ng argon ionidagi elektronlar bilan to'qnashib, ularni $3r^44r$ yuqori lazer sathiga chiqariladi. Bu jarayon quyidagi



tenglama bilan ifodalanadi.

Elektronlarning yuqori, ($3r^4r$) lazer sathida yashash vaqti $\sim 10^{-8}$ s bo‘lib, bu vaqt quyi ($3r^4S$) lazer sathida elektronlarning yashash ($\tau \sim 10^{-9}$) vaqtidan 10 marta katta. Shu sababga ko‘ra invers bandlik va majburiy o‘tishlar orqali kogerent nurlanish olish imkonini beradi. Ushbu jarayonlar gaz razryadidagi elektronlarning katta konsentratsiyasida ro‘y beradi. Buning uchun yoy razryadidan foydalaniladi razryad nayida elektr tokining zichligi $\sim 100A/sm^2$ gacha yotishi mumkin).

Argon lazer qurilmasining konstruksiyasi 19-rasmda keltirilgan. Faol element keramik kapillyardan tashkil topgan.



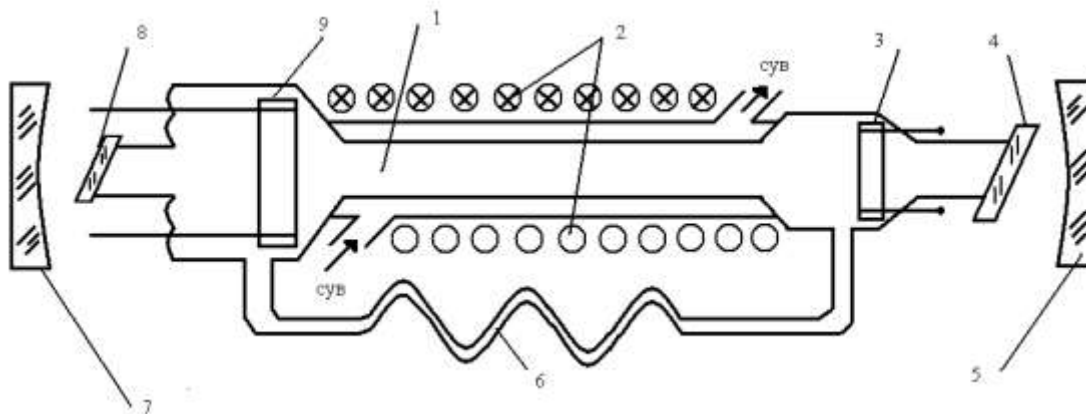
18-rasm. Argon ioni energetik sathlarining soddalashtirilgan diagrammasi.

Razryad nayiga anod va katod elektrodlar joylashtirilgan. Bu elektrodlar orasiga katta tok hosil qila oladigan doimiy elektr kuchlanishi beriladi. Razryad nayining chetlari Bryuster burchagi ostida o‘rnatilgan kvarts shisha oynalar bilan berkitilgan. Razryad nayida yoy razryad hosil qilingani uchun unda katta issiqlik ajralib chiqadi. Shuning uchun razryad nayi suv bilan sovutilib turilishi shart. Razryaddagi elektronlar konsentratsiyasini orttirish, shu orqali lazer

nurlanishi quvvatini orttirish uchun razryad nayi o‘qi bo‘ylab joylashgan magnet maydonini hosil qilinadi.

Lazerning optik rezanatorini o‘zaro parallel va razryad nayi o‘qiga ko‘ndalang joylashgan 5 hamda 7 ko‘zgular hosil qiladi.

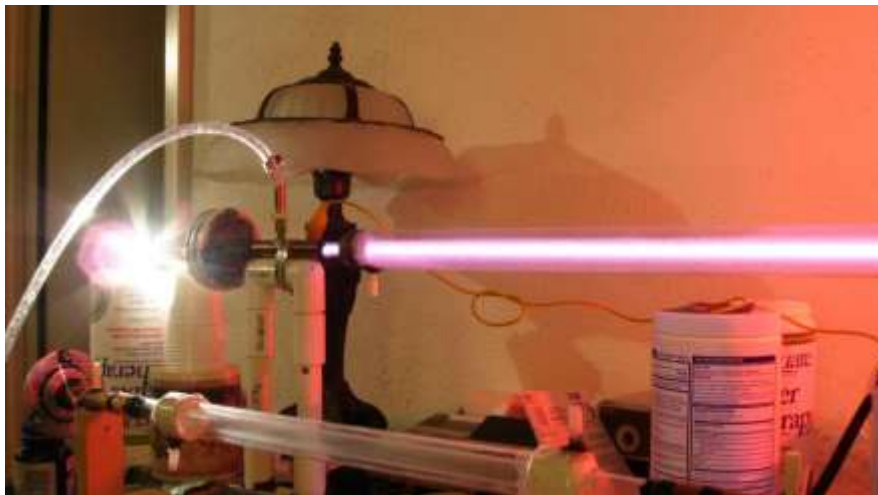
Razryad nayining ichida anod va katod oralig‘iga qo‘yilgan doimiy kuchlanish natijasida katod tomon harakatlanayotgan musbat ionlar oqimi argon gazini katodli qismiga siljitadi va buning natijasida, gaz bosimining farqini yo‘qotish uchun razryad nayining anodli qismini katodli qismi bilan tutashtiruvchi uzunligi razryad nayi uzunligidan bir necha bor katta bo‘lgan ingichka shisha nay ulanadi.



19-rasm. Ionli argon lazerining tuzilishi. 1-kapillyar razryad nayi, 2-doimiy magnet, 3-anod 4 va 8-chiqish oynalari, 5 va 7-rezonator ko‘zgulari, 6-aylanma nay, 9-katod.

Argon lazerlari uzluksiz va impulsli holatlarda ishlashi mumkin. Impulsli holatda nurlanish olish uchun anod va katod oralig‘iga impulsli kuchlanish beriladi. Sanoat miqyosida xalq xo‘jaligi uchun ishlab chiqilgan argon lazerining maksimal quvvati uzluksiz ish holatida 20 Wni tashkil etadi. Argon lazerlar mikroelektronika sohasida, medisinada va ilmiy tadqiqot ishlarida foydalaniladi.

§2.3. CO₂ lazeri



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 uzunlikli) diapazonda nurlanish beruvchi lazerdir.

Uning uzluksiz ish rejimdagi 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 molekular 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 molekularning 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 "R-shoxcha"ni hosil qilinadi. Qisqaroq to'lqin tomonli nurlanish chiziqlari molekula harakat miqdorining $-h/2\pi$ ga o'zgarishini qanoatlantiradi va "R-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 molekulasida o'z o'qiga nisbatan ko'ndalang yo'nalishdagi tebranishlarini 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.

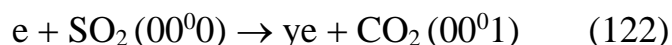
Sodda holda, bu uch xil tebranishlar bir-biridan mustaqil deb olinishi mumkin. Shuning uchun molekulaning tebranma harakatiga bog'liq holatlari uchta kvant raqamlar bilan belgilanishi mumkin va ular mos ravishda ν_1 , ν_2^e , ν_3 -lar bilan belgilanadi. Bu kvant raqamlar ma'lum bir tebranish holatiga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

To'lqin uzunliklari 10,6 va 9,6 mkm bo'lgan kogerent nurlanish generatsiyasi CO_2 molekularining mos ravishda yuqori 10^0 sathidan 10^{10} ($\lambda =$

10,6 mkm) yoki 02^00 ($\lambda = 9,6$ mkm) sathlarga majburiy nurlanish berib o'tishda hosil bo'ladi. Nurlanish generasiyasi 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 00^01 sathi CO_2 molekulari bilan quyidagi ikki jarayon orqali effektiv ravishda to'ldirilish mumkin:

1) SO_2 -molekulasi gaz razryadidagi energiyasi yetarli bo'lgan erkin elektronlar bilan to'qnashganda 00^00 sathdan 00^01 sathga o'tadi, ya'ni



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

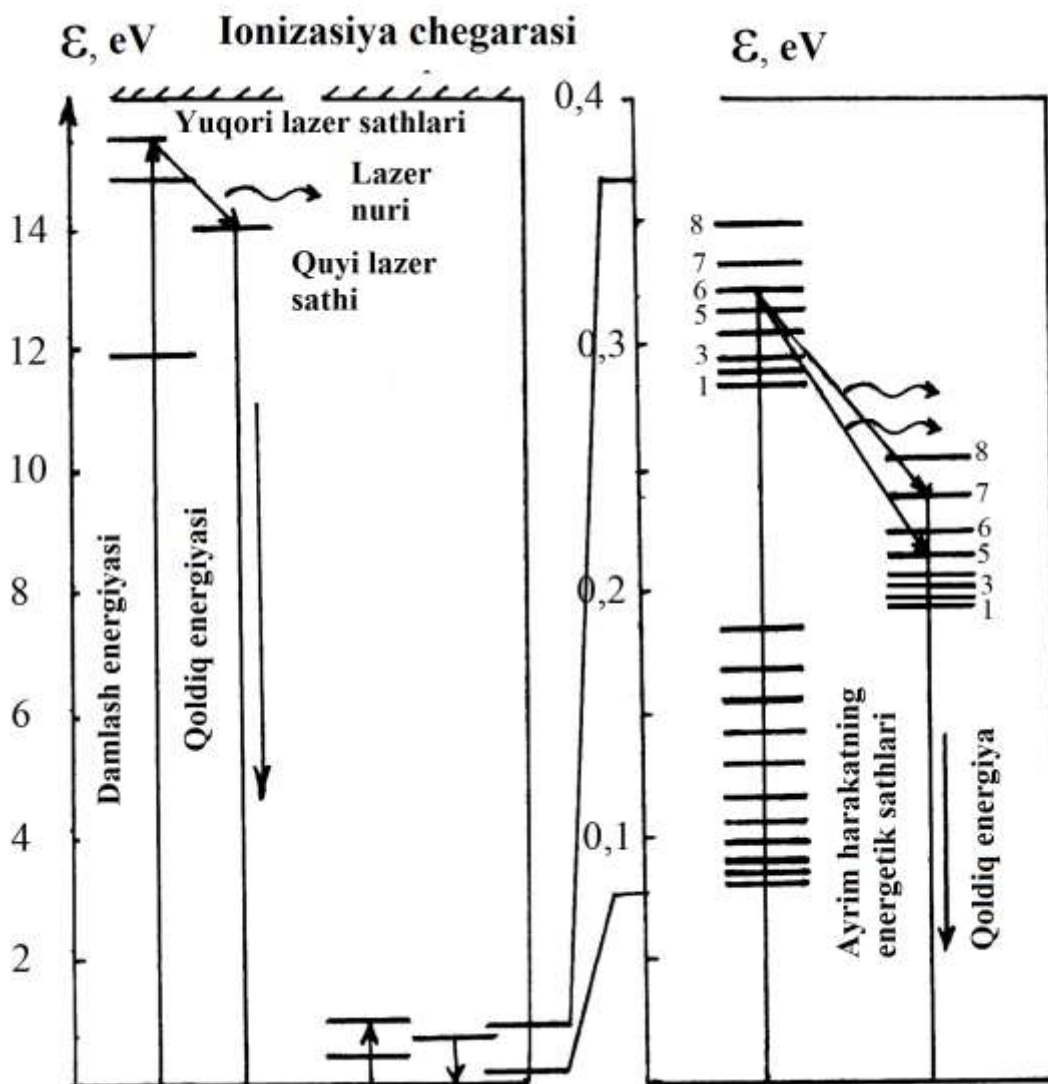
2) Azot molekulasi CO_2 molekulasiga rezonans ravishda energiyani uzatilishi. Azot molekulasi tebranma sathlari CO_2 molekulasi nosimmetrik tebranma energetik sathlari bilan mos tushadi va shuning uchun yuqori energetik sathlarda joylashgan azot molekulari o'z energiyalarini CO_2 molekulariga uzatadi. 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 elektronlarning 50 % gacha energiyasini o'ziga olishi mumkin. CO_2 molekulasining quyi 10^00 sathidan tushib ketishi, qo'zg'atilmagan, ya'ni 00^00 sathda joylashgan molekula bilan to'qnashib, 01^00 sathda ikki molekula hosil bo'lishi bilan ro'y beradi. O'z navbatida 01^00 sathda joylashgan CO_2 molekulasi o'z energiyasini ishchi gaz aralashmasiga kiritilgan geliy atomlarga to'qnashib uzatadi va 00^00 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 P-CO₂ gazining partsial bosimi, d-nayining ichki diameri).

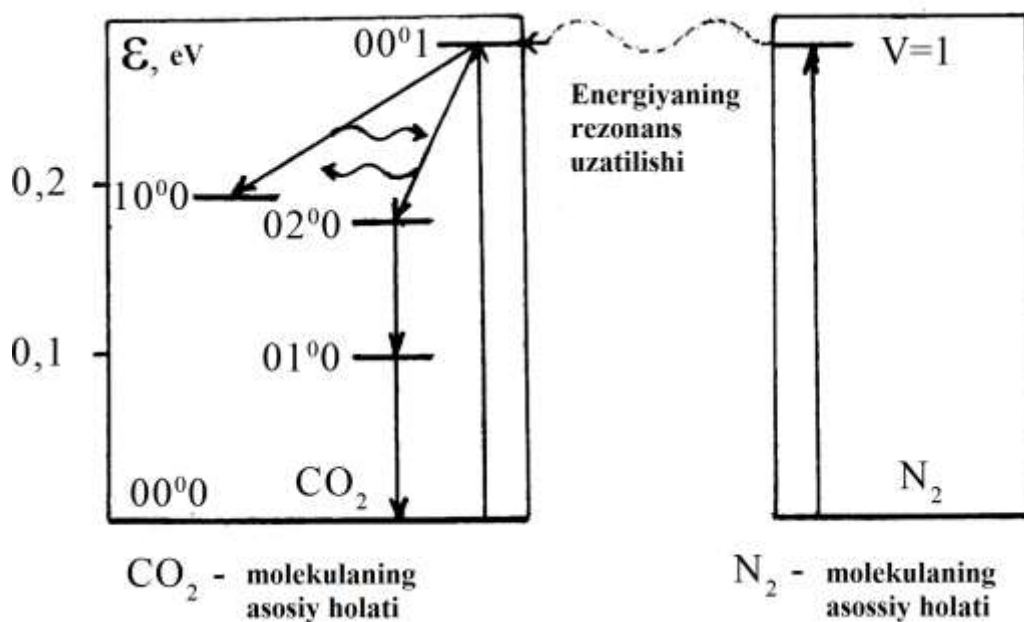
Berk hajmli va diffuziya asosida sovutiluvchi CO₂-lazerining birlik hajmidan olinadigan nurlanishning maksimal quvvati quyidagi

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

ifoda bilan aniqlanishi mumkin.



20-rasm. Molekulaning elektron, tebranma va aylanma harakat energetik sathlari va ularda joylashgan zarrachalar ning kogerent nurlanish berib oʻtishlarining diagrammasi.



21-rasm. CO₂ va N₂ molekularining quyi tebranma enegetik sathlari va ulardagi lazer nurlanishli o‘tishlar.

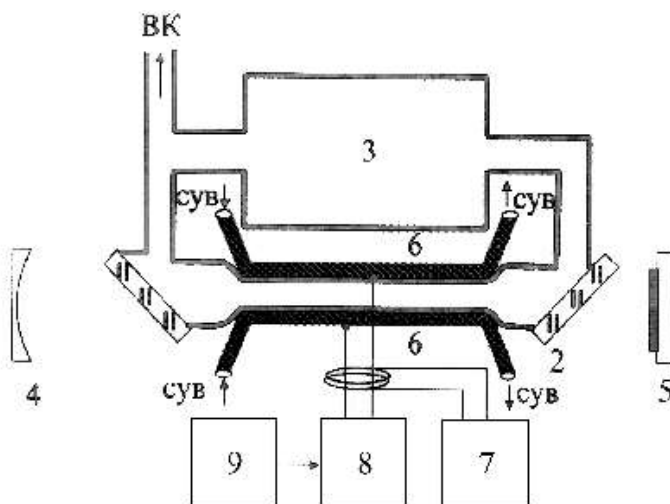
Bu yerda ν_t , N_m va λ lar mos ravishda CO₂ molekulasining issiqlik harakatidagi tezligi, konsentratsiyasi va erkin yugurish yo‘li; d-razryad nayining ichki diametri. Bu holda faol muhitning birlik uzunligidan olinadigan quvvat quyidagi

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

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

Yuqori chastota ko‘ndalang razryadli CO₂ lazerining sxematik chizmasi 22-rasmda ko‘rsatilgan. Rasmdan ko‘rinib turibdiki CO₂ 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 elektrodlarga YuCh generatordan 8 YuCh kuchlanish beriladi. YuCh tebranish chastotasi 80 MHz va quvvati esa 150 Wgacha yetishi mumkin. Optik rezonator aks ettirish koeffitsiyenti 100% bo‘lgan alyuminiyli 3 sferik va o‘tkazish koeffitsiyenti 7 % dielektrikli qatlama 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.



22-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.

§2.4. Yarimo‘tkazgichli lazer



Yarimo‘tkazgichli lazer, qattiq jisimli lazerlarning o‘ziga xos turiga kiradi. Bu turdagi lazerlarda invers bandlik hosil qilishni va kogerent nurlanish olishni energetik sathlar hamda energetik sohalar asosida tushuntirish mumkin.

§2.4.1. Energetik sathlar va sohalar

Kvant fizikasi asoslariga ko‘ra, qattiq jismni tashkil etgan atomlardagi elektronlar ulardagi yadrolar bilan elektr kuchlari orqali bog‘langan bo‘lib, bog‘lanish energiyasi diskret qiymatlarni qabul qiladi. Yadroga eng yaqin turgan elektron eng kichik diskret energiyaga ega bo‘lib, uni eng quyi energetik sathda joylashgan deb qarash mumkin. Bu yadrodan uzoqlashgan elektronning energiyasi yadroga eng yaqin turgan (yani eng quyi energetik sathda joylashgan) elektronning energiyasidan katta bo‘lib, u biror yuqori energetik sathda joylashgan deb qabul qilish mumkin.

Elektronlar joylashgan sathlar juda ko‘p bo‘ladi va qattiq jismning sohalar nazariyasiga asosan energetik sathlar to‘plami energetik sohalarni tashkil etadi.

§2.4.2. Elektronlarni energetik sohalar bo'yicha taqsimoti

Qattiq jism atomining elektron qobig'idagi elektronlar yadro bilan bog'langanligi uchun ularni valent elektronlar deyiladi va ular joylashgan energetik sathlar to'plamiga valent soha deb qaraladi.

Qattiq jismni tashkil etgan atomning yadrosi bilan bog'lanishi uzilgan elektronlar qattiq jism ichida erkin harakat qiladilar va elektr tokini hosil qilishlari mumkin bo'lganligi uchun ular joylashgan energetik sathlar to'plamiga o'tkazuvchanlik sohasi deb qaraladi.

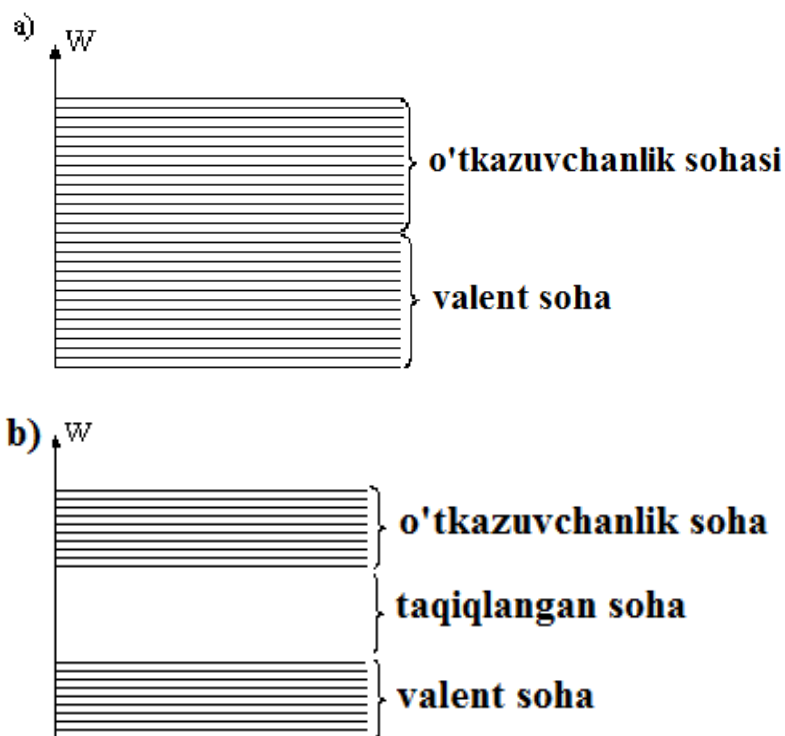
Valent sohaning eng yuqorisida joylashgan elektronlarning yadro bilan bog'lanish energiyasiga teng energetik oraliqni taqiqlangan soha deb qarash qabul qilingan. Bu soha valent soha bilan o'tkazuvchanlik sohalari oralig'ida joylashgan va taqiqlangan sohaning energiya bo'yicha kengligi o'tkazuvchanlik sohasining quyi chegarasi energiyasidan valent sohasining eng yuqori chegarasi energiyasini ayirmasiga teng.

Elektronlar energetik sathlarning va sohalarning sxematik diagrammasi 23-rasmda keltirilgan.

23.a-rasmda metallardagi elektron energiya sathlari keltirilgan. Yarimo'tkazgich moddalarda energetik sohalar diagrammasi 23.b-rasmda ko'rsatilgandek bo'ladi. Faqat taqiqlangan sohaning kengligi dielektriklarnikiga nisbatan kamroq bo'lib, qiymati bir elektron volt atrofida bo'ladi.

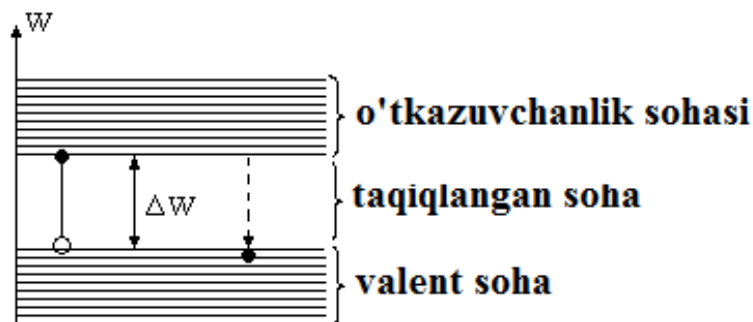
Yarimo'tkazgich modda (masalan germaniy yoki kremniy) atomining tashqi elektron qobig'ida to'rttadan valent elektronga ega. Ushbu moddaralning fazoviy kristall panjarisi o'zaro valent elektronlar orqali bog'langan atomlardan tashkil topgan. Atomlarning bunday bog'lanishi kovalent bog'lanish deyiladi.

Yarimo'tkazgichning (sof, aralashmasiz) elektr o'tkazuvchanligi yoki unda invers bandlik hosil bo'lishini 24-



23-rasm. Elektronlar energiya sathlarining (a) metaldagi va (b) dielektrikdagi diagrammalari.

rasmda keltirilgan energetik struktura orqali tushuntirish qulayroq. Harorat mutloq nolga yaqin bo'lganda yarimo'tkazgichdagi barcha elektronlar yadro bilan bog'langan bo'lib, ular valent sohada joylashgan bo'ladi va bu holda yarimo'tkazgich dielektrikdan farq qilmaydi. Harorat ortib boshlagan sari, valent sohadagi bog'langan elektronlarning energiyasi ortib, ular yadro bilan bog'lanishni uzib, o'tkazuvchanlik sohasiga o'tib boshlaydilar. Ushbu o'tishlardan biri 24-rasmda valent sohasidan o'tkazuvchanlik sohasiga yo'nalgan tutash chiziq bilan ko'rsatilgan. Shunday qilib, o'tkazuvchanlik sohasida erkin elektron tok tashuvchilar, valent sohada kovak tok tashuvchilar paydo bo'ladi.



24-rasm. Yarimoʻtkazgichning energetik strukturasi.

Bir vaqtning oʻzida sof yarim oʻtkazgich moddada elektronli va kovakli oʻtkazuvchanlik paydo boʻladi. Issiqlik taʼsirida ushbu elektronlar va kovaklar tartibsiz harakatda boʻladilar hamda uchrashib rekombinatsiyalashishadi. Bu jarayon 24-rasmida oʻtkazuvchanlik sohasidan valent sohaga yoʻnalgan punktir chiziq bilan koʻrsatilgan.

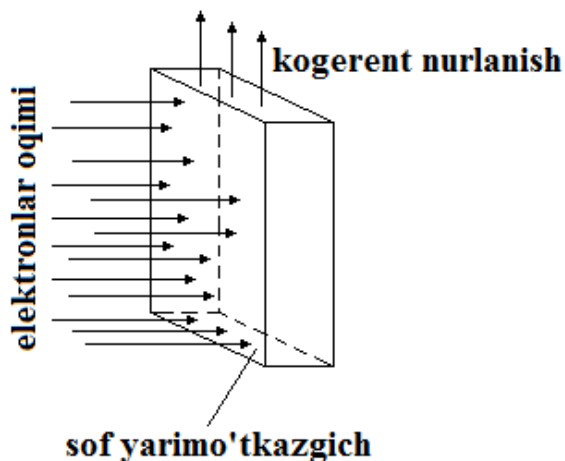
§2.4.3. Invers bandlik va kogerent nurlanish hosil qilish

Sof yarimoʻtkazgichda erkin elektronlarni va kovaklarni issiqlik taʼsiridan, tashqi katta energiyali (tezlikdagi) elektronlar, radioaktiv nurlanish yoki fotonlar oqimi bilan hosil qilish mumkin. Ushbu usulning sxematik chizmasi 25-rasmida tasvirlangan.

Plastinkaning olti tomonidan ikki qarama-qarshi tomoni 25-rasmida koʻrsatilgandek silliqlangan va ular optik koʻzgu vazifasini bajaradilar. qolgan tomonlari gʻadir-budir qilib ishlov berilgan. Energiyasi 50 va 100 keV oralikdagi elektronlar oqimi yassi plastina ichiga kirib boradi va undagi bogʻlangan elektronlar bilan toʻqnashib, ularni uzib, valent sohadan oʻtkazuvchanlik sohasiga oʻtkazadilar.

Bu elektronlar oʻtkazuvchanlik sohasining tubida toʻplanishadi. Valent sohada bogʻlanishdan uzilgan elektronlar oʻrnida esa kovaklar paydo boʻladi va ular valent sohaning yuqori qismida toʻplanadi.

Bu holatda oʻtkazuvchanlik sohasidagi erkin elektronlar soni termodinamik muvozanat holatdagi yarimoʻtkazgichning oʻtkazuvchanlik sohadagi erkin elektronlar sonidan koʻp



25-rasm. Elektronlar oqimi bilan sof yarimoʻtkazgichda kogerent nurlanish olishning sxematik chizmasi.

boʻladi va oʻz navbatida valent sohadagi kovaklar soni termodinamik muvozanatdagi yarimoʻtkazgichning valent sohasidagi kovaklar sonidan ortiq boʻladi. Sof yarimoʻtkazgichdagi ushbu holatga invers bandlik holati deyiladi.

Sof yarimoʻtkazgich hajmining biror nuqtasida zarralarning issiqlik taʼsiridan tartibsiz harakati natijasida erkin elektron va kovak uchrashib, rekombinatsiya natijasida nurlanish beradi. Bu nurlanish barcha yoʻnalishlarda tarqaladi va sirti koʻzga boʻlgan tomonlardan koʻproq aks etadi. Bu nurlanish invers bandlik hosil boʻlgan yarimoʻtkazgichdan oʻtishi natijasida kovaklar va elektronlar bilan taʼsirlashib, ularni majburlab rekombinatsiyalashtirishi natijasida parametrlari boʻyicha, oʻziga aynan oʻxshagan hamda tarqalish yoʻnalishi bilan mos tushgan majburiy nurlanishlarni hosil qiladi. Ushbu

yoʻnalishda tarqalayotgan nurlanishlar yarimoʻtkazgichning koʻzguli sirtlaridan koʻp martalab aks etib, yarimoʻtkazgich ichidan koʻp marta oʻtishi natijasida elektron va kovaklarning majburiy rekombinatsiyalarini tashkil etadi va majburiy nurlanishlar miqdori ortib boradi. Bu jarayonida bir qism nurlanish yarimoʻtkazgichning koʻzguli sirt tomonlaridan chiqib turadi. Albatta bu jarayon uzluksiz davom etishi uchun yarimoʻtkazgich plastinaga tashqaridan uzluksiz ravishda elektronlar kiritilib turishi kerak. Tajribalarning koʻrsatishicha bu usuldagi damlash jarayonida yarimoʻtkazgich plastina tez qizib ketadi va shuning uchun u majburiy ravishda sovutilib turilishi zarur.

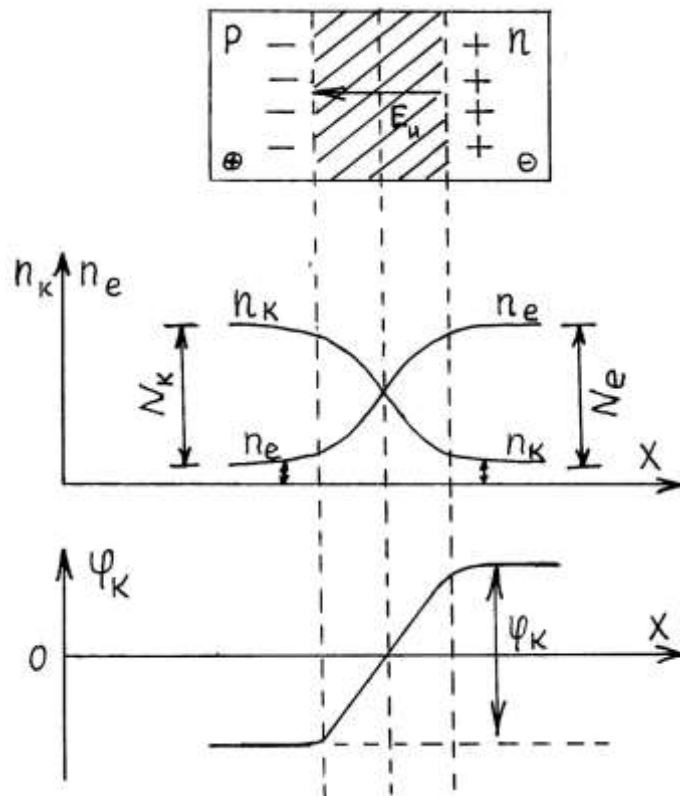
§2.4.4. Yarimoʻtkazgichli injeksion lazer

Yarimoʻtkazgichli injeksion lazerning ishlash tamoyili turli oʻtkazuvchanlikga ega boʻlgan yarimoʻtkazgichlarning oʻtish sohasidagi p-n oʻtish yoki n-p oʻtish hodisasiga asoslangan. Yarimoʻtkazgichda p-n oʻtish hodisasini koʻrish uchun misol tariqasida toʻrt valentli bir xil moddali sof yarimoʻtkazgich olinadi, uni ikki qismga ajratib, ularga mos ravishda uch va besh valentli sof yarimoʻtkazgich moddalar kiritilib, turli xildagi, yani (p va n) oʻtkazuvchanlik hosil qilinadi. Shu qismlar orasida shartli oʻta yupqa qatlam bor deb, bu qatlamni ikki xildagi oʻtkazuvchanlikga ega oʻtkazgichlarning bir-biri bilan tutashgan sohasi, yani kontakt sohasi deb qarash mumkin. Ushbu kontakt sohasidagi p-n oʻtish hodisasini koʻraylik (26-rasm). Masalaning mohiyatini tushunish oson boʻlishi uchun p va n oʻtkazuvchanlikga ega boʻlgan yarimoʻtkazgichlarda asosiy tok tashuvchilarning miqdorlari oʻzaro teng deb olish mumkin (26-rasm).

Kontakt hosil qilingan boshlangʻich paytda p-sohasidagi kovaklar konsentratsiyasi n-sohadagi kovaklar konsentratsiyasidan n-sohadagi

elektronlar konsentratsiyasi esa p-sohadagi elektronlar konsentratsiyasidan katta bo‘ladi (26-rasm). Buning natijasida p-n o‘tish kontakt sohasida elektronlar va kovaklarning diffuziyasi vujudga keladi. r sohadan n sohaga kovaklarning, n sohadan p sohaga elektronlarning siljishi natijasida ular kontakt sohasida uchrashib rekonbinatsiyalashadi. Kontakt sohasining chegaralarida mos holda asosiy bo‘lmagan tok tashuvchilar, yani mos ravishda musbat va manfiy ionlar yuzaga chiqadi va o‘rtada zaryadlar kamaygan soha vujudga keladi. Bu sohaning vujudga kelishi va asosiy bo‘lmagan tok tashuvchi musbat va manfiy ionlarning yuzaga chiqishi, shu sohada ikki qoplamalari musbat va manfiy zaryadlangan kondensator kabi ikki qatlam vujudga keladi. Bu qatlamda potentsiallar ayirmasi φ_k va maydon kuchlanganligi Y_{e_k} bo‘lgan elektr maydon paydo bo‘ladi (26-rasm). Bu elektr maydonning yo‘nalishi shundayki, u asosiy tok tashuvchilarning harakatiga to‘sqinlik qilib, asosiy bo‘lmagan zaryadlarni harakatlantirib ko‘chiradi. Bu zaryadlarning ko‘chish natijasidagi tok siljish toki deyiladi.

Asosiy tok tashuvchilarning diffuziyasi natijasidagi tok, asosiy bo‘lmagan tok tashuvchilarning siljish tokiga teng bo‘lganda

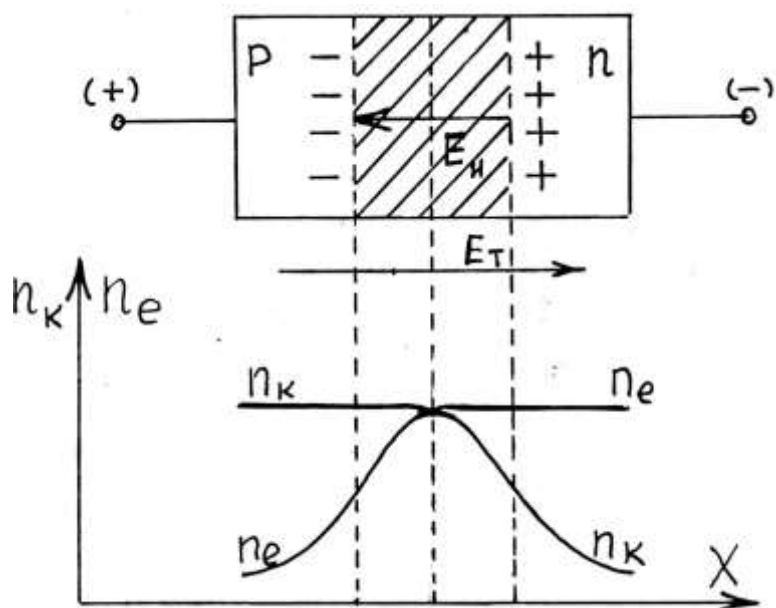


26-rasm. Yarimo‘tkazgichli p-n o‘tishdagi jarayonlarni tushin-tirish uchun zarur bo‘lgan chizmalar. (p_k -kovaklar, n_e -elektronlar konsentratsiyasi).

kontakt sohasida dinamik muvozanat vujudga keladi. Bu holda zaryadlarga kambag‘allashgan soha, yarimo‘tkazgichning elektron va kovak o‘tkazuvchanlikga ega bo‘lgan qismlarini bir-biridan ajratib turadi. Bunday sohani to‘siq qatlam deb, paydo bo‘lgan potentsiallar ayirmasini esa, potentsial to‘siq deb ataladi.

Shu p-n o‘tish sohasiga tashqi elektr manbai ulangan holni ko‘raylik (27-rasm). Tashqi elektr manbaning manfiy qutbini p-n o‘tishning p qismiga, elektr manbaning musbat qutbini esa n qismiga ulaylik. Bu holda p-n o‘tishdagi potentsial to‘siqning miqdori ortadi va asosiy tok tashuvchilarning o‘tishi yanada yomonlashib, diffuzion tokning miqdori nolga teng bo‘ladi.

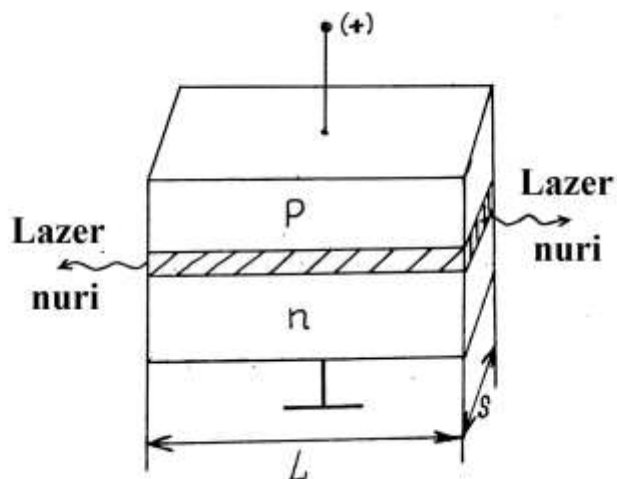
Endi elektr manbaning musbat qutbini p-n o'tishning p qismiga, manfiy qutbini esa n qismiga ulaylik (27-rasm). Bu holda elektr manbaining p-n o'tishda hosil qilgan elektr maydon kuchlanganligi p-n o'tishning xususiy elektr maydon kuchlanganligiga teskari bo'ladi va yig'indi elektr maydon miqdori kamayadi. Buning natijasida asosiy tok tashuvchilarni p-n sohadan o'tish miqdori ortadi. Bu holda ulanish to'g'ri ulanish deyiladi va tashqi elektr maydon tasirida p-sohadan n-sohaga kovaklar, n-sohadan p-sohaga elektronlar kiritiladi (injeksiyalanadi).



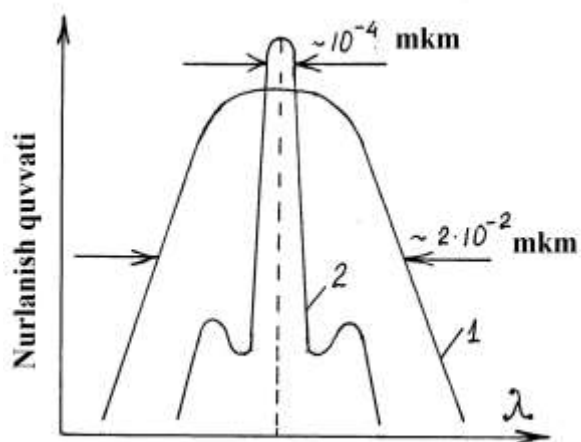
27-rasm. Yarimoʻtkazgichli p-n oʻtishga tashqi elektr maydon qoʻyilgandagi jarayonlarni tushintiruvchi chizma. (p_k -kovaklar, n_e -elektronlar konsentratsiyasi).

Ushbu holda donorli va aktseptorli aralashmalarning konsentratsiyasi 10^{18} - 10^{19} sm^{-3} boʻlgan yarimoʻtkazgichlardagi elektronlarni va kovaklarni tashqi elektr maydon taʼsirida p-n oʻtish sohasiga kiritilib, invers bandlik (p-sohadagi oʻtishda termodinamik muvozanat holatiga nisbatan elektronlarning, n-sohadagi oʻtishda termodinamik muvozanat holatiga nisbatan kovaklarning koʻproq boʻlishiga erishiladi) hamda ularning shu sohada uchrashib rekombinatsiyasi natijasida esa majburiy nurlanish olinadi. Yarimoʻtkazgichning p-n oʻtish tekisligiga koʻndalang boʻlgan ikki tomonlarning sirtlari yaxshilab silliqilanadi (28-rasm). Bu sirtlar yarimoʻtkazgichli lazer optik rezonatorining koʻzgulari vazifasini bajaradi.

29-rasmda yarimoʻtkazgichli p-n oʻtishda ishlovchi injektsiyali lazerning spektral xarakteristikasi keltirilgan.



28-rasm. Yarimoʻtkazgichli p–n oʻtishda ishlovchi injeksiyali lazerning konstruksiyasi koʻrsatilgan.



29-rasm. Yarimoʻtkazgichli p–n oʻtishda ishlovchi injeksiyali lazerning spektral xarakteristikasi.

Shunday qilib, p-n oʻtishli yarimoʻtkazgich lazerda qutblanish darajasi 70-80% boʻlgan monoxromatik nurlanish olish mumkin. Uning quvvati 1 millivatt, toʻlqin uzunligi 0,64 mkm atrofida boʻlishi koʻrsatilgan. 1-spontan nurlanish holati. 2-majburiy nurlanish holatida.

2.5. Optik damlash bilan ishlovchi

qattiq jism lazerlari

§2.5.1. Qattiq jisimli lazerlarining umumiy tavsiflari

Odatda qattiq jisimli lazerlarga juda ko'p turdagi optik kvant generatorlar kiradi. Ularning ishchi jismlarida invers to'ldirilganlik optik damlash yo'li bilan hosil qilinadi.

Bunday lazerlar faol muhitining asosini qattiq jismga kiritilgan aralashmaning ionlari tashkil etadi. Odatda aralashma ionlari sifatida o'tkinchi metallar (marganets, xrom, nikel va kobalt) yoki nodir yer elementlarining ionlari ishlatiladi. Ushbu moddalarning atomlari tashqi qobiqlari to'la bo'lishiga qaramay ichki elektron qobiqlari to'lmagan bo'ladi. Tashqi qobiqdagi elektronlar, kristall panjaradagi qo'shni ionlarning elektr maydonlarini qisman ekranlaydi va buning natijasida ishchi faol ion tomonidan chiqazilayotgan va yutilayotgan nurlanishlarning spektral chiziqlar enini katta kengayishiga olib keladi. O'z navbatida bu hol invers to'ldirilganlik olishni osonlashtiradi va kuchaytirish koeffitsiyentining ortishiga olib keladi.

Hozirgi paytda invers to'ldirilganlik ko'plab moddalarning ionlarida olingan (masalan Sr^{3+} , Nd^{3+} , Sm^{3+} , Ni^{3+} , Fr^{3+} , va boshqalar). Ammo, sanoat miqyosida ushbu lazerlar asosan Sr^{3+} va Nd^{3+} ionli moddalarda ishlab chiqilgan.

Qattiq jisimli faol muhitlar asosi sifatida korund (Al_2O_3) ittiriy alyuminiy granat ($\text{Y}_3\text{Al}_3\text{O}_2$), shisha kabi kristall yoki amorf dielektrik moddalar ishlatiladi. Bunday qattiq jisimli asosda faol muhitni hosil qilishda, asosga kiritilayotgan aralashmaning konsentratsiyasi kichik bo'lib, asosga nisbatan miqdori (0,05÷0,5)% oraliqda yotadi.

Aralashma miqdorining bunday qiymatlardan kam bo'lishi kuchaytirish koeffitsiyentini pasayishiga olib keladi, ko'pi esa faol zarralarning o'zaro ta'sirlashuvini orttirib yuboradi. Ishchi faol element juda ko'p talablarga javob

berishi zarur. U optik jihatdan bir jinsli, mexanik jihatdan mustahkam, issiqlik o'tkazuvchanligi katta, issiqlik ta'siriga chidamli, nurlanish to'lqin uzunliklari sohasida shaffof va mexanik qayta ishlashlar natijasida katta o'lchamli faol elementlar olish imkoniyatini bera oladigan bo'lishi kerak.

Bu barcha talablarga to'la javob beradigan moddalar kam. Ushbu faol muhit olish imkonini beruvchi moddalarning tavsiflari 2-jadvalda keltirilgan.

Qattiq jisimli lazer qurilmasining printsipial chizmasi 30-rasmda keltirilgan. Bu qurilma 1-faol elementdan, 2-rezonatordan, 3-optik damlash manbaidan (ksenon yoki kripton gazi bilan to'ldirilgan razryad lampa), 4-yorug'likni qaytargich ko'zgulardan va 5-optik damlash lampasining elektr ta'minot manbaidan iborat. Qattiq jisimli lazerlardagi yuqori lazer sathi zarralar bilan to'ldirilishi, bu sathdan yuqorida turgan bir nechta sathlardagi zarralarni nurlanishsiz tushishi orqali amalga oshiriladi. Optik damlash lampasining nurlanishi faol elementning asosiy sathida joylashgan zarralarini eng yuqori sathlariga chiqaradi. Bu sathga chiqarilgan zarralarning yashash vaqtlari kichik bo'lgani uchun ular yuqori ishchi lazer sathiga tushib, bu sathda to'planadilar va quyi ishchi lazer sathiga nisbatan invers holatini hosil qiladi. Yorug'likni qaytargich ko'zgulari optik damlash lampasining effektivligini oshirish uchun xizmat qiladi. Lazer qurilmasining ishlashida elektr energiyasining kogerent lazer nurlanish energiyasiga aylanishdagi energiya yo'qotishlarining turlari 31-rasmda keltirilgan. 2-jadvaldan ko'rinib turibdiki elektr ta'minot manbaidan olinayotgan energiyaning ko'p qismi yorug'lik lampasining razryad zanjirida, razryadda qaytaruvchi ko'zgularda, faol elementning yutilish spektriga mos kelmagan nurlanish spektrining energiyasi, asosiy va yuqori energetik sathlarga nurlanishsiz o'tishlarda, zarralarning pastki lazer sathidan asosiy sathiga o'tishida (agar pastki sath asosiy sath bilan mos tushmasa), hamda optik rezonator ichida yo'qotiladi.

Ko'pchilik qattiq jismlar laserlar davomiyligi 1 ms dan kichik bo'lgan impulsli rejimda ishlaydi va maxsus choralar ko'rilmasa, o'ziga xos qator impulslar nurlovchi rejimda ishlaydi. Bu impulslarning davomiyligi 1mks atrofida bo'lib, impuls oralig'i 10mks oralig'ida yotadi. Ushbu xarakterdagi nurlanish rejimining asosida turli sabablar bo'lishi mumkin.

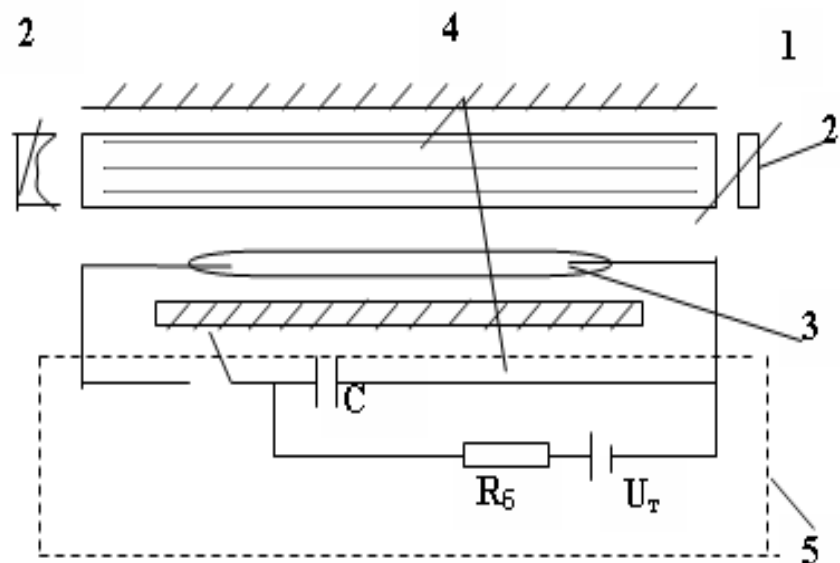
Shulardan ba'zilarini ko'rib chiqaylik. Optik damlash va generatsiya jarayonida faol elementda juda katta issiqlik ajralib chiqishi mumkin va buning natijasida faol element moddasining zichligini va sindirish ko'rsatkichini uzluksiz o'zgarishiga olib keladi.

2-Jadval.

Ishchi jism	Yoqut	Neodimli shisha	Ittiriya-alyuminiy granat
Issiqlik o'tkazuvchanligi (J/sm·s·K)	0,3	10^{-2}	0,1
Maksimal o'lchamlari (diametri va uzunligi), sm	0,5...1,0 20.....50	5x20...50	0,5 x 10
Optik damlash energiyasining qo'yi chegarasi, J/ sm ³	50	0,5	0,5
Ish holatlari	Impulsli davriy	Impulsli davriy	Uzluksiz va impulsi davriy
Erkin generatsiya holatidagi impulsning davomiyligi, ms			
Nurlanish energiyasi, J	1	0,1..1	0,5..10
a)erkin generatsiya holatida, J.			
b)aslligi modulyatsiya			

qilinganda, J	1...10 ²	10 ³	1...10
Uzluksiz ish holatida, Vt	0,1...1	10 ²	0,1...1
	-	-	300

Bu o'zgarishlar faol muhit bilan birgalikda rezonatorning optik uzunligini o'zgarishiga olib keladi va buning oqibatida bo'ylama moda sakrab o'zgaradi. Bo'ylama modaning sakrab o'zgarishiga yana faol muhitdagi ionlarning fluorensiya chizig'ini holatining va kengligining o'zgarishlari ham olib keladi. Misol uchun xona temperaturasi 1⁰K ga o'zgarsa yoqut kristalining nurlanishini yutish chizig'ining holati $5 \cdot 10^{-6}$ mkm ga siljiydi. Yoqut kristalida generatsiya olish jarayonida ushbu holat rezonator bo'ylama modasining nomerini birga o'zgarishi 1mks ichida ro'y beradi. Optik rezonator ichida elektromagnit to'lqinning tarqalishida relaksatsiya tebranma holatning paydo bo'lishiga sabab, invers to'ldiril-ganlikning hosil bo'lishi va yo'qotilishining inertsiyasidir. Lazerda inersiyaning turg'un holati birdaniga paydo bo'lmaydi. Buning uchun faol muhitning kuchaytirish koeffitsiyenti K_0 chegaraviy K_{Ch} -kuchaytirish koeffitsiyentiga tenglashib, undan orta boshlagandan so'ng, rezonator ichidagi elektromagnit to'lqinning amplitudasi keskin ortadi va bu hol ma'lum bir vaqt davom etadi. Shu vaqt ichida lazerdan chiqayotgan nurlanish intensivligi o'zining maksimal qiymatiga erishadi.



30-rasm. Optik damlanuvchi qattiq jisimli lazerining tuzilishi.

Shu jarayondan soʻng $K_0=K_{Ch}$ boʻladi va shunga qaramay yuqori lazer sathidan quyi lazer sathiga zarralarning majburiy oʻtishlari natijasida generatsiya davom etadi.

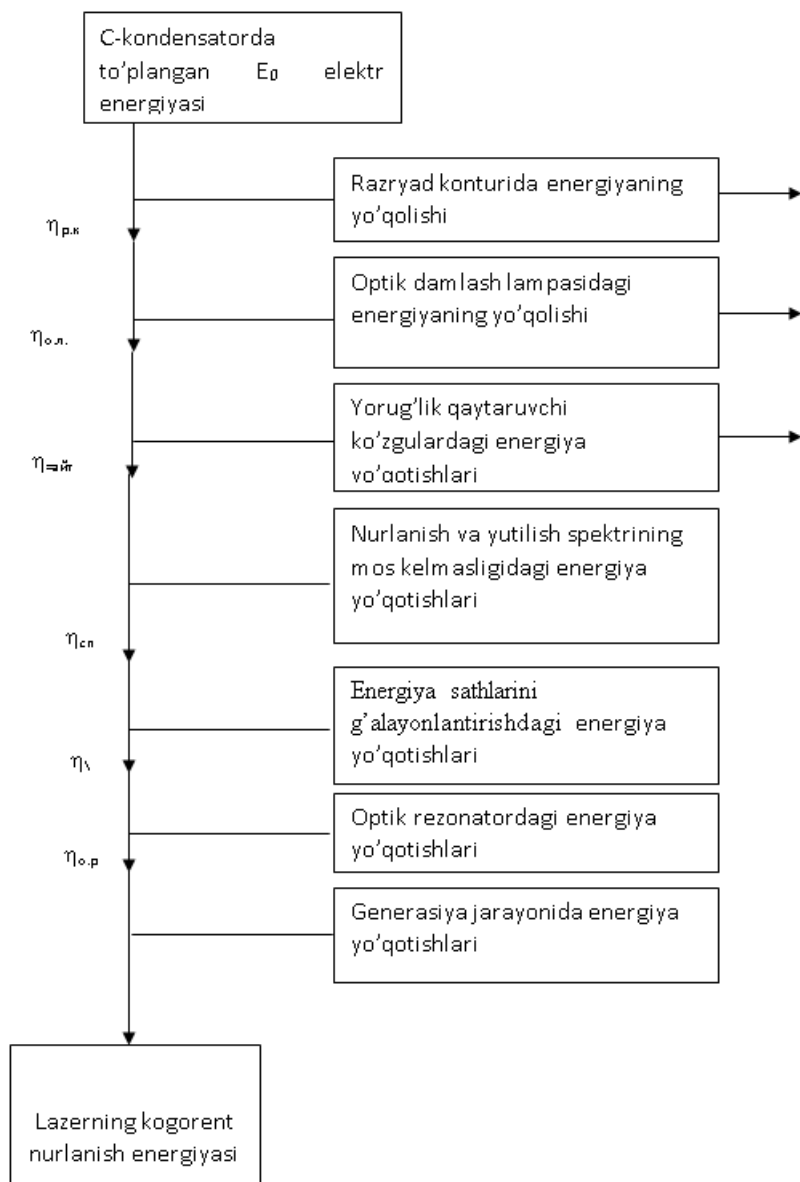
Bu holat $K_0 < K_{Ch}$ shart bajarilguncha davom etadi. Lazer nurlanishning intensivligi nolga tenglashadi. Soʻngra yuqorida aytgan jarayonlar yana davriy ravishda takrorlanadi.

Impulsi nurlanishning quvvatini oshirish va uning vaqtini qisqartirish uchun qattiq jisimli lazerda optik rezonator aslligini modulyatsiya qilish usuli qoʻllaniladi. Bu holni vujudga keltirish uchun optik rezonator ichiga yorugʻlik nuri taʼsirida tiniqlashuvchi optik filtr joylashtiriladi. Gʻalayonlantirilgan zarralarning yuqori energetik sathdan relaksatsiya vaqtiga teng vaqt ichida faol elementini optik damlash ($10^{-4} \div 10^{-3}$ sekund) amalga oshiriladi.

Optik damlash jarayonining oxirida, yaʼni rezonator ichidagi nurlanishning intensivligi maʼlum bir qiymatga yetishganda optik filtr qisqa vaqt ichida tiniqlashadi va bu vaqt ichida barcha gʻalayonlantirilgan zarralar yuqori sathdan qoʻyi sathga majburiy nurlanish berib oʻtadi hamda shu vaqt ichida yakka

impulsli nurlanish generasialanadi. Bu vaqt ichida barcha g'alayonlantirilgan zarralar yuqori sathdan quyi sathga majburiy nurlanish berib o'tadi.

Endi xalq xo'jaligida eng ko'p ishlatiladigan qattiq jisimli lazerlarning tavsiflarini ko'raylik.



31-rasm. Lazer qurilmasining ishlashida elektr energiyasining kogorent lazer nurlanish energiyasiga aylanishdagi energiya yo'qotishlarining turlari.

§2.6. Yoqut lazeri

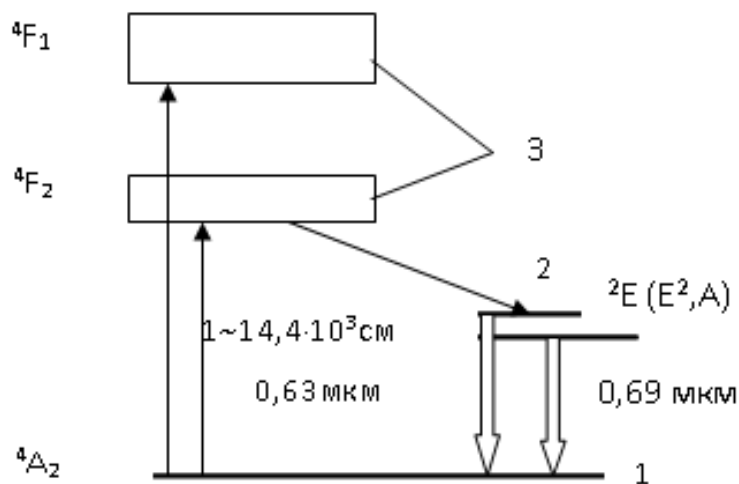


Yoqut lazeri 1960 yili amerikalik olim T. Meyman tamonidan yaratilgan va u dunyodagi birinchi optik kvant generator edi. Bu lazerning paydo bo'lishi bilan lazerli texnikaning yaratilishi boshlandi.

Ushbu lazerda ishchi jism sifatida sun'iy (sintetik) yoqut, ya'ni Al_2O_3 alyuminiy oksidning kristali olingan. Bu moddadagi 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.



32-rasm. Yoqut lazerida generatsiya bo'lishining soddalashtirilgan chizmasi.

Optik damlash lampasining nurlanishi ta'sirida xrom ionining 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 ham ko'rinib turibdi. Yoqut uchun chegaraviy optik damlash energiyasi ~ 100 dan 1000 J atrofida bo'ladi, ya'ni 1 sm^3 hajmiga 50 J 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.

Lazerlarda faol element sifatida ishlatiladigan yoqut kristallarning o'lchamlari quyidagicha: diametri $5 \div 10$ mm, uzunligi $10 \div 15$ sm va bunday kichik qiymatlar bo'lishiga sabab, bir jinsli sun'iy yoqut kristallini tayyorlashning texnologik jihatdan qiyinligidir, hamda optik damlashning bir jinsli

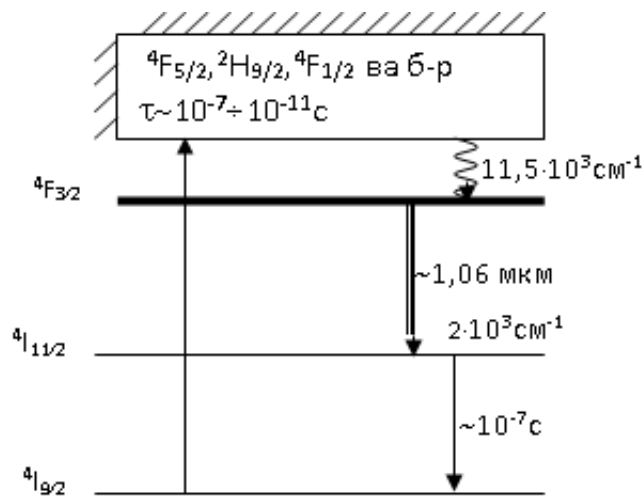
emasligidir. Bunday o'lchamli yoqut kristallida nurlanishning difraksiyon yoyilishlari kichik qiymatlarga ($\lambda/bd \sim 10^{-4}$ rad) ega. Real sharoitda generatsiya jarayoni ko'p modali bo'lgani uchun nurlanishning yoyilish burchagi $10^{-3} \div 10^{-2}$ radianni tashkil etadi. Yoqut kristallining 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 holatida esa 100 Joulgacha 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 E. Snittser tamonidan 1961 yili optik damlashli asosidagi qattiq jism lazerining faol elementini hosil qilish



33-Rasm. Neodim ionining energetik sathlari.

uchun shisha asosga neodim ionlarini kiritishni taklif qilgan edi. Neodim ionining asosiy lazerli energetik satxlarning diagrammasi 33-rasmida 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 $2,2 \cdot 10^3 \text{ sm}^{-1}$ 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 shishaga 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 1 sm^{-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 konstruktsiyasi yoqut lazeri konstruktsiyasidan 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 (~ 10 mrad) bo'ladi. Bunga sabab lazer generasiasining 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 $10^4 \dots 10^5$ J, ya'ni quvvati $10^{13} \dots 10^{14}$ Vt bo'lgan kogerent nurlanish olinadi. Bunday energiyali nurlanishlar termoyadro reaksiya hosil qilish qurilmalarida ishlatiladi.

§2.8. Ittiriy-alyuminiy granatli (IAG) lazerlar



Shisha asosli neodim lazerning asosiy kamchiliklaridan biri bu-uning faol elementining issiqlik o'tkazuvchanligining yomonligidir. Shuning uchun lazer nurlanishining takrorlanish chastotasi kichik, o'rta hisobda 1 minutda 1 impulsli nurlanish beradi. Ushbu kamchilikdan holi bo'lgan qattiq jisimli lazerlardan biri bu ittiri-alyuminiy granatga faol zarra sifatida neodimli ionlari kiritilgan lazerlardir ($Y_3Al_5O_{12}$). Ushbu lazerlar ko'pincha IAG-lazerlar deb ataladi. V Geysits degan olim tamonidan taklif etilgan.

Ittiri-alyuminiy granat asosga joylashgan neodim ioni to'liq uzunliklari 500 dan 900 nm oraliqda yotuvchi juda ko'plab nurlanishni yutuvchi yo'lkalarga ega, ya'ni 33-rasmda keltirilgan neodim ionining energetik sathlarining soddalashtirilgan chiz-masida ko'rsatilgandek eng yuqori kengaytirilgan sathlarga ega. Lekin yuqori ishchi lazer sathiga o'tishida spektrining eni juda kichik (~ 1 nm) bo'lgan lazer nurlanishini beradi. Yuqori ishchi lazer sathida elektronning yashash vaqti $\sim 200 \div 300$ mks bo'lib, majburiy o'tishlarning kesimi $\sim 3 \cdot 10^{-19}$ sm² atrofida yotadi. Faol elementdagi neodim ionlarining konsentratsiyasi katta ($\geq 10^{20}$ sm⁻³) bo'lgani uchun faol ionlarning kam qismini ($\sim 3 \div 5\%$) g'alayonlantirish bilan kuchaytirish koeffitsiyentini katta olish mumkin. Shu xususiyatlari uchun bunday lazer kichik damlash quvvatida ishlay oladi. IAG elementi qattiq izotrop kristall bo'lgani uchun undan diametri 1 sm gacha, uzunligi 10 sm gacha bo'lgan shaffof optik faol elementlar tayyorlash mumkin.

Asosiy xususiyati uning issiqlikni yaxshi o'tkazuvchanligi va haroratning katta farqlarda o'zgarishni ko'tara olishidir. Shu issiqlik xususiyatlari, katta kuchaytirish ko'effitsiyentiga egaligi va kichik optik damlash quvvatlarida ishlay olishi tufayli bunday lazerda nafaqat impulsli va davriy impulsi hamda uzluksiz generatsiya olish mumkin.

Bunday lazerning faol elementining hajmi chekli bo'lgani uchun nonoimpulsli holatdagi nurlanishning energiyasi maksimal 10 Joul dan oshmaydi. Shuning uchun bu lazer ko'pincha davriy impulsli yoki uzluksiz holatda ishlatiladi. Davriy impulsli holatda lazer nisbatan uzun (0,5...10 ms) impulsli va takrorlanish chastotasi 100 Hz gacha, uzluksiz holatda qisqa (< 10mks) impulsi va takrorlanish chastotasi 100kHz bo'lgan nurlanishni optik rezonatorning asilligi modulyatsiya qilish orqali olinadi.

Uzluksiz holatdagi nurlanishning quvvati 1kVt gacha yotishi mumkin. Ushbu lazerning umumiy FIK katta bo'lib, kripton yorug'lik lampalari bilan uzluksiz rejimda damlanganda 2÷3% ni tashkil etadi. Nurlanishning ko'p modali holatdagi yoyilish burchagi 5 mrad, bir modali holatda 1 mrad. ni tashkil etadi. Ushbu lazerlar texnologik qurilmalarda ishlatiladi.

3-jadval

Eng ko'p ishlatiladigan gazli lazerlarning asosiy parametrlari

Lazer turi	Modda turi	To'liq uzunligi, mkm	Nurlanish rejimi	Nurlanish quvvati, mW
GN-1	Ne-Ne	0,6328	uzluksiz	1,0
GN-3	Ne-Ne	0,6328	uzluksiz	3,0
GN-5	Ne-Ne	0,6328	uzluksiz	5,0
GN-10M	Ne-Ne	0,6328	uzluksiz	10,0

GN-15	Ne-Ne	0,6328	uzliksiz	15,0
GN-25	Ne-Ne	0,6328	uzliksiz	25,0
GN-40	Ne-Ne	0,6328	uzliksiz	40,0
GN-50	Ne-Ne	0,6328	uzliksiz	50,0
GN-80	Ne-Ne	0,6328	uzliksiz	80,0
GKL-5U	Ne-Sd	0,32	uzliksiz	6,0
GKL-10U	Ne-Sd	0,32	uzliksiz	12,0
GKL-25V	Ne-Sd	0,44	uzliksiz	55,0
GKL-50V	Ne-Sd	0,44	uzliksiz	70,0
GKL-60V	Ne-Sd	0,44	uzliksiz	90,0
GKL-70V	Ne-Sd	0,44	uzliksiz	95,0
GKL-75VM	Ne-Sd	0,44	uzliksiz	100,0
GKL-100V	Ne-Sd	0,44	uzliksiz	120,0
GKL-100V(1)	Ne-Sd	0,44	uzliksiz	180,0
LG-106M5	Ar	0,4579- 0,5145	uzliksiz	5000,0
LGN-512	Ar	0,4579	uzliksiz	5000,0
LG-513	Ar	0,3511	uzliksiz	250,0
LGN-514	Ar	0,4880	uzliksiz	25,0
D-20	Kr	0,4880	uzliksiz	4000,0
D-5K	Kr	0,6764	uzliksiz	1000,0
LCD-1A	CO ₂	10,6	uzliksiz	1500,0
LCD-10A	CO ₂	10,6	uzliksiz	10000,0
LCD-15A	CO ₂	10,6	uzliksiz	15000,0
LCD-25W	CO ₂	10,6	uzliksiz	30000,0
LCD-50W	CO ₂	10,6	uzliksiz	50000,0

FAN BO‘YICHA SAVOLLAR TO‘PLAMI

- 1°. "Lazer" (**LASER**) – so‘zing fizik ma’nosi nima?
- 2°. Yorug‘likni kuchaytirish deb nimaga aytiladi?
- 3°. Elektromagnit maydon to‘lqinining asosiy kattaliklarini ayting.
- 4°. Invers bandlik hosil qilish uchun kamida nechta energetik sathli tizim bo‘lishi kerak?
- 5°. Ishchi moddani damlash deganda qanday jarayon tushuniladi?
- 6°. Kvant kuchaytirgichning chastotaviy xarakteristikasi deganda nima tushiniladi?
- 7°. Kvant kuchaytirgichning amplitudaviy xarakteristikasi deb nimaga aytiladi?
- 8°. He-Ne lazerida invers bandlik olish uchun qanday damlash usuli qo‘llaniladi?
- 9°. He-Ne lazerida He atomlari qanday vazifani bajaradi?
- 10°. Ionli argon lazerida aylanma kanalning vazifasini tushun-tirish.
- 11°. Ionli argon lazerida razryad nayi nima uchun suv bilan sovitiladi?
- 12°. Molekulyar azotda damlashning qanday uslublari ishlatiladi?
- 13°. SO₂-molekulaning qanday energetik sathlari bor?
- 14°. Sof yarim o‘tkazgichli materialda invers bandlik qanday usulda olinadi?
- 15°. Aralashmali yarim o‘tkazgichlar qanday o‘tkazuvchanlikga ega.
- 16°. Yoqut lazerida faol zarra sifatida qanday modda zarralari qo‘llaniladi?
- 17°. Neodim lazerida faol zarra sifatida qanday modda zarralari qo‘llaniladi?
- 18°. Qattiq jisimli lazerlarda qanday damlash usullari qo‘llaniladi?
- 19°. Optik rezonatorlarning qanday turlari bor?
- 20°. Muvozanatli rezonator deganda nima tushuniladi?
- 21°. Spontan nurlanish tushunchasining tarifini ayting.
- 22°. Tabiiy va to‘qnashuvlar natijasidagi kengayish qanday kengayish turiga kiradi.

- 23°.** Dopler effekti asosidagi nurlanish chizig'ining kengayish qanday kengayish turiga kiradi.
- 24°.** Qanday shart bajarilganda muhitga invers bandlik hosil bo'lgan muhit deyiladi?.
- 25°.** Uch energetik sathli tizimda invers bandlik olish uslubi qaysi moddada qo'llanilgan?
- 26°.** To'rt energetik sathli tizimda invers bandlik hosil qilishning uch energetik sathli tizimda invers hosil qilishning qan-day asosiy afzalligi bor?
- 27°.** Qanday spektral shart bajarilganda kuchaytirish koeffitsiyenti maksimumga erishadi?
- 28°** He-Ne lazerida razryadlarning qaysi turlari qo'llaniladi? Ularning qisqacha tavsiflarini bering.
- 29°.** Ionli argon lazerida kogerent nurlanish olishida qanday zarralarning energetik sathlari orasida invers bandlik olinadi?
- 30°.** Ionli argon lazerida razryad nayidagi doimiy tokli razryadga nima uchun doimiy bo'ylama magnet maydon bilan ta'sir etiladi?
- 31°.** Molekulyar azotning yuqori va quyi lazer energetik sathlaridagi zarralarning yashashi qanday vaqtlarga teng?
- 32°.** SO₂-lazerining kvant foydali ish koeffitsiyenti qanday hisoblanadi va u qancha foizga teng?
- 33°.** SO₂-lazerining razryad nayi tashqi tomonidan nima uchun suv bilan sovutiladi?
- 34°.** Elektrozaryadli SO₂ lazerida asosiy razryad nayidan tashqari qo'shimcha hajm ishlatilishining sababi nimada?
- 35°.** Sof yarim o'tkazgich deb qanday moddaga aytiladi?
- 36°.** Sof yarimo'tkazgichli lazerda optik rezonator qanday ko'rinishga ega va nima vazifani bajaradi?
- 37°.** Qattiq jism lazerlarga qanday turdagi lazerlar kiradi?

- 38°.** Optik rezanator lazerlarda qanday vazifalarni bajaradi?
- 39°.** Optik rezanatorning qanday asosiy parametrlari bor?
- 40°.** Optik rezanatorning qanday modalari bor?
- 41°.** Spontan o‘tishlar natijasida yuqori energetik sathdagi zarralar N_{21} sonining o‘zgarishini ko‘rsatuvchi ifodani yozing.
- 42°.** Nurlanish chizig‘i enining tabiiy kengayishi kattaligining ifodasini yozing.
- 43°.** Nurlanish chizig‘i enining to‘qnashuvlar natijasida kenga-yishi kattaligini ifodasini yozing.
- 44°.** Nurlanish chizig‘i enining tabiiy kengayishi nimaga bog‘lik?
- 45°.** Berilgan chastotada majburiy nurlanish ehtimolligining ifodasini yozing
- 46°.** Majburiy nurlanish kesimi $\sigma_{21}(v_0)$, foton energiyasi $h\nu_0$ Eynshteyn koeffitsiyenti V_{21} , yorug‘lik tezligi va Lorents konturi kengligi $\Delta\nu_L$ oralaridagi ifodani yozing.
- 47°.** To‘qnashuvlar asosidagi kengayishda fotoo‘tish kesimining ifodasini yozing.
- 48°.** Faol muhitning kuchaytirish koeffitsiyentini ifodasini yozing
- 49°.** Tashqi elektromagnit maydon tasir kuchsiz bo‘lganda, ikki energetik (ϵ_2 va ϵ_1) sathlarni zarralar bilan to‘ldirish tezligi M va ularning yashash vaqti τ lar bilan aniqlanadigan kuchaytirish koeffitsiyentining yozing.
- 50°.** Ikki satùli tizimda damlash jarayonining boshlang‘ich ùolatlarida yuqori satùdagi zarralar soni N_2 qanday o‘zgaradi?
- 51°.** Ikki satùli tizimda damlash to‘xtatilgandan so‘ng N_2 qanday o‘zgaradi?
- 52°.** He-Ne lazeridagi neonning enegertik diagrammasini chizing. Invers bandlik olish mexanizmini tushuntiring.
- 53°.** He-Ne lazeridagi optik rezonator qanday shartlarga javob berish kerak? Optik rezonator bilan nurlanishning bo‘ylama va ko‘ndalang modalari qanday boshqariladi?

54^q. He-Ne lazerining doimiy tokda ishlovchi konstruktsiyasini chizing. Konstruktsiyadagi har-bir elementning vazifasini tushuntiring.

55^q. Ionli argon lazerida invers bandlik olishda qanday elementar elektrik jarayonlar qatnashadi?

56^q. Ionli argon lazerining konstruktsiyasini chizing. Har-bir elementning vazifasini va generasiya jarayonini tushuntiring.

57^q. Molekulyar azot lazerining bo‘ylama razryadli konstruktsiyasini chizing va ishlash tamoyilini tushuntiring.

58^q. Elektrozaryadli SO₂ lazerida o‘rta infraqizil nurlanish uchun invers bandlik qaysi energetik sathlar orasida olingan va qanday jarayon asosida olingan?

59^q. Sof yarimo‘tkazgichli lazerning konstruktsiyasini chizing va vazifasini tushuntiring.

60^q. Yarimo‘tkazgichli r-n o‘tishli lazer konstruktsiyasini chizing va generasiya olish jarayonini tushuntiring.

Izoh:

«O»-oson savollar.

«O‘»-o‘rta qiyinlikdagi savollar.

«Q»-qiyin savollar.

Mundarija

Soʻz boshi	3
1 bob. Lazer fizikasining asoslari	5
§1.1 Yorugʻlikning kvant tizim tomonidan yutilishi va nurlanishi	5
§1.1.1. Elektromagnit toʻlqin haqida qisqacha maʼlumot	5
§1.1.2. Zarralarning bir energetik sathdan-ikkinchi energetik sathga spontan oʻtishlari	7
§1.1.3. Zarralarning bir energetik sathdan-ikkinchi energetik sathga nurlanishsiz oʻtishlari	9
§1.1.4. Zarralarning bir energetik sathdan-ikkinchi energetik sathga majburiy oʻtishlari	9
§1.1.5. Muvozanatli holat va Eynshteyn koefitsientlarining oʻzaro bogʻliqligi	10
§1.2. Nurlanish chizigʻining kengligi va zarralarning bir energetik sathdan ikkinchi energetik sathga majburiy oʻtish kesimlar	13
§1.2.1. Nurlanish chizigʻining tabiiy kengayishi	14
§1.2.2. Nurlanish chizigʻini zarralarning oʻzaro toʻqnashuvlari natijasidagi kengayishi	16
§1.2.3. Nurlanish chizigʻining Dopler effekti asosida kengayishi	17
§1.3. Faol muhitning kuchaytirish koefitsiyenti va toʻyinish parametri	24
§1.4. Invers bandlik hosil qilish usullari	30
§1.5. Kvant kuchaytirgichlar	36
§1.6. Optik kvant generatorlar. Lazerlar	40
§1.7. Lazerlarning rezonatorlari	43
§1.8. Lazer nurlanishining xususiyatlari	55
§1.8.1. Lazer nurlanishining monoxromatikligi	55
§1.8.2. Lazer nurlanishining kogerentligi	59
§1.8.3. Lazer nurlanishining qutblanganligi	62

2 bob. Lazerlarning konstruktsiyalari va ishlash tamoyillari

65

§2.1. Ne-Ne lazeri	65
§2.2. Ionli argon lazeri	72
§2.3. SO ₂ -lazeri	75
§2.4. Yarimo'tkazgichli lazer	67
§2.4.1. Energetik sathlar va sohalar	83
§2.4.2. Elektronlarni energetik sohalar bo'yicha taqsimoti	84
§2.4.3. Invers bandlik va kogerent nurlanish hosil qilish	86
§2.4.4. Yarimo'tkazgichli injeksion lazer	88
§2.5. Optik damlash bilan ishlovchi qattiq jism lazerlari	95
§2.5.1. Qattiq jisimli lazerlarning umumiy tavsiflari	95
§2.6. Yoqut lazeri	103
§2.7. Shisha asosli neodim lazeri	105
§2.8. Ittiri-y-aluminiy granatli (IAG) lazerlar	108
§2.9. Fan bo'yicha savollar to'plami	111
Mundarija	116
Foydalanilgan adabiyotlar ro'yhati	120

Contents

Word beginning	3
Chapter 1. Fundamentals of Laser Physics	5
§1.1 absent from the quantum system of light and Radiation	5
§1.1.1. Briefly about an electromagnetic wave Information	5
§1.1.2. From one energy level of particles Spontaneous transitions to energy level	7
§1.1.3. From one energy level of particles Transition to energy without irritation	9
§1.1.4. From one energy level of particles Mandatory power transitions to energy	9
§1.1.5. A balanced state and Einstein coefficients interdependence is	10
§1.2. The width of the radiation line and particles From an energy level to the second energy level Compulsory transition cuts	13
§1.2.2.1. The natural expansion of the radiation line	14
§1.2.2.2. The radiation line is interlocutor expansion in the result of the collisions	16
§1.2.3. On the basis of the Doppler Effect of the radiation line expansion	17
§1.3. Active environment is coefficient and the saturation parameter	24
§1.4. Inverts Methods of Employment Methods	30
§1.5. Quantum boosts	36
§1.6. Optical quantity generators. Lasers	40
§1.7. Relonsors of lasers	43
§1.8. Features of laser radiation	55
§1.8.1. Monochromatic of the laser radiation	55
§1.8.2. Cognitive of laser radiation	59

§1.8.3. The polarity of laser radiation is	62
2 bob. Laser structures and operation principles of	65
§2.1. Ne-ne laser	65
§2.2. Ionic argon lazer	72
§2.3. SO2 LASER	75
§2.4. Semiconductor laser	67
§2.4.1. Energy levels and industries	83
§2.4.2. By energy sectors of electrons Distribution	84
§2.4.3. Invers employment and cogenerent radiation formation	86
§2.4.4. Semiconductor injection laser	88
§2.5. A solid body working with optical dripping asers	95
§2.5.1. The general body laser general Descriptions	95
§2.6. Rubut Lazer	103
§2.7. Glass-based neodim lazer	105
§2.8. ITIENT-Aluminum Granegian (Iag) Lasers	108
§2.9. A set of questions on science	111
Contents	116
List of used literature	120

Содержание

Слово начало	3
Глава 1. Основы лазерной физики	5
§1.1 отсутствует в квантовой системе света и излучение	5
§1.1.1. Кратко об электромагнитной волне информация	5
§1.1.2. От одного энергетического уровня частиц	
Спонтанные переходы на энергетический уровень	7
§1.1.3. От одного энергетического уровня частиц	

Переход к энергии без раздражения	9
§1.1.4. От одного энергетического уровня частиц	
Обязательные силовые переходы на энергию	9
§1.1.5. Сбалансированные коэффициенты состояния и эйнштейна взаимозависимость	10.
§1.2. Ширина линии излучения и частиц от уровня энергии на второй уровень энергии обязательные переключатели	13
§ 1..2.2.1. Естественное расширение линии излучения	14
§2.2.2.2. Линия излучения собеседника расширение в результате столкновений	16
§1.2.3. На основании эффекта дотлера линии излучения Расширение	17
§.3. Активная среда коэффициент и параметр насыщения	24
§1.4. Инверты методы занятости	30
§1.5. Квантовые повышения	36
§1.6. Оптические генераторы. лазеры	40
§1.7. Рельзоты лазеров	43
§1.8. Особенности лазерного излучения	55
§ 8.1. Монохроматическое лазерное излучение	55
§.8.2. Познаватель лазерного излучения	59
§1.8.3. Полярность лазерного излучения составляет	62
2 Боб. Лазерные структуры и операция принципы	65
§2.1. Ne-Ne Laser	65
§2.2. Ionic Argon Lazer	72
§2.3. SO2 Laser	75
§2.4. Полупроводниковый лазер	67
§2.4.1. Уровни энергии и отрасли	83
§2.4.2. Энергетическими секторами электронов	

Распределение	84
§2.4.3. Принимает занятость и когерентное излучение формирование	86
§2.4.4. Лазерный лазер для впрыска полупроводников	88
§2.5. Твердое тело, работающее с оптическим капанием Лазеры	95
§2.5.1. Общий лазерный лазер описания	95
§2.6. Rubut Lazer	103
§2.7. Lazer 105 на основе стекла Lazer	105
§2.8. Именно-алюминиевые Granegian (IAG) Lasers	108
§2.9. Набор вопросов по науке	111
Содержание	116
Список использованная литература	120

Foydalanilgan adabiyotlar ro‘yhati:

- 1.Karlov N. V. Lektsii po kvantovoy elektronike. M.: Nauka, 1988.
- 2.Zvelto O. Printsipy lazerov. M.: Mir, 1990.
- 3.Kылов K. I. i dr. Oсновы lazernoy texniki. L.: Mashinostroenie, 1990.
- 4.Tursunov A. T., Tuxliboev O. Kvant elektronikasiga kirish. T.: O‘qituvchi, 1992.
- 5.Tarasov L. V. Fizicheskie osnovы kvantovoy elektroniki. M.: Sovetskoe radio, 1976.
- 6.Ryabov S. G. i dr. Pribory kvantovoy elektroniki. M.: Sovetskoe radio, 1976.

7. Spravochnik po lazeram, v dvux tomax (Pod redaktsiey A. M. Proxorova). M.: Sovetskoe radio, 1978.