

O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI
OLIY VA O'RTA MAXSUS TA'LIM VAZIRLIGI
Z.M.BOBUR NOMIDAGI ANDIJON DAVLAT UNIVERSITETI

Qo'lyozma huquqida

Pozilova Sevara

NANOLAZERLAR

5A140202-“Fizika (Lazer fizikasi)”

Magistr
akademik darajasini olish uchun yozilgan

DISSERTATSIYA

Ilmiy rahbar:

f-m.f.n., dots. M.Nosirov

Andijon-2017

MUNDARIJA

KIRISH

1-BOB. LAZERLARNING ISHLASH PRISIPI

- 1.1. Eynshteyn koeffisientlari**
- 1.2. Kuchaytirish va generatsiya shartlari**
- 1.3. Ko‘p fotonli jarayonlar**
- 1.4. Optik kvant generatorlar**
- 1.5. Lazerlarning turlari va ishlash prinsipi**
- 1-bobning xulosalari**

2-BOB. LAZER NURINING ASOSIY HOSSALARI

- 2.1. Lazer nurining monoxromatikligi**
- 2.2. Lazer nurining kogerentligi**
- 2.3. Lazer nurining qutblanganligi**
- 2.4. Lazerlarning ba’zi parametrlari**
- 2-bobning xulosalari**

3-BOB. NANOLAZERLARNING TUZILISHI VA ISHLASH PRINSIPI

- 3.1. Nano‘lchamli obyektlar**
- 3.2. To‘g‘ri burchakli potensial o‘ra**
- 3.3. Geterostrukturali lazerlar**
- 3.4. Vertikal rezonatorli lazerlar**
- 3.5. Parabolik potensial o‘ra**
- 3.6. Uchburchakli potensial o‘ra**
- 3.7. Kvant simlar**
- 3.8. Kvant nuqtalar**
- 3.9. Kuchlanishli qatlamlar**
- 3-bobning xulosalari**

UMUMIY XULOSALAR

FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR RO‘YHATI

KIRISH

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

Haqiqatan ham, lazerning ta'sirini belgilaydigan asosiy fizik jarayons bu nurlanishning majburiy chiqishidir. U foton energiyasi atomning uyg'onish energiyasi bilan aniq mos tushganda, foton uyg'ongan atom bilan o'zaro ta'sirlashganda yuz beradi.

Bunday o'zaro ta'sir natijasida uyg'ongan atom uyg'onmagan holatga o'tadi, ortiqcha energiya esa yangi foton tarzida nurlanadi; bu yangi fotonning energiyasi, qutblanish va tarqalish yo'nalishi xuddi birlamchi fotonnikidek bo'ladi. Shunday qilib, bu jarayonsning oqibati endi aynan bir xil bo'lgan ikki fotonning mavjudligi hisoblanadi. Bu fotonlar birinchi atomga o'xshash uyg'ongan atomlar bilan o'zaro ta'sirlashganda, bir xil fotonlarning ko'payish «zanjir reaksiyasi» vujudga kelishi mumkin; bu fotonlar juda aniq tarzda bir yo'nalishda «uchadi», bu esa ensiz yo'nalgan yorug'lik nuri paydo bo'lishiga olib keladi. O'xshash fotonlar quyuni hosil bo'lishi uchun uyg'ongan atomlar uyg'onmagan atomlardan ko'p bo'lgan muhit zarur, chunki fotonlar uyg'onmagan atomlar bilan o'zaro ta'sirlashganda fotonlar yutilishi yuz berar ekan. Bunday muhit energiya sathlari invers joylashgan muhit deb ataladi. Shunday qilib, uyg'ongan atomlar tomonidan fotonlarning majburiy chiqishidan tashqari, uyg'ongan atomlar uyg'onmagan atomlarga o'tganda fotonlarning o'z-o'zicha, spontan chiqish jarayonsi hamda atomlar uyg'onmagan holatdan uyg'ongan holatga o'tganida fotonlarning yutilish jarayonsi yuz beradi. Atomlarning uyg'ongan holatga va aksincha o'tishida yuz beradigan bu uch jarayonsni 1916 yilda A. Eynshteyn aniqlagan.

Agar uyg'ongan atomlarning soni katta va sathlarning invers joylashishi mavjud bo'lsa, spontan nurlanishda paydo bo'lgan birinchi foton borgan sari kuchayib boradigan o'ziga o'xshash quyunlarni hosil qiladi. Spontan nurlanishning kuchayishi yuz beradi.

Spontan chiqarilgan fotonlar bir vaqtda ko'plab paydo bo'lganda ko'p sonli quyunlar vujudga keladi, ularning har biri tegishli quyundagi birlamchi foton belgilagan yo'nalishda tarqaladi. Natijada biz yorug'lik kvantlari oqimlarini olamiz, lekin yo'nalgan nurni ham, yuqori monoxromatiklikni ham ololmaymiz, chunki har bir quyunni o'zining birlamchi fotoni vujudga keltiradi. Lazer nurini, ya'ni yuqori monoxromatiklikka ega yo'nalgan nurni generatsiyalashda invers joylashgan muhitdan foydalanish mumkin bo'lishi uchun, bir xil nurlanish yo'nalishiga va atomdagi ayni o'tish energiyasiga mos energiyaga ega bo'lgan birlamchi fotonlar yordamida invers joylashishni «yo'qotish» lozim. Bu holda biz lazer yorug'lik kuchaytirgichiga ega bo'lamiz.

Biroq lazer nurini hosil qilishning boshqa varianti ham bor, u teskari bog'lanish sistemasidan foydalanish bilan bog'liq. Tarqalish yo'nalishi ko'zgular tekisligiga perpendikulyar bo'lmagan spontan paydo bo'lgan fotonlar muhit chegarasidan tashqariga chiqadigan fotonlar quyunini hosil qiladi. Ayni vaqtda, tarqalish yo'nalishi ko'zgular tekisligiga perpendikulyar bo'lgan fotonlar ko'zgulardan ko'p marta qaytishi natijasida muhitda bir necha marta kuchayadigan quyunlarni hosil qiladi. Agar ko'zgulardan birining o'tkazish imkoni kichik bo'lsa, u orqali ko'zgular tekisligiga perpendikulyar tarzda yo'nalgan fotonlar oqimi chiqadi. Agar ko'zgularning o'tkazish imkoni to'g'ri tanlansa, ular bir-biriga nisbatan va invers joylashgan muhitning bo'ylama o'qiga nisbatan aniq sozlansa, teskari bog'lanish shunchalik samarali bo'lishi mumkinki, natijada ko'zgu orqali chiqayotgan nurlanishga nisbatan «yonlama» nurlanishni butunlay hisobga olmasa ham bo'ladi. Haqiqatan bunga amalda erishish mumkin. Bunday teskari bog'lanish sxemasi optik rezonator deb ataladi va ayni shu tip rezonatordan ko'pchilik mavjud lazerlarda foydalaniladi.

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

Bir necha yil o'tgach, 1960 yilda amerika fizigi T.Meyman optik diapazonli birinchi kvant generatori - lazerni ishga tushirdi. Unda teskari bog'lanish yuqorida aytilgan optik rezonator yordamida amalga oshirildi, invers joylashish esa ksenon lampa-chaqnagich nurlanish bilan nurlanadigan yoqut kristallarida uyg'otildi. Yoqut kristali ozgina xrom qo'shilgan alyuminiy oksid kristalidan iborat. Xrom atomlari qo'shilganda yoqutning shaffof kristallari pushti rangga kiradi va spektrning yaqin ultrabinafsha sohasining ikki polosasidagi nurlanishni yutadi. Hammasi bo'lib, yoqut kristallari lampa-chaqnagich yorug'ligining 15% chasini yutadi. Yorug'likni xrom ionlari yutganda ionlar uyg'ongan holatga o'tadi. Ichki jarayonlar natijasida xromning uyg'ongan ionlari asosiy holatga darhol emas, balki ikki uyg'ongan sath orqali o'tadi. Shu sathlarda ionlar to'planadi va ksenon lampaning yetarlicha kuchli chaqnashida xrom ionlarining asosiy sathi bilan oraliq sathlari orasida invers joylashish yuz beradi.

Yoqut sterjen qirralari silliqplanadi, yorug'lik qaytaradigan interferentsion plyonkalar bilan qoplanadi, bunda qirralarning bir-biriga qat'iy parallelligi saqlanadi.

Yoqutda xrom ionlari sathlarining invers joylashishlari vujudga kelganda majburan chiqayotgan fotonlar soni jadal o'sadi va yoqut sterjen qirralaridagi ko'zgular hosil qilgan optik rezonatorda teskari bog'lanish sistemasi ensiz yo'nalgan qizil yorug'lik nuri shakllanishini ta'minlaydi. Lazerning impuls davomiyligi ksenon lampaning chaqnash davomiyligidan bir oz qisqa.

Mexanik sistema (aylanadigan ko'zgu) yoki tez ishlaydigan elektr zatvor yordamida invers joylashishlar maksimal inversiyasiga erishilgan paytda teskari bog'lanishni, demak, aktiv muhitning maksimal kuchayishini «ulash» (ko'zgulardan birini sozlash) mumkin. Bu holda induktsiyalangan nurlanish quvvati juda katta bo'ladi va invers joylashishni majburiy nurlanish juda qisqa muddatda «yo'qotadi».

Rezonatorning modullangan asllik rejimida lazer nurlanishining ulkan impulsi tarqaladi. Bu impulsning to'liq energiyasi taxminan xuddi «erkin generatsiyalash» rejimidagidek darajada qoladi, lekin keyinchalik impulsning

davomiyligi yuzlarcha marta qisqaradi, nurlanish quvvati ham yuzlarcha marta o'sadi va qiymatga yetadi.

Lazerlar juda ko'p sohalarida keng qo'llaniladi, xususan sanoatda materiallar: metall, beton, shisha, gazlama, teri va h.k. ga turli ishlov berishda foydalaniladi.

Keyingi yillarda mikroelektronikaning eng muhim sohalaridan biri - fotolitografiyada oddiy yorug'lik manbai o'rniga lazerlardan foydalanilmoqda. Submikron litografiyadagi keyingi taraqqiyot ekspozitsiyalovchi yorug'lik manbai sifatida lazer nuri vujudga keltiradigan plazmadan tarqaladigan yumshoq rentgen nurlanishidan foydalanish bilan bog'liq. Bu holda rentgen nurlanishining to'lqin uzunligi 1 Å bilan belgilanadigan ajratish chegarasi juda ulkan bo'ladi.

Qudratli lazer texnologiyasi mashinasozlikda, avtomobil sanoatida, qurilish materiallari sanoatida qo'llaniladi. U materiallarga ishlov berish sifatini oshiribgina qolmay, ishlab chiqarish jarayonlarining texnik-iqtisodiy ko'rsatkichlarini ham yaxshilaydi.

Nanolazerlar — bu o'lchami $\sim 10^{-9}$ tartibida bo'lgan yarimo'tkazgichli nanogeterostrukturalardir. Geterostruktura ikki ximiyaviy tarkibga ega bo'lgan materialdan yasalgan monokristaldir: yarimo'tkazgichga shunday yod qatlam joylashtirilganki, turli materiallar orasidagi chegarada umuman nuqson yo'q. Aynan shunga anchadan erisha olinmayotgan edi.

Yarimo'tkazgichli lazerlarning rivojlanishi yupqa plenkalardagi kvant o'lchamli effektlar bilan bog'liq bo'lib, chegaraviy tok olishga erishildi. Tor zonali qatlamda potensial zaryad tashuvchilar soxasi qalin edi. Agar qatlamni yanada yupqalashtirilsa, yupqa benzin plenkada elektron yorug'lik kabi boshqa elektronlar bilan interferentsiyalashadi. Amalda bu geterolazer yorug'lik oqimining kuchayishiga olib keladi, bu uni axborot saqlashda ishlatilishiga imkon beradi. Nanolazerlarning yangi fizik xususiyatlari CD disklarga o'ta katta ma'lumotlarni yozishga imkon yaratadi.

Ch.Liber boshchiligidagi amerikalik olimlar yarimo'tkazgichli chiplarda qo'llanilishi mumkin bo'lgan sulfid kadmiyli yarimo'tkazgich materialdan bir trubkali o'ta kichik minilazerlar yaratishdi. Bu nanotrubkalar kelgusida axborot

texnologiyalarida qo'llanilib, kompyuterlarni o'ta kompakt va o'ta tezkor qilishga imkon beradi.

Lazerlar hozirgi kunda telekommunikatsiya soxalarida va meditsinada keng qo'llanilmoqda. Lekin ularning o'lchamlarini kichraytirish ularni qo'llash soxalarini yanada kengaytirishga yordam beradi.

Hozirgi lazerlarning o'lchami juda katta bo'lganligi uchun ularni yarimo'tkazgichli chiplarda qo'llash mumkin emas, lekin nanomasshtablarga o'tish bu muammoni hal qilishga imkon yaratadi. Bir qancha olimlar guruhlarini nanolazerlar yaratishga erishdilar, lekin ularni yoqish va o'chirish uchun optik damlash kerak, buning uchun esa boshqa lazerlar, shuningdek, elektr tokidan ham foydalanilmoqda.

Ch.Liber guruxi yaratgan kremniy taglikka o'rnatilgan sulfid kadmiyli nanotoladan tayyorlangan lazerda elektr tokidan foydalaniladi. Bu yerda elektr kontakti nanotola sirtiga metal o'tkazgich qatlami orqali amalga oshiriladi. Agar bu kontaktga kuchlanish berilsa, struktura bo'ylab tok o'ta boshlaydi va nanotola chekkalari 490 mkm li moviy-zangori yorug'lik chiqara boshlaydi.

Tok ma'lum qiymatga erishganda nurlanish o'ta monoxrom bo'lib qoladi va bu nurlanish lazer ekanligini ko'rsatadi. Nitrid galliy va fosfid indiy kabi boshqa yarimo'tkazgich materiallardan foydalanilsa, ultrabinafsha nurlardan infraqizil nurlargacha bo'lgan butun spektrni qamrab oluvchi lazerlarni olish mumkin.

Bu lazerlar hali bir qator kamchiliklarga ega bo'lsa ham, ularni ximiyaviy va biologik sensorlarda, mikroskopiyada va lazerli xirurgiyada qo'llanish boshlandi.

Svetodiodli geterostrukturalar olish uchun qo'llaniladigan nanostrukturali texnologiyalar yorug'lik berish bo'yicha rekord xarakteristikalariga ega bo'lgan baquvvat yarimo'tkazgichli yorug'lik manbalari olishga imkon bermoqda.

Yarimo'tkazgichli yorug'lik manbalari odatdagi manbalarga nisbatan quyidagi afzalliklarga ega: Umumiy yoritish uchun elektr energiya iste'molini 5-7 marta kamaytiradi; Lampalarning ishlash muddati 50000 soat bo'lganligi uchun tannarx 4-5 marta kamayadi; Insonga elektromagnit nurlanishning salbiy ta'siri umuman bo'lmaydi; Past kuchlanish (36 V dan kam) ga o'tilganligi uchun

elektroxavfsizlik; Ekologik toza va yoritish qurilmalarining xavfsizligi.

Yarimo'tkazgichli svetotexnika energiya tejankor texnologiya bo'lganligi uchun keyingi yillarda barcha davlatlarda keng rivojlanmoqda. Bu davlatlar orasida Xitoy birinchi, Osiyo mamlakatlari ikkinchi, yevropa mamlakatlari uchinchi, Amerika to'rtinchi o'rinda bormoqda.

Yarimo'tkazgichli yoritish issiqlik kam ajralgani va o'lchami kichik bo'lganligi uchun aviatsiyada va temir yo'l transportida keng qo'llanilmoqda.

Diametri lazer nurining to'lqin uzunligidan kichik bo'lgan egilgan ipdan nanolazer yaratildi. Xitoylik olimlar tomonidan taklif etilgan bu yangilik o'ziga xos sodda yechimga ega: bu «nanolazer» faqat bitta ipdan tashkil topgan va sozlanuvchi bitta modadan iborat. Uning bu hususiyati katta amaliy ahamiyatga ega. Nanolazer unga tushayotgan chastotasiga va fazoviy xarakteristikalariga mos keluvchi nur chiqaruvchi rezonatoridan tashkil topgan. Lazerlarlar odatda bir necha modalardan tashkil topgan bo'ladi. Bir modali lazerlar ortiqcha energiyani boshqa modalarga sarf qilmay, uzoq aloqa va lazerli payvandlash kabi mas'ul joylarda qo'llaniladi.

Nanolazerning nurlanish chastotasi ko'rish spektrining eng yuqori chegarasida joylashgan – 738 nm. Ipning diametri bor yo'g'i 200 nm, uzunligi esa 50-75 mkm. Lazer ishga tushishi uchun ma'lum chastotali boshqa lazer bilan qo'zg'otiladi. Ipdagi bir juft halqalarning o'lchamlarini o'zgartirib, lazerning chastotasini o'zgartirish mumkin.

Novosibirsklik olimlar yaratgan nanolazerlar yangi materiallar va texnologiyalar yaratishda keng imkoniyatlar yaratadi: abadiy monitor va televizorlar hamda ko'rinmas kiyimlar.

Hozirgi displeylar egiluvchan tagliklarda tayyorlanadi va tasvirni ixtiyoriy burchak ostida ko'rish mumkin, lekin ular xizmat qilish muddati juda oz. Ikki uch yildan so'ng organik materiallar anorganik materiallarga almashtirilsa, monitorlarning ishlash muddati ancha uzayishi mumkin.

Bunga birinchi bo'lib Janubiy koreyalik olimlar erishdilar. Ular “kvant nuqtalar” asosida barcha ranglarga ega bo'lgan displey yaratdilar. Kvant nuqtalar

yarimo'tkazgichli nanokristallar bo'lib, o'lchamlariga qarab, turli ranglarni hosil qiladilar. Ular yaratgan to'rt dyumli displey uncha yorqin bo'lmay, na'muna sifatida yaratildi. Yorug'likni qanday kuchaytirish mumkin? Bu masalani Rossiya FA avtomatika va elektrometriya hamda neorganik ximiya institutlari olimlari hamkorlikda hal qilishdi. Ular kvant o'radagi nanozarralarga rangli metallarni birikdilar.

Bu sistema nanolazer kabi ishlaydi. Bu yerda kvant nuqtalar faol muxit vazifasini, metall nanozarrasi esa rezonator vazifasini o'taydi. Nanozarralarda sirtiy to'liqlar- plazmonlar yuzaga keladi. Bunga sabab o'tkazuvchanlik elektronlarining ionlarga nisbatan kollektiv tebranishidir. Kvant nuqtalar plazmonlar tebranishi uchun energiya donori vazifaini o'taydi. Nanolazerda yuzaga keluvchi elektromagnit tebranishlar modasi plazmonlarning rezonans to'liq uzunligiga mos keladi. Rezonans to'liq uzunlik metall turi va nanozarra shakli bilan aniqlanadi, ya'ni turli metallar olinsa, turli rangdagi lazerlar hosil bo'ladi: kumush - ko'k rangli, oltin - zangori rangli, mis – qizil rangli lazer nurini hosil qiladi.

Olimlar hozircha 10 nanometrli oltin nanozarralardan tashkil topgan va atrofida 6 nanometrli kremniy qobiq hosil qilingan hamda bo'yagich bilan to'ldirilgan nanolazer tayyorlashdi. Bunda nanolazerlar "foton kristall" deb ataluvchi yupqa qattiq plenka joylashtirildi, bu kristall lazer generatsiyasi chegarasini pasaytirishga va lazer nurini bir tomonga yo'naltirishga imkon beradi. Bunday struktura AQSHlik olimlar tomonidan suyuq fazada olingan, lekin amaliy qo'llash uchun qattiq plenkali lazerlar katta ahamiyatga ega.

Bunday nanolazerli monitorlar boshqa monitorlarga nisbatan ishonchliligi va ishlash muddati, ravshanligi va tasvir sifati bo'yicha ancha ustunliklarga ega. Bu bilan nanolazerlarning imkoniyatlari tugamaydi.

Bu nanolazerning o'ziga xos xususiyati uning o'lchami nurlovchi lazerning to'liq uzunligidan ham kichik. Uning o'lchami viruslarning o'lchamlari tartibida, bu biomeditsinada bir qadam olg'a bosishga imkon yaratadi. Bu nanolazerlar alohida xujayralar va hatto molekulalarni tadqiq qilishga imkon beradi.

Nanolazerlar o'ta tez nanoelektronikaning yangi avlodini yaratishga yordam beradi, bu yerda lazer elektr tokining o'rnini egallaydi. Bundan tashqari, nanolazerlarni metamateriallar yaratishda qo'llash muhokama qilinmoqda. Ular yordamida "ko'rinmaslik" effektiga erishish mumkin. Yorug'lik foton kristaldan o'tganda hech qanday to'siqqa uchramaydi va ob'ekt ko'rinmaydi!

Ishning maqsadi va vazifalari: Nanolazerlarning ishlash prinsiplari va xossalari, shuningdek, ularning turli soxalarda qo'llanilishini chuqur tahlil qilish orqali ularning qo'llanish samaradorligini oshirish. Lazerlarni o'rganishda zamonaviy axborot texnologiyalaridan foydalanish.

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

Tadqiqot uslubiyoti va uslublari: Nanolazerlarning ishlash prinsipi va qo'llanilishi axborot texnologiyalri asosida o'rganib chiqildi va takomillashtirildi hamda elektron o'quv uslubiy majmua yaratildi.

Tadqiqot natijalarining ilmiy yangiligi. Nanolazerlarning qo'llanilishi axborot texnologiyalri asosida o'rganib chiqildi va takomillashtirildi hamda elektron o'quv uslubiy majmualar yaratildi.

Tadqiqot natijalarining ilmiy va amaliy ahamiyati. Nanolazerlar bo'yicha to'plangan va chuqur tahlil qilingan ma'lumotlar bu soxada ilmiy izlanishlar olib borayotgan tadqiqotchilarga va qiziquvchilarga u haqda mukammal bilimlar olishni ta'minlaydi.

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

Ishning xajmi. Dissertatsiya kirish, uchta bob, xulosa, foydalanilgan adabiyotlar ro'yxati va ilovalardan tashkil topgan. Dissertatsiya 80 betda rasmiylashtirilgan bo'lib, 28 ta rasmlardan tashkil topgan. Adabiyotlar ro'yxati 29 ta nomdan iborat.

1-BOB. LAZERLARNING ISHLASH PRISIPI

1.1. Eynshteyn koeffisientlari

Muhit atomlarining qandaydir ikki holati energiyalarining $E_m - E_n$ ayirmasiga mos bo'lgan chastotali yassi to'lqin shu muhitda tarqalayotgan bo'lsin. Nurlanishning oqimi Buger qonuniga muvofiq o'zgaradi, bunda yutish koeffisiyenti (1) munosabat bilan aniqlanadi:

$$\alpha_a(\omega) = \frac{1}{4} \lambda^2 a_{mn}(\omega) g_m [N_n / g_n - N_m / g_m] \quad (1.1)$$

bu erda $a_{mn}(\omega)$ - Eynshteyn koeffisiyenti, g_m, g_n - va N_m, N_n lar - m, n holatlarning statistik og'irliklari va balandliklari. (1) dagi N_n/g_n va N_m/g_m hadlar mos $n \rightarrow m$ va $m \rightarrow n$ o'tishlarning ulushlarini ko'rsatib, bu o'tishlarda fotonlar yutiladi va induksiyalangan ravishda chiqariladi.

Muhitning hajm birligida yutilgan quvvatni quyidagicha ifodalash mumkin:

$$q_a(\omega) d\omega = \alpha_a(\omega) d\omega = \alpha_a(\omega) cu(\omega) d\omega, \quad (1.2)$$

bu yerda $u(\omega)$ va $I(\omega)$ energiyaning va oqimning spektral zichliklari ($1 \text{ sm}^3 \text{ da}$).

Agar nurlanish tarqalayotgan muhit termodinamik muvozanatda bo'lsa, Bolsman prinsipiga muvofiq $N_m/g_m < N_n/g_n$ bo'ladi va demak, $\alpha_a(\omega) > 0$ bo'ladi. Bu hol nurlanishning yutilishiga mos keladi. Agar biror usul yordamida $N_m/g_m > N_n/g_n$ bo'ladigan sharoitlarni amalga oshirsak, $\alpha_a(\omega)$ koeffisiyent o'z ishorasini o'zgartirib, manfiy kattalik bo'lib qoladi. Bu holda muhitda tarqalayotgan energiya oqimining zichligi termodinamik muvozanat holidagi kabi kamaymasdan, balki ortib boradi. Boshqacha aytganda, induksiyalangan nurlanish natijasida yorug'lik oqimiga qo'shilgan fotonlarning soni oqimdan teskari ($n \rightarrow m$) o'tishlarda atomlarning uygonish uchun olingan fotonlarning sonidan katta bo'ladi.

Atomlar konsentratsiyalarining $N_m/g_m > N_n/g_n$ tengsizlikka mos bo'lgan munosabati m, n energetik sathlarning invers bandligi deyiladi. Energetik sathlari invers bandlikka ega bo'lgan va o'zida tarqalayotgan nurlanishni kuchaytiradigan muhit aktiv muhit deb ataladi. Gaz razryadda sathlarning invers bandligini ba'zi ximiyaviy reaksiyalar, optik uyg'otish va hokazolar yordamida hosil qilish

mumkin. Majburiy o'tishlar natijasida vujudga kelgan elektromagnitik to'liqlar bu o'tishlarga sababchi bo'lgan to'liq bilan kogerent bo'ladi. Xususan, atomlar bilan o'zaro ta'sirlashuvi maydon yassi monoxromatik to'liq bo'lsa, u holda majburiy ravishda chiqarilgan fotonlar ham shunday chastota, qutblanish, faza va tarqalish yo'nalishiga ega bo'lgan yassi monoxromatik to'liqni tashkil qiladi. Majburiy chiqarish natijasida faqat tushayotgan to'liqning amplitudasi o'zgaradi.

Yuqorida aytilganlarni majburiy chiqarish nurlanishni uning boshqa xarakteristikalarini o'zgartirmay kuchaytiradi, majburiy yutish esa susaytiradi degan fikrning boshqacha shaklda aytilgani deb hisoblash mumkin. Lekin optik kvant generatorlari nurlanishning xususiyatlarini tushunish uchun tushayotgan to'liq bilan majburiy o'tishlar natijasida chiqarilayotgan «ikkilamchi» to'liqlarning kogerentligi to'g'risidagi tasavvurlarga asoslansak manbadan ma'lum bir yo'nalishda tarqaluvchi quvvatli nurlanish olish uchun zarur bo'lgan fazoviy sinfazlik shartini majburiy chiqarish jarayonida amalga oshirish mumkinligi ko'rinadi. Haqiqatdan ham, fazoning har xil nuqtalarida joylashgan atomlar chiqarayotgan to'liqlarning boshlang'ich fazalari mos yo'l farqini kompensatsiyalaydigan bo'lsa, bunday to'liqlar kuzatish nuqtasida sinfazali ravishda qo'shiladi.

Yuqorida muhokama qilingan va majburiy o'tishlar bilan bog'langan kogerent nur chiqarishdan tashqari, muhit atomlari spontan o'tishlarda ham qatnashib, natijada bir-biri bilan hamda tashqi maydon bilan kogerent bo'lmagan to'liqlar chiqarilishini yoddan chiqarmaslik kerak. Shunday qilib, aktiv muhitning nurlanishi har doim kogerent va kogerent bo'lmagan qismlarning aralashmasidan iborat bo'lib, ular o'rtasidagi munosabat, xususan, tashqi maydonning intensivligiga bog'liq bo'ladi. Oxirgi holni tushuntirish oson, chunki majburiy chiqarish jarayonida qatnashgan atomlar uyg'onish energiyasidan mahrum bo'ladi va, demak, spontan ravishda nurlantira olmaydi. Yuqoridagini batafsil analiz qilish majburiy o'tishlar ta'sirida kogerent bo'lmagan spontan nurlanishning to'liq intensivligigina emas, balki uning spektral tarkibi ham o'zgarishini ko'rsatadi.

1.2. Kuchaytirish va generatsiya shartlari

Zamonaviy nochiziqli optikaning asosiy holatini tushuntirishdan oldin, shu sohaning mashhur mutaxassisi I.R.Shenning «Nochiziqli optika prinsiplari» kitobidan quyidagi satrlarni keltirsa o‘rinli bo‘ladi: «Bizning atrofimizdagi barcha fizikaviy jarayonlar chiziqli kechganda, fizika juda zerikarli, hayot esa umuman bo‘lmagan bo‘lar edi». Baxtimizga biz nochiziqli olamda yashayapmiz. Agar chiziqliylik fizikaga bezak bersa, nochiziqliylik esa uni jozibador ko‘rsatadi». Bu so‘zlar lazer nurlanishi va nochiziqli optika effektlaridan foydalanishga asoslangan zamonaviy optikani to‘liq xarakterlaydi. S.I.Vavilov «mikrostruktura sveta» kitobida o‘zing 20-yillarda o‘tkazgan kuzatishlarini va undan keyingi tajribalarini umumlashtirib quyidagi fikrlarni bildirgan edi.

«Yutayotgan muhitdagi nochiziqlik faqat absorbsiyaga nisbatan kuzatilishi shart emas. Absorbsiya dispersiya bilan bog‘langan, demak yorug‘likning muhitda tarqalish tezligi umuman olganda yorug‘lik quvvatiga bog‘liq bo‘lishi kerak. Shu sababli muhitning boshqa optik xususiyatlarida ikkiga ajralib sinishda – dixroizm, aylantirish qobiliyatida va hokazolarda umumiy holda yorug‘lik quvvatiga bog‘liq ko‘rinishi, ya’ni superpozitsiya prinsipi buzilishi kerak». Chiziqli bo‘lmagan optikaning lazer nurlanishining tarqalishini eksperimental tekshirish bilan bog‘langan keyingi rivojlanishi oqibatida Vavilovning bo‘lishi mumkin bo‘lgan chiziqli emas hodisalarning xilma-xil ekanligi haqidagi fikri tasdiqlanibgina qolmay, balki u aytib o‘tgan hamma konkret effektlar kuzatildi. Shuning uchun Vavilov haqli ravishda chiziqli bo‘lmagan optikaning asoschisi hisoblanadi.

Vavilov chiziqli bo‘lmagan hodisalarning sababini yorug‘likni yuta oladigan molekula yoki atomlar sonining o‘zgarishida, ya’ni atom, molekulalarning uyg‘ongan holatga o‘tishi va bu holatda bo‘lish vaqtining o‘zgarishida ko‘rgan. Chiziqli bo‘lmagan hodisalar yuqorida ko‘rsatilgan sabablardan tashqari yana qator sabablar tufayli ham yuz beradi. Shunga mos ravishda lazer nurlanishining tarqalishini o‘rganganda topilgan chiziqli bo‘lmagan hodisalar to‘plami yanada turli-tuman bo‘lib chiqdi.

Yuqorida keltirilganlardan ma'lumki, optika fizikaning yetarli darajada yaxshi o'rganilgan sohasiga kiradi. Optik jarayonlarga qiziqish katta ekanligi tabiiydir. Chunki odam atrof olam haqidagi ma'lumotlarning 80-85% ni ko'rish orqali oladi. Avval boshida optika, ko'rish sohasidagi elektromagnit to'lqinlarni o'rganish, ya'ni odam ko'zi qabul qiladigan to'lqinlar ($\lambda=0,40\div0,76$ mkm) bilan cheklangan. Shunday qilib, yorug'lik - bu elektromagnit tebranishlarning aniq bir to'lqin uzunlikli sohasi deb hisoblash mumkin.

Zamonaviy optika ko'rish sohasiga tutashgan ultrabinafsha sohani (yumshoq rentgen nurlari bilan birgalikda) va infraqizil sohadan to radioto'lqinlarning millimetr diapazonigacha bo'lgan keng sohani o'rganadi.

XX asr o'rtalariga kelib, yorug'likning modda bilan o'zaro ta'siri jarayoni to'liq o'rganildi. Xususan, optikaning asosiy makroskopik qonunlari bilan yorug'likning atom darajasigacha mikroskopik o'zaro ta'sir qonunlari o'rtasidagi bog'liqlik aniqlandi. Bunda mikroskopik darajadagi o'zaro ta'sirda bitta umumiy hol aniqlandi, u ham bo'lsa: barcha jarayonlar birfotonli jarayon ekanligi ma'lum bo'ldi. Bu degani, atom yorug'lik bilan o'zaro ta'sirning har bir elementar aktida atiga bitta foton yutadi. Eksperimental natijalar Maksvellning elektromagnit nazariyasi va kvant nazariyalari kelishuviga erishishiga sabab bo'ladi. Shuning uchun tadqiqotlarni asosan tugallangan deb hisoblash mumkin. Bu tadqiqotlarning asosini yaxshi ma'lum bo'lgan yorug'likning tarqalish va uning muhit bilan o'zaro ta'sir qonunlari tashkil etadi.

XX asr o'rtalarida lazerning yaratilishi, holatni butunlay o'zgartirib yubordi. Ma'lum bo'lishicha bu qonunlar keng tarqalgan, ammo kichik intensivlikli yorug'lik holidagina o'rganilgan. Lazer nurlanishidan foydalanib erishiladigan yuqori intensivlikdagi yorug'lik holi uchun optikaning asosiy makroskopik qonunlari o'rinli emas. Impuls lazeri chiqaradigan yorug'lik intensivligi boshqa har qanday lazer kashf qilingunga qadar bo'lgan yorug'lik manbai intensivligidan bir necha tartibga yuqoridir.

Masalan, standart spektral lampa intensivligi - 1 Vt/sm^2 standart impuls lazeri nurlanishi intensivligi - 10^{10} Vt/sm^2 ; zamonaviy o'taquvvatli lazer - 10^{20}

Vt/sm². Taqqoslash uchun: atom intensivligi 10¹⁶ Vt/sm² tartibda bo'ladi.

Kichik va katta intensivlikdagi yorug'likning modda bilan o'zaro ta'siri natijalari o'rtasidagi farq bo'yicha ikkita asosiy sabab mavjud.

Birinchidan, bir fotonli jarayonlar kichik intensivlikdagi yorug'likning mikroskopik darajada o'zaro ta'sirini ifodalaydi, yuqori intensivlikdagi yorug'likning o'zaro ta'sirida esa, har bir elementar aktda ko'p fotonli jarayonlar yuzaga keladi.

Ikkinchidan, yuqori intensivlikda o'ziga-o'zi ta'sir effekti yuzaga kelib, bunda yorug'likning moddada tarqalishi tufayli modda o'zining oldingi holatini o'zgartirishi kuzatiladi. O'zaro ta'sir qanday bo'lsa, o'sha jarayon ham, masalan, agar o'sha jarayonning ehtimolligi nurlanish intensivligining birinchi darajasiga proporsional bo'lsa, o'zarota'sir chiziqli deb hisoblash qabul qilingan. Agar nurlanish intensivligining darajasi 1 dan katta bo'lsa nochiziqli deb ataladi.

Shundan optikada kichik va katta intensivlikli yorug'liklar uchun mos ravishda chiziqli va nochiziqli optika terminlari kelib chiqqan.

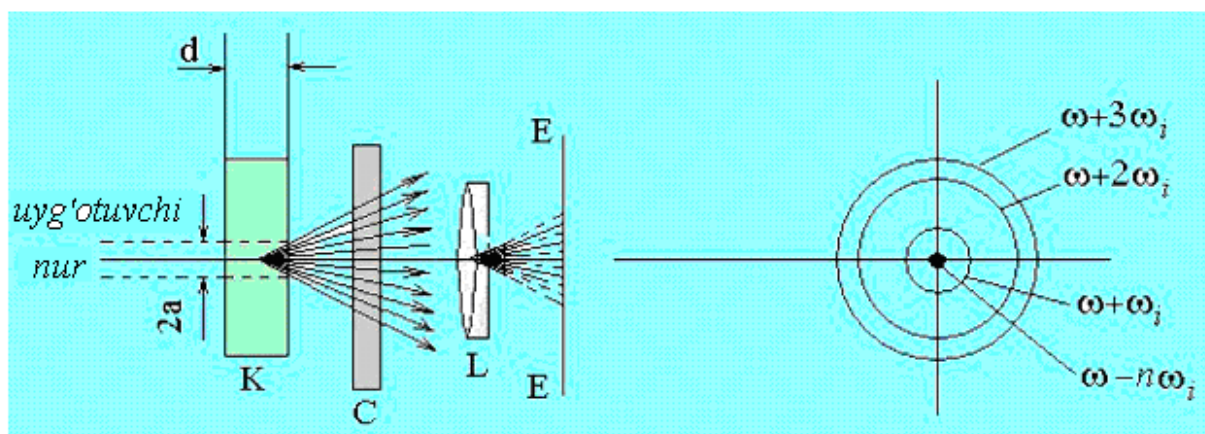
XX asrning oxirgi uchta o'n yilligi davomida nochiziqliy optikani rivojlantirish yo'lida katta eksperimental va nazariy materiallar to'plandi. Bu materiallar fan va texnikaning turli xil sohalarida nochiziqli optik jarayonlarining qo'llanilishiga imkon berdi. Fizikaning bu yangi sohasining rivojlanishiga Nobel mukofoti laureati professor N.Blombergen professorlar R.Xoxlov, S.Axmanov va ko'pgina boshqa olimlar katta hissa qo'shdilar. Quyida yangi yorug'lik intensivligiga bog'liq ravishda yuzaga keladigan jarayonlar nochiziqliy optika effektlari haqida asosiy ma'lumotlar keltirilgan. Bundan tashqari fan va texnikaning har xil sohalarida nochiziqli optikaning holati va ba'zi bir juda muhim qonunlari muhokama qilinadi.

1.3. Ko'p fotonli jarayonlar

Yorug'likning kombinatsion sochilishi 1962 yilda Vudbyorilar tomonidan kashf etilgan. Sochilgan yorug'lik spektrida tushayotgan yorug'likdan chastota bo'yicha molekulalar ichidagi tebranishlarning ω_i chastotalariga teng kattaliklarga

farq qiluvchi chiziqlar mavjudligi haqida gapirilgan edi. Kogerent bo'lmagan nurlanish manbalariga xos bo'lgan qiyosan kichik yoritilganliklar uchun kombinatsion sochilishning intensivligi juda kam: hattoki juda kuchli chiziqlar uchun 1 sm^3 ga sochilgan yorug'lik oqimi uyg'otuvchi oqimning $10^{-6} - 10^{-7}$ qismini tashkil qiladi. Yoritilganlik $10^8 - 10^9 \text{ Vt/sm}^2$ ga teng bo'lganda, sochilgan oqimning hissasi keskin o'sadi va bir necha o'n protsentga yetadi. Intensivlikning bunday ortishi kombinatsion sochilishning barcha chiziqlariga emas, balki intensivligi eng katta bo'lgan chiziqlarigagina taalluqli bo'ladi. Chastotalari $\omega \pm \omega_i$ ga teng birinchi tartibli chiziqlardan tashqari, yuqoriroq tartibli chiziqlar ham paydo bo'ladi. Nihoyat, sochilish yaqqol ko'rinadigan yo'naltirilgan xarakterga ega bo'ladi.

Tajribaning chizmasi 1.1-rasmda ko'rsatilgan. Lazer nurlanishining dastasi K sochuvchi modda orqali o'tadi va C svetofiltr yordamida filtrlanadi, natijada EE ekranda faqat chastotasi o'zgargan sochilgan yorug'lik kuzatiladi. Ekran yoritilganligining taqsimoti 1-rasmning o'ng tomonida sxematik ravishda ko'rsatilgan.



1.1-rasm. Majburiy kombinatsion sochilishni kuzatish tajribasining chizmasi.

Uyg'otuvchi dastaning yo'nalishiga mos bo'lgan o'qdagi nuqta yaqinida Stoks nurlanishi ($\omega - n\omega_i$, $n=1,2,\dots$) to'plangan. Antistoks komponentalar ($\omega + n\omega_i$) konsentrik halqalar tarzida joylashgan bo'lib, bu halqalarni radiuslari chastota siljishining o'sishi bilan ortadi. Antistoks komponentalar uyg'otuvchi dastaning

yoʻnalishi boʻyichagina kuzatilib, Stoks komponentalari esa qarama-qarshi yoʻnalishda ham tarqalishi mumkin.

Uygʻotishning yuqori darajalaridagi kombinatsion sochilishning aytib oʻtilgan xususiyatlari suyuqliklarda ham, kristallarda ham boʻladi. Gazlarda farq burchak taqsimotida boʻladi - antistoks sochilishi amalda lazer dastasining yoʻnalishida boʻladi, yaʼni halqalar kuzatilmaydi. Uygʻotishning yuqori darajalaridagi kombinatsion sochilish bilan birga oʻz-oʻzini fokuslash, Mandelshtam—Brillyuen majburiy sochilishi, yorugʻlik impulsleri spektrining buzilishi va boshqalar kabi chiziqli boʻlmagan hodisalar ham kuzatiladi. Shuning uchun kuzatish natijalari tajriba oʻtkaziladigan sharoitlarga koʻp bogʻliq, boʻladi va yuqorida tasvirlangan manzara hodisaning asosiy xossalari oʻz ichiga oladi.

Tajribadan topilgan va sochilgan yorugʻlik hissasining kattalikning bir necha tartibiga kupayishidan iborat asosiy fakti tushuntirish uchun nurlanishning kvant nazariyasidagi umumiy qoidani, yaʼni istagan radiatsion jarayonning stimullashtirilgan analogi mavjud ekanligi toʻgʻrisidagi umumiy qoidani eʼtiborga olish kerak. Uygʻotish intensivligi kam boʻlganda yuz beradigan kombinatsion sochilish uygʻotuvchi yorugʻlikning $\hbar\omega$ fotoni yoʻqolganda $\hbar\omega_s (\omega_s = \omega - \omega_i)$ fotonning spontan chiqarilishidan iborat. Spontanli kombinatsion sochilishning hajm birligiga nisbatan olingan va hamma yoʻnalishlar boʻyicha jamlangan Φ_s oqimi moddaning uygʻotuvchi nurlanish tomonidan vujudga keltiriladigan I yoritilganligiga proporsional boʻladi:

$$\Phi_s = CI, \quad (1.3)$$

bu yerda C — moddaning sochuvchi qobiliyatini xarakterlovchi va oʻlchamligi sm^{-1} boʻlgan proporsionallik koeffitsiyenti, chunki $[\Phi_s] = Vt/sm^3$, $[I] = Vt/sm^2$. Eksperimental maʼlumotlarga muvofiq, kombinatsion sochilishning eng intensiv chiziqlari uchun $C = 10^{-6} sm^{-1}$.

Spontanli kombinatsion sochilishning majburiy kombinatsion sochilish deb ataladigan stimullashtirilgan analogi ham $\hbar\omega$ fotonning yoʻqolib, $\hbar\omega_s$ fotonning chiqarilishidan iborat boʻladi, lekin bu jarayonning ehtimolligi uygʻotuvchi nurlanish oqimining I zichligiga ham, sochilgan nurlanish oqimining I_s zichligiga ham

proporsional bo‘ladi. Bu jarayon tufayli chastotasi ω_s bo‘lgan sochilgan nurlanish sochuvchi muhitda eksponensial qonunga muvofiq kuchayib, bu kuchayish yorug‘likning sathlari invers bandlikli muhitda A.Eynshteyn topgan majburiy chiqarish natijasida kuchayishiga o‘xshash bo‘ladi. Oxirgi holdagi kabi MKS ni sochilgan yorug‘likning uzunlik birligida α_s kuchayish koeffitsiyenti bilan xarakterlash qulay bo‘ladi. Majburiy chiqarish holdagidek mulohaza yuritib, kuchaytirish koeffitsiyentini yorug‘likning spontanli kombinatsion sochilishining spektral zichligi orqali ifodalash mumkin. Soddagina hisob α_s ning quyidagicha ifodalanishini kursatadi

$$\alpha_s = \frac{3\lambda_s^2 CI}{4\pi\Gamma\hbar\omega_s} \quad (1.4)$$

bu yerda λ_s va G kombinatsion sochilish chizig‘ining to‘lqin uzunligi va spektral kengligi. Yoqutli lazer nurlanishi benzolda $\lambda = 694 \text{ nm}$, $\lambda_s = 750 \text{ nm}$, $\Gamma = 0,25 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$, $C = 10^{-6} \text{ sm}^{-1}$, $I = 10^9 \text{ Bt/sm}^2$ sochilgan holda kuchaytirish koeffitsiyentining qiymatini baholash natijasida $\alpha_s = 20 \text{ sm}^{-1}$ ekanini topamiz. Bu esa ko‘rsatilgan sharoitlarda kombinatsion sochilish $d = 1 \text{ sm}$ uzunlikda $\exp(\alpha_s d) = \exp(20) = 10^{8,6}$ marta kuchayishini, ya’ni intensivlik bo‘yicha uyg‘otuvchi nurlanish bilan tenglashishi mumkinligini bildiradi.

Shunday qilib, $\hbar\omega_s$ fotonlarning majburiy chiqarilishi natijasida sochilgan nurlanishning intensivligi kattalikning ko‘p tartibiga qadar ortishi mumkin bo‘lib, bu esa sochilgan yorug‘lik intensivligining anomal katta bo‘lishini izohlab beradi.

Uyg‘otuvchi nurlanish intensivligining kuchaytirishni yaqqol kuzatish uchun zarur bo‘lgan qiymatlariga quvvatli kvant generatorlari yordamida erishish mumkin. Shuning uchun MKS tajribada faqat 1962 yilda (Vudbyori, Ng) modullangan asllilikka ega bo‘lgan lazerlar yaratilgandan so‘ng kuzatilgan edi, vaholanki sochilgan nurlanishning kuchayishi mumkinligi nazariy ravishda 30-yillardayoq aniqlangan edi. Lekin uyg‘otuvchi nurlanish intensivliklarining talab qilinadigan qiymatlari real emas bo‘lib ko‘ringani uchun bu hodisaga jiddiy e’tibor berilmagan edi.

Sochilgan yorug‘likning kuchaytirilishi haqida aytilganlarning hammasi Stoks

komponentasiga taalluqli edi. Antistoks sochilish Stoks sochilishiga teskari jarayon bo'lgani uchun intensivlik kuchayadi emas, balki susayadi. Quvvatli antistoks nurlanishining paydo bo'lish sababi boshqacha bo'ladi va uni aniqlash uchun kombinatsion sochilish tabiati haqidagi bayon qilingan klassik tasavvurlarga asoslanish maqsadga muvofiq. Klassik tasavvurlarga muvofiq, kombinatsion sochilish molekular kutblanuvchanligining ular yadrolari tebranish natijasida modullanishi oqibatida vujudga keladi. Soddalik uchun ikki atomli molekulani ko'rib chiqamiz va yadrolar o'rtasidagi masofaning o'zining muvozanat qiymatiga nisbatan o'zgarishini ξ bilan belgilaymiz. Molekulaning yorug'lik to'liqini maydoni tomonidan induksiyalangan dipol momenti quyidagi ko'rinishda yoziladi:

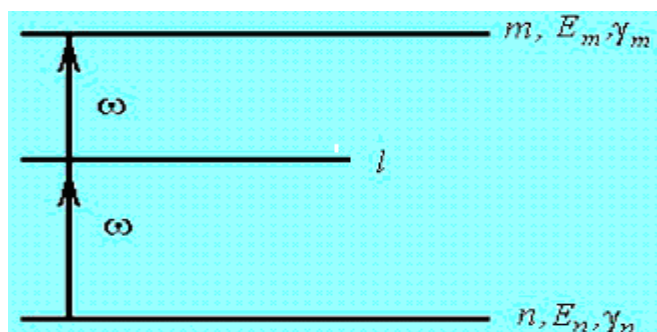
$$p = (\alpha_0 + \mu\xi)E, \quad (1.5)$$

bu yerda α_0 - molekulaning yadrolar muvozanat holatda bo'lgandagi ($\xi = 0$) qutblanuvchanligi bo'lib, $\mu\xi$ had yadrolar siljishining elektron qobiqning holatiga, uning qutblanishga bo'lgan qobiliyatiga ko'rsatadigan ta'sirini bildiradi. Agar E - chastotasi ω ga teng bo'lgan monoxromatik to'liq maydoni bo'lsa, yadrolarning garmonik qonun ($\xi \sim \cos \omega_1 t$) bo'yicha tebranishi oqibatida dipol momentining $\omega \pm \omega_1$ chastotalar bilan tebranuvchi tashkil etuvchilari paydo bo'ladi, bular esa $\omega \pm \omega_1$ chastotali nurlanishni, ya'ni yorug'likning kombinatsion sochilishini vujudga keltiradi. Bu jarayon noxiziqli bo'lib, o'z-o'zini fokuslash xususiyatiga ega bo'lgani uchun amaliyotda lazer nurlarini intensivligini oshirishda foydalanish mumkin.

Lazer nurlanishining modda bilan o'zaro ta'siri mohiyati shu nurlanishning xarakterli xususiyatlari: kogerentligi, monoxromatliligi, ingichka yo'naluvchanligi, yuqori intensivlikka egaligi va qisqa davomiyligi kabilar hisoblanadi. Aynan shu ko'rsatilgan xususiyatlari yangi va xilma-xil fizik jarayonlarga asoslangan bo'lib, uni fizikaning alohida bo'limi qilib ajratdi. Nurlanish tizimining yutug'i o'zaro ta'sirning boshlang'ich holatidayoq modda o'zini namoyon qilishidir, ya'ni elementar aktdan moddaga tashqi maydonning bir necha fotonlari yutiladi. Bu jarayon bir fotonli, ya'ni lazerdan boshqa nurlanish manbalari uchun ko'p fotonli jarayonga aylanadi.

Ko'p fotonli uyg'onishlar shunday jarayonki, kvant sistemasida (atomda, molekulada) elektron bog'langan bir holatdan (boshlang'ich), tashqi maydonning bir necha fotonlarini yutishi natijasida, boshqa bog'langan holatga (oxirgi) o'tadi. Bunda boshlang'ich va oxirgi holatlar orasida boshqa bog'langan elektron holatlari yo'q deb hisoblanadi. Agar shunday holat mavjud bo'lsa, foton (yoki bir necha fotonlar) yutganda aniq bir o'tish sodir bo'lmaydi, foton (bir necha foton) energiyasi bilan o'tish energiyasi o'rtasida rezonans bo'lmaydi, yoki bunday o'tish tanlash qoidasi bo'yicha ta'qiqlangan bo'ladi. Bu qoida nurlanish xususiyatiga va kvant sistemaga bog'liqdir. 1.2-rasmda ikki fotonli uyg'onishning prinsipial chizmasi keltirilgan. Elektronning bir bog'langan holatdan boshqa holatga ko'p fotonli o'tishining prinsipial imkoniyati energiya-vaqt noaniqlik munosabati bilan belgilanadi:

$$\delta E \cdot \delta t \geq \hbar. \quad (1.6)$$



1.2-rasm

Kvant mexanikasining dastlabki prinsiplariga ko'ra, bu munosabat, sistema energiyasini o'lchash aniqligi δE va sistema energiyasini o'lchash uchun ketgan δt vaqt oralig'i o'rtasidagi munosabati bilan tushuntiriladi. Ba'zi bir fizik jarayonni aniq namoyish qiladigan ko'p fotonli yutilish nurlanishlarini qaraymiz.

1.4. Optik kvant generatorlar

Kirishiga elektromagnit nurlanish beriladigan va uni kuchaytiradigan optik kuchaytirgichlardan farqli o'laroq, optik kvant generator, radiochastotalar diapazonidagi avtogenetorlar kabi, optik diapazondagi kogerent elektromagnit

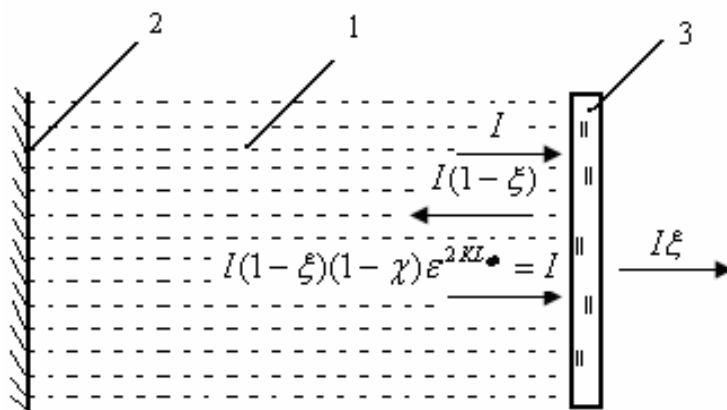
nurlanishlarni hosil qiladi. Shuning uchun optik kvant generator yoki lazer, musbat teskari bog'lanishli qurilma bo'lib, majburiy nurlanishlar koge-rent kuchaytirish orqali elektromagnit nurlanishni hosil qiladi.

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

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

Uzunligi L_f parametrlari $K_0 I_t$ bo'lgan faol muhit ko'zgularining oralig'i L_r , o'tkazuvchanligi ξ , yo'qotishlar koeffitsiyenti $\chi \cong 2L_f \beta_0$ ga teng optik rezonator ichiga 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 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 $e^{2K_0 L_f}$ ni tashkil etadi va bu kuchayish chiqish koeffitsiyenti ξ bo'lgan ko'zgudagi hamda optik rezonator ichidagi χ yo'qotishlardan katta bo'lsa, optik rezonator ichida elektromagnit maydonning tebralanishlari paydo bo'lib, turg'un holat vujudga keladi. Bu holdagi K_{ch} kuchaytirish koeffitsiyenti chegaraviy kuchaytirish koeffitsiyenti deyiladi va u quyidagi $e^{2K_0 L_f}(1-\chi)(1-\xi)=1$ munosabat bilan aniqlanadi. Uning qiymati $\chi\xi \ll 1$ shart bajarilganda



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

$$K_{ch} = \frac{1}{2L_{\phi}} \ln \frac{1}{1 - \chi - \xi} \quad (1.7)$$

miqdorga teng bo'ladi.

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

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

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

$$I = h\nu_0 n_p c \xi / 2 \quad (1.8)$$

ifoda bilan aniqlanadi.

Nurlanish I intensivligini (5) va faol muhitning kuchaytirishi K ko'effitsiyentini (5) fotonlar zichligi bilan bog'lovchi ifodalarni e'tiborga olib, (6)

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

$$I = \frac{I_T \cdot \xi}{2} \left[\frac{2K_0 L_\phi}{\ln(1 - \chi - \xi)^{-1}} - 1 \right] \quad (1.9)$$

ifodani olamiz.

Quyidagi $2K_{Ch}L_f$ ifodaning kichik qiymatlarida (ya'ni $\exp(2K_{Ch}L_f) \approx 1 + 2K_{Ch}L_f$ bo'lganda) (9) formula soddalashadi va quyidagi

$$I = \frac{I_T \xi}{2} \left(\frac{2K_0 L_\phi}{\xi + \lambda} - 1 \right) \quad (1.10)$$

ko'rinishga keladi.

Yuqoridagi (1.9) va (1.10) 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'zgusini 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 $\exp(2K_{Ch}L_f) \approx 1 + 2K_{Ch}L_f$ da ξ_{opt} ning qiymati hisoblab topish uchun analitik ifoda olish mumkin. Buning uchun $vI/v\xi$ ni nolga tenglaymiz va quyidagi $\xi_{onm}^2 + 2\chi\xi_{onm} + \chi(\chi - 2K_0L_\phi) = 0$ kvadratik tenglamani yechib chiqish ko'zgusini optimal o'tkazish koeffitsiyentini aniqlashimiz mumkin.

Optik rezonator chiqish ko'zgusining optimal o'tkazish koeffitsiyenti

$$\xi_{onm} \approx \sqrt{2K_0L_\phi\chi} - \chi \quad (1.11)$$

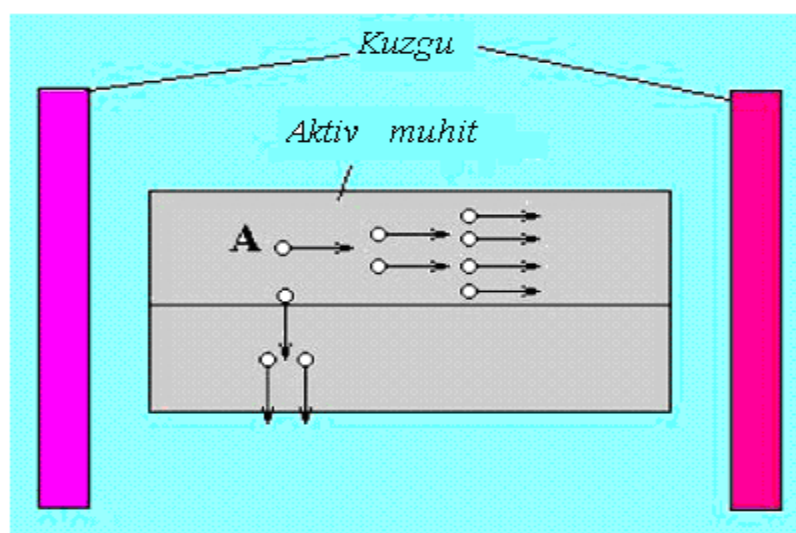
ifoda orqali aniqlanadi.

1.5. Lazerlarning turlari va ishlash prinsipi

Energetik sathlari invers ravishda bandlangan muhitning yorug'likni kogerent kuchaytirishi bunday muhitdan monoxromatik nurlanishning yo'naltirilgan oqimi hosil qilish uchun foydalanish imkoniyatini belgilab berdi.

Fabrin-Pero interferometrlarida qo'llaniladigan ko'zgularga o'xshash ikki ko'zgu o'rtasiga qo'yilgan aktiv muhit yorug'likni qanday nurlantirishini ko'raylik (1.4-rasm). Bunday sistemani aktiv optik rezonator deb aytish qabul qilingan. A nuqtadagi uyg'ongan atom invers balandlikka ega bo'lgan sathlar o'rtasidagi spontan o'tish natijasida to'lqin chiqargan bo'lsin.

To'lqin aktiv muhitda o'tadigan yo'l qancha katta bo'lsa, to'lqin shuncha kuchayadi. Rezonator o'qiga perpendikulyar bo'lgan yo'nalishlarda kuchaytirish eng kam bo'ladi. Boshqa yo'alishlarga birmuncha ko'proq yo'l mos keladi va demak, birmuncha ko'proq kuchaytirish mos keladi. Bunday hol kuchaytirilayotgan yorug'lik oqimidagi strelkalarning sonini ko'paytirish bilan sxematik ravishda ko'rsatilgan. Kuzgudan qaytgandan keyin to'lqin yana aktiv muhitda tarqaladi va uning amplitudasi o'sib boradi. Keyin to'lqin qarama-qarshi turgan ko'zguga etadi, undan qaytadi va aktiv muhitda ko'chayishda davom etadi, shundan so'ng aytib o'tilgan sikldagi hamma bosqichlar takrorlanadi va rezonatoridagi to'lqinning energiyasi ortib boradi.



1.4 – rasm. Optik kvant generatorining prinsipial chizmasi.

Aktiv muhit tomonidan kuchaytirilishdan tashqari, rezonator ichidagi to'liqning amplitudasini kamaytiradigan qator faktorlar ham ta'sir qiladi. Rezonator ko'zgularining qaytarish koeffitsiyenti birga teng emas. Uning ustiga nurlanishni rezonatoridan chiqarish uchun ko'zgulardan hech bo'lmaganda bittasi qisman shaffof qilib yasaladi. Bundan tashqari, nurlanish rezonator o'qi bo'ylab tarqalayotganda nurlanish oqimining energiyasi oqimning difraksiyasiga, rezonatoridagi muhitda sochilishiga va hokozalarga ham sarflanadi. Energiyaning bunday isroflarini ko'zgular uchun ularning haqiqiy r qaytarish koeffitsiyentidan kichik bo'lgan r_{eff} effektiv qaytarish koeffitsiyentini kiritib hisobga olish mumkin.

Agar to'liqning L yo'ldagi kuchayishi uning ko'zgulardan qaytgandagi energiya isroflarining yig'indisidan katta bo'lsa, har bir yugurishdan so'ng to'liqning amplitudasi borgan sari kattaroq bo'ladi. To'liq energiyasining $u(\omega)$ zichligi kuchaytirish koeffitsiyentining kattaligi to'yinish effekti natijasida ancha kamayadigan bo'lguncha to'liq kuchayaveradi. Statsionar holat muhitdagi kuchayishning energiya isroflari yig'indisi bilan raso kompensatsiyalanish shartiga mos keladi. Shunday qilib, lazerlardan nurlanishni generatsiya qilish masalasida to'yinish effekti prinsipial ahamiyatga ega.

Nurlanishning yo'naltirilgan oqimini generatsiyalash imkoniyatini belgilaydigan miqdoriy munosabatni quyidagi mulohazalar asosida topish mumkin. Aktiv muhitdagi biror A nuqtada vujudga kelgan va spektral zichligi I_0 bo'lgan nurlanish oqimi rezonator o'qi bo'ylab yo'nalib, o'ng tomondagi ko'zguga borayotib kuchayadi, undan qaytadi va chap ko'zgudan qaytgandan so'ng o'zining dastlabki yo'nalishida tarqalib, yana A nuqtadan o'tadi. Shunday qilib, nurlanish rezonatori tarqalishining bir siklida $2L$ ga teng yo'l bosib o'tadi. Agar energiya hech isrof bo'lmasa, oqim $I_0 \exp[2\alpha(\omega)L]$ ga teng kattalikkacha kuchayishi kerak, bu yerda $\alpha(\omega)$ - kuchaytirish koeffitsiyenti. Lekin ko'zgularning effektiv r_{eff} qaytarish koeffitsiyenti orqali hisobga olingan energiya isroflari natijasida energiya oqimining rezonatoridagi bir sikl tarqalishidan keyingi zichligi $I_0 r_{eff}^2 \exp[2\alpha(\omega)L]$ ifoda bilan aniqlanadi. Shuning uchun rezonatorida nurlanish generatsiya qilish imkoniyati to'g'risidagi masalaning

$$I_0 r_{eff}^2 \exp[2\alpha_0(\omega)L] > 1 \quad (1.12)$$

shartga keltiriladi. Bu yerda $\alpha_0(\omega)$ - kuchaytirish koeffitsiyentining intensivliklar kichik bo'lgandagi, ya'ni to'yinish effekti hisobga olinmagan holdagi qiymati (to'yinmagan kuchaytirish koeffitsiyenti). (1.12) munosabat tenglikka aylanganda generatsiyaning bo'sag'a shartlariga erishilgan bo'ladi.

Yuqorida aytilganlarga mos ravishda generatsiyaning statsionar quvvati quyidagi shart bilan aniqlanadi:

$$I_0 r_{eff}^2 \exp[2\alpha(\omega)L] = 1 \quad (1.13)$$

bu munosabatni potentsirlab,

$$\alpha(\omega)L = f, \quad f = \ln(1/r_{eff}) \quad (1.14)$$

shartlarni topamiz. Bu shartlar statsionar generatsiya shartlari deyiladi.

Yuqorida kiritilgan f kattalik energiyaning nisbiy isroflari yoki qisqacha isroflar deyiladi. Ba'zan f kattalik o'rniga rezonatorning aslligi deb ataladigan Q_r kattalikdan foydalaniladi. Tebranuvchi sistemaning asilligi deb, sistemada jamg'arilgan energiyaning sistemadan tebranishning bir $2\pi/\omega$ davrida chiqayotgan energiyaga nisbatiga aytiladi. Optik rezonatorlarda yuqorida aytilganicha ta'riflangan asllik f isroflarga

$$Q_r = 2L\lambda f = q/f \quad (1.15)$$

munosabat orqali bog'langan, bu yerda q – rezonatorning L uzunligida joylashgan yarim to'lqinlar soni.

Spontan nurlanishning aktiv rezonatorda kuchaytirilishi va nihoyat, shu rezonatorning kogerent nurlari generatorlariga aylanishi avtotebranuvchi sistemalarda generatsiya o'z-o'zidan uyg'ongan vaqtda rivojlanib boradigan jarayonlarga juda o'xshashdir. Bunday sistemalarda tebranuvchi sistema bilan tebranishlarni ta'minlab turgan energiya manbai o'rtasidagi musbat teskari bog'lanish muhim rol o'ynaydi. Induktiv musbat teskari bog'lanishning mohiyati qiyosan sodda bo'lishini elektron lampali tebranish generatorida ko'rishimiz mumkin.

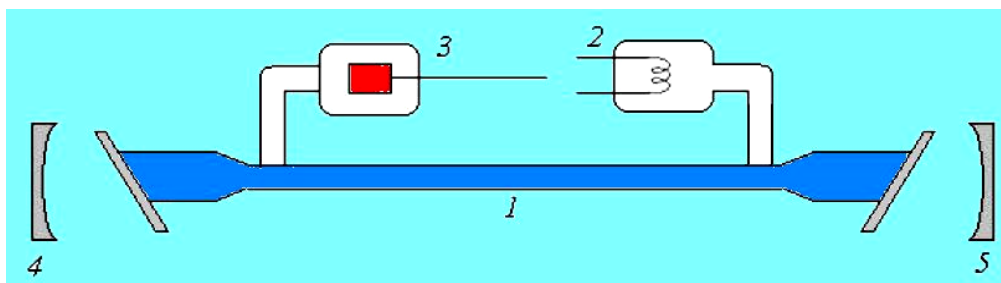
Optik kvant generatorlarida ko'zguli rezonator nurlanish maydoni bilan

uning energiya manbai- aktiv muhit o'rtasida musbat teskari bog'lanish vujudga keltiradi. Rezonatorning ko'zgulari tufayli yorug'lik oqimi aktiv muhitda ko'p marta tarqaladi. Bu hol generatsiyaning o'z-o'zidan uyg'onishi hamda uni davom ettirish uchun zarur. Lekin rezonatorning lazer ishidagi vazifasi maydon energiyasining zichligini aktiv muhitda ko'paytirishdangina iborat bo'lmaydi. Yuqorida ko'rsatib o'tilgan o'xshashlikka asosan, avtotebranuvchi rejimning vujudga kelishi uchun teskari bog'lanish musbat bo'lishi kerak. Boshqacha qilib aytganda, sistemada bo'lgan hamda teskari bog'lanish kanali orqali kelayotgan tebranishlar o'rtasida qat'iy sinfazalik mavjud bo'lishi shart.

Bundan ko'rinadiki optik kvant generatorlari fizikaning turli sahalarida paydo bo'lgan uchta asosiy g'oyaga asoslangan. Birinchi g'oya Eynshteynga tegishli bo'lib, u kogerent bo'lmagan issiqlik nurlanishi nazariyasida majburiy chiqarish jarayoni mumkin ekanligini postulat qilib aytgan. Ikkinchi asosiy g'oya muvozanatda bo'lmagan termodinamik sistemalardan foydalanish bo'lib, bu sistemalarda elektromagnitik to'lqinlar yutilmasdan, balki kuchayishi mumkin (V.A.Fabrikant, 1940 yil). Nihoyat, radiofizika sohasiga tegishli bo'lgan uchinchi g'oya- kuchaytiradigan sistemani avtotebranuvchi sistemaga, ya'ni elektromagnitik kogerent to'lqinlar generatoriga aylantirish uchun musbat teskari bog'lanishdan foydalanishdan iborat.

Geliy-Neon lazerlari quvvati bir necha o'n millivattga teng monoxromatik yaxshi dasta nurlantiradi, impulsli va uzluksiz rejimlarda ishlaydi, tuzilishi sodda va ishlatilishi qiyosan bexatardir. Bunday lazerlar spektrning ham ko'rinuvchan, ham infraqizil sohaslarida nurlanish hosil qiladi. Ular nurlanishning to'lqin uzunligi spektrning ko'rinuvchi sohasida uning qizil qismiga ($\lambda=632,8 \text{ nm}$) to'g'ri kelib, spektrning infraqizil sohasida esa to'lqin uzunligi 1150 va 3390 nm ga teng. Bunday turdagi asboblarda laboratoriyada qo'llaniladigan lazerning keng tarqalgan turi bo'lib qoldi, bunda nurlanishning parametrlariga qo'yilgan talablar yuqorida ko'rsatilgan shartlar bilan cheklanadi. Geliy-Neon lazerining prinsipl chizmasi (1-rasmda ko'rsatilgan). Bu erda 1-diametri bir necha millimetr va uzunligi bir necha o'n santimetrdan 1,5 m gacha va undan ortiq bo'lgan gaz razryad shisha trubkasi.

Trubkaning ko'ndalang yoqlari trubka o'qiga Bryuster burchagi hosil qilib joylashgan yassi parallel shisha yoki kvarts plastinkalar bilan yopilgan. Bu plastinkalarning trubka o'qi bo'yicha tarqalayotgan hamda plastinkalarda yorug'lik tushish tekisligida qutblangan nurlanish uchun qaytarish koeffitsiyentlari nolga teng.

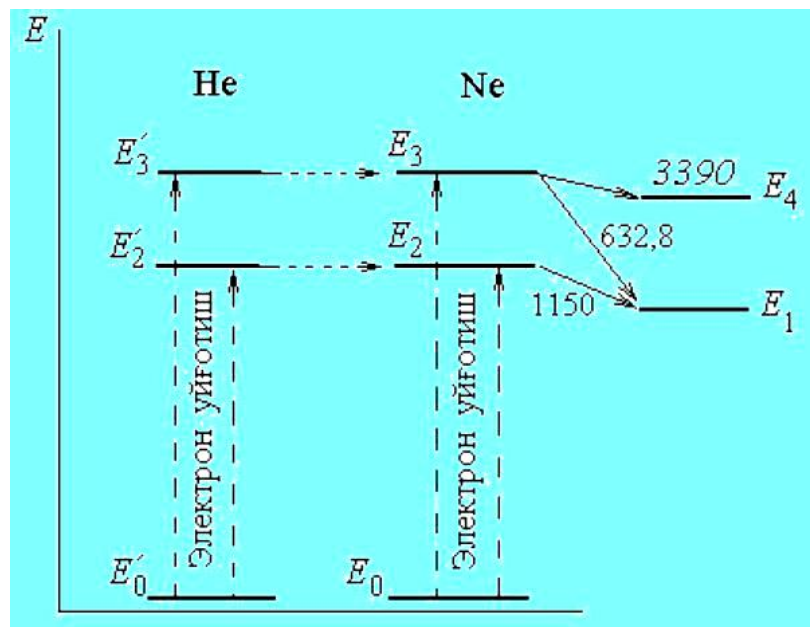


1.5-rasm. Geliy va neon lazerning prinsipial chizmasi.

Geliyning trubkadagi bosimi taxminan 1 mm sim. ust. ga, neonning bosimi esa 0,1 mm sim. ust. ga teng. Trubkada past voltli manba yordamida qizdiriladigan 2 katod va silindrsimon bo'sh 3 anod bor. Trubkadagi anod bilan katod o'rtasiga 1-2,5 kV gacha kuchlanish ulanadi. Trubkaning razryad toki bir necha o'n milliampermetrga teng. Geliy - noyen lazerining razryad trubkasi 4,5 ko'zgular o'rtasiga qo'yiladi. Odatda sfera shaklida ishlangan bu kuzgalar ko'p qatlamli dielektrik qoplamali qilib yasilib, bu qoplamalarning qaytarish koeffitsiyenti katta qiymatlarga ega bo'lib, yorug'likni qariyb yutmaydi. Bir ko'zguning o'tkazishi odatda 2% ga teng, ikkinchisiiki esa 1% dan kam bo'ladi. Neon sathlarining invers bandligini ta'minlaydigan jarayonlarini qisqacha muhokama qilaylik. 1-rasmda neon atomining energetik sathlarining soddalashtirilgan chizmasi ko'rsatilgan. To'lqin uzunligi 632,8 va 1150 nm ga teng bo'lgan nurlanishga $E_3 \rightarrow E_1$ va $E_2 \rightarrow E_1$ o'tishlar mos keladi.

Gaz-razryad plazmasining elektronlari bilan to'qnashish natijasida atomlarning bir qismi uyg'onadi, bu hol 1-rasmda vertikal uzun-uzun strelkalar bilan ko'rsatilgan. Razryadning ma'lum rejimlarida E_2 va E_1 sathlarning invers bandligi uchun bu jarayon etarli bo'ladi. Lekin $\lambda=632,8$ va $\lambda=3390$ nm to'lqin

uzunliklariga mos keladigan oʻtishlar boʻladigan E_3, E_1 va E_3, E_4 sathlar invers ravishda bandlanmagan boʻladi.



1.6-rasm. Geliy va neon atomlarining energetik sathlari.

Agar razryad trubkasiga geliy kirgizsak, ahvol butunlay oʻzgaradi. Geliy 1.8-rasmning chap tomonida koʻrsatilgan uzoq yashovchi (metastabil) ikki E'_3, E'_2 holatga ega, bu holatlar elektronlar bilan toʻqnashish vaqtida uygʻonadi va ularning yashash vaqti katta boʻlgani sababli geliyning metastabil atomlarining razryaddagi konsentratsiyasi katta boʻladi. Geliyning metastabil holatlarining E'_3, E'_2 energiyalari neonning E_2, E_3 energiyasiga yaqin, bu hol geliy bilan neon toʻqnashganda uygonish energiyasining geliydan neonga uzatilishi uchun qulaydir. Bu jarayonlar gorizontall punktir strelkalar yordamida simvolik ravishda koʻrsatilgan. Natijada E_3, E_2 sathlarda joylashgan neon atomlarining konsentratsiyasi keskin ortadi, E_2 va E_3 sathlar invers ravishda bandlanadi, E_2 va E_1 sathlarning bandliklar farqi esa bir necha marta koʻpayadi. Demak, neonga geliyning (taxminan 5:1-10:1 munosabatda qoʻshilishi Geliy-neon lazerlaridagi generatsiya uchun juda muhim.

Aniq miqdoriy tekshirishlar geley-neon lazeri nurlanishining ($\lambda=632,8$ nm) fazoviy kogerentlik darajasi (12 birga yaqin ekanligini koʻrsatadi. Masalan, dastaning koʻndalang kesimidagi intensivligi oʻqdagi maksimal intensivliklikning

0,1% iga teng bo'lgan nuqtalar uchun oqimning kogerent bo'lmagan $1-\gamma_{12}$ taxminan 10^{-3} ga teng bo'lib, o'qdagi nuqtalar uchun taxminan 10^{-5} ga teng Hisoblar lazer nurlanishining kogerent bo'lmagan qismining qiymatlari yuqorida ko'rsatilganidek bo'lishiga uning aktiv muhitdagi spontan chiqarish sababchi ekanligini ko'rsatadi.

Geliy–neon lazeri yuqori darajada kogerent bo'lgani tufayli turli xil interferensiya va difraksiya hodisalarini teshirishda qo'llanilishi kerak bo'lgan uzluksiz monoxromatik nurlanishning juda yaxshi manbai bo'lib, bunday tekshirishlarni oddiy yorug'lik manbalari bilan o'tkazish uchun maxsus apparaturadan foydalanish zarur bo'lar edi. Geliy-neon lazerlarining turli xildagi variantlari biologik tekshirishlarda, lazerli aloqa sistemalarida, golografiyada, mashinasozlikda, tabiiyot va texnikaning boshqa ko'p sohalarida keng qo'llaniladigan bo'ldi.

1-bobning xulosalari

Shunday qilib, aktiv muhitning nurlanishi har doim kogerent va kogerent bo'lmagan qismlarning aralashmasidan iborat bo'lib, ular o'rtasidagi munosabat, xususan, tashqi maydonning intensivligiga bog'liq bo'ladi.

XX asr o'rtalariga kelib, yorug'likning modda bilan o'zaro ta'siri jarayoni to'liq o'rganildi. Xususan, optikaning asosiy makroskopik qonunlari bilan yorug'likning atom darajasigacha mikroskopik o'zaro ta'sir qonunlari o'rtasidagi bog'liqlik aniqlandi. Kichik va katta intensivlikdagi yorug'likning modda bilan o'zaro ta'siri natijalari o'rtasidagi farq bo'yicha ikkita asosiy sabab mavjud.

Birinchidan, bir fotonli jarayonlar kichik intensivlikdagi yorug'likning mikroskopik darajada o'zaro ta'sirini ifodalaydi, yuqori intensivlikdagi yorug'likning o'zaro ta'sirida esa, har bir elementar faktda ko'p fotonli jarayonlar yuzaga keladi.

Ikkinchidan, yuqori intensivlikda o'ziga-o'zi ta'sir effekti yuzaga kelib, bunda yorug'likning moddada tarqalishi tufayli modda o'zining oldingi holatini o'zgartirishi kuzatiladi. O'zaro ta'sir qanday bo'lsa, o'sha jarayon ham, masalan,

agar o'sha jarayonning ehtimolligi nurlanish intensivligining birinchi darajasiga proporsional bo'lsa, o'zarota'sir chiziqli deb hisoblash qabul qilingan. Agar nurlanish intensivligining darajasi 1 dan katta bo'lsa nochiziqli deb ataladi.

Ko'p fotonli uyg'onishlar shunday jarayonki, kvant sistemasida elektron bog'langan bir holatdan, tashqi maydonning bir necha fotonlarini yutishi natijasida, boshqa bog'langan holatga o'tadi. Bunda boshlang'ich va oxirgi holatlar orasida boshqa bog'langan elektron holatlari yo'q deb hisoblanadi.

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. Geliy-neon lazeri gazli lazerlar majmuasiga kiradi. Bu lazerlarda razryad nayining devorlarida neon atomi 1S sathdagi energiyasini berib asosiy sathga tushadi va shuning uchun razryad nayining diametrini kichraytirish zarur. Tajribada razryad nayining diametri gaz bosimiga qarab 1-5 mm atrofida olinadi. 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'ladi.

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

Odatda qattiq jismlar lazerlarga juda ko'p turdagi optik kvant generatorlar kiradi. Ularning ishchi jismlarida invers to'ldirilganlik optik damlash yo'li bilan hosil qilinadi. Qattiq jismlar lazerlar davomiyligi 1 ms dan kichik bo'lgan impulsli rejimda ishlaydi.

Impulsli nurlanishning quvvatini oshirish va uning vaqtini qisqartirish uchun qattiq jismlar lazerda optik rezonator aslligini modulyatsiya qilish usuli qo'llaniladi.

2-BOB. LAZERLARNING ASOSIY HOSSALARI

2.1. Lazer nurining monoxromatikligi

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

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

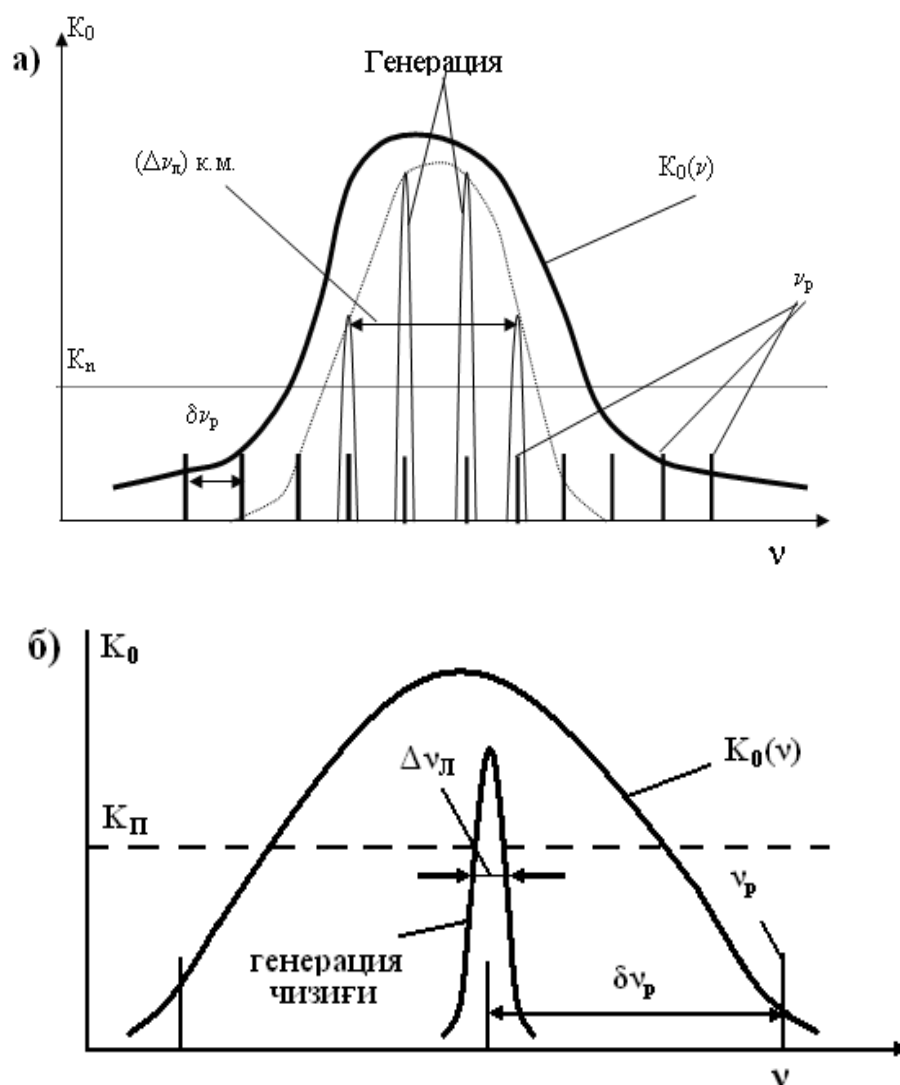
ifoda bilan aniqlanishi mumkin. Bu yerda q -xususiy chastotalar soni, λ -nurlanishning to'liqin uzunligi, L_R -optik rezonator uzunligi.

Xususiy chastotalar orasidagi masofa esa

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

ifoda orqali aniqlanadi.

Demak, faol muhitning kuchaytirish $K_0(\nu_R)$ ko'effitsiyenti chegaraviy kuchaytirish K_{CH} ko'effitsiyentdan katta bo'lgan shartlarni bajaruvchi optik rezonatorning barcha xususiy chastotalarida lazer generatsiyasi ro'y beradi. Agar yuqoridagi shart rezonatorning faqat bir chastotasi uchun bajarilsa, lazer yakka chastotali nurlanish beradi.(2.1b-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. (2.1a-rasm). Bu holda lazer



2.1-rasm. Kuchaytirish $K(\nu)$ 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 (generatsiya holatidagi lazerning aslligi) Q_L bo'sh optik rezonatorning Q_R aslligidan katta bo'ladi va lazer nurlanishi spektrining eni $\Delta\nu_l$, bo'sh optik rezonator spektrining enidan $\Delta\nu_r$ ko'plab marta kichik bo'ladi. Chegaraviy holda uzluksiz generatsiya holatidagi lazer nurlanishining quvvatiga ham bog'liq bo'ladi va quyidagicha bo'ladi.

$$(\Delta\nu_l)_{\text{chegar.}} = 2\pi(\Delta\nu_r)^2 h\nu_0 / R_l \quad (2.3)$$

Bu yerda R_l -lazerning to'la quvvati. Misol tariqasida SO_2 lazer nurlanishi

spektrining eni chegaraviy holda qancha qiymatni olishni hisoblab ko'rish mumkin. $\xi+\chi=0,5$, $L_R=100\text{sm}$, $R_L=100Vt$, $\Delta\nu=1,5\cdot 10^7\text{ Gts}$ da $(\Delta\nu_l)_{\text{cheg.}}=2\cdot 10^{-6}\text{Gts}$.

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

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

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

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

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

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

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

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

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

ifoda orqali baholanib aniqlansa bo'ladi.

Real lazerda optik rezonator ichiga faol-kuchaytiruvchi muhit joylashgan va optik rezonatoridagi energiyaning yo'qotishlari nurlanish faol-kuchaytiruvchi muhitni har-bir o'tganida to'ldirib turiladi. Shuning uchun faol muhitli optik

rezonatorning aslligi (generatsiya holatidagi lazerning aslligi) Q_l bo'sh optik rezona-torning Q_r aslligidan katta bo'ladi va lazer nurlanishi spektrining eni $\Delta\nu_l$, bo'sh optik rezonator spektrining $\Delta\nu_r$ enidan ko'plab marta kichik bo'ladi. CHegaraviy holda uzluksiz generatsiya holatidagi lazer nurlanishining quvvatiga ham bog'liq bo'ladi va quyidagi

$$(\Delta\nu_l)_{\text{chegar}} = 2\pi(\Delta\nu_r)^2 \frac{h\nu_0}{P_{II}} \quad (2.6)$$

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

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

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

2.2. Lazer nurining 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 kuchlanganligi vektorlari bir xil tekislikda

tebranadilar, ya'ni ular bir xil qutblangan nurlanishlardir.

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

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 korrelatsion funksiyasi

$$F_1(\tau) = \frac{\overline{E_1(t) \cdot E_2(t \oplus \tau)}}{\overline{E_1(t) \cdot E_2(t)}} \quad (2.7)$$

orqali amalga oshirsa bo'ladi. Bu erda vaqt bo'yicha o'rtachalashtirish amalga oshiriladi ikkinchi holda lazer nurlanishni ikki nur dastasiga ajratib va bu nur dastalarining turli optik yo'llarni o'tgandan so'ng uchratish natijasida olingan interferentsion manzaraning ko'rinuvchanlik

$$F_2 = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad F_2 = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (2.8)$$

koeffisiyenti bilan xarakterlasa bo'ladi. Bu erda $I_{\max}$ va $I_{\min}$ - interferension manzaradagi yorug'likning maksimal va minimal qiymatlari. Absolyut kogerent nurlanish uchun F_1 va F_2 koeffisiyentlarning maksimal qiymati birga teng. Agar ikki elektromagnit to'lqinlarning fazalarining farqi tasodifiy ravishda o'zgarsa F_1 va F_2 koeffisiyentlarning qiymati nolga intiladi.

Lazer nurlanishining kogerentlik darajasi ko'p faktorlarga bog'lik. Bular faol muhitning vaqt o'tishi bilan parametrlarning o'zgarishi, optik rezonator

elementlarning akustik va mexanik ta'sirlar natijasida tebranishlari natijasida lazer nurlanishning spektri kengayaadi. Bu kengayish asosida lazerdan chiqayotgan elektromagnit to'qlinlarning tebranishlarini quyidagi

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

qonuniyatga bo'yso'nadi 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

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

vaqtdan so'ng 2π ga teng bo'ladi. Bu shunday xarakterli vaqtqi, bu vaqt farqining ichida ikki elektron magnit to'qlinlar o'zaro kogerent bo'ladi. Bu vaqtning kogerentlik vaqt deyish qabul qilingan. Shu vaqt ichida elektromagnit to'qlin bosib o'tgan yo'lni kogerentlik uzunligi deyish qabul qilingan, ya'ni

$$L_{kog} = S\tau_{kog} = \frac{C}{\Delta\nu_p} \quad (2.10)$$

Shu vaqt farqi ichida va shu yo'l farqi uzunligida elenktromagnit to'qlinlar optik rezonatoridan chiqishdagi tebranishlarga sinxron holda tebranadi.

2.3. Lazer nurining qutblanganligi

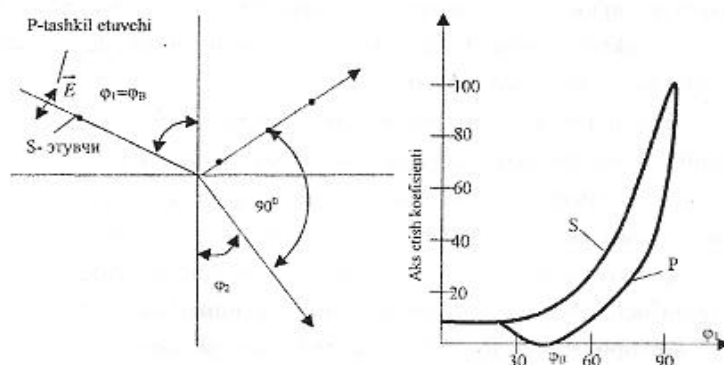
Lazer nurlanishning qutblanganligi elektr maydon to'qlinda elektr maydon kuchayganlik vektorining yo'nalganligini xarakterlaydi. Agarda yorug'lik dastasining har bir nuqtasida elektr maydon kuchayganligining _ vektor nurlanish tarqalish yo'nalishiga kundalang tekislikda bir to'g'ri chiziq bo'ylab tebransa, bunday nurlanishni chiziqli yoki yassi qutblangan nurlanish deyiladi. Kutblanish tekisliklari o'zaro kundalang, fazalar farqi o'zgarmas kattalikka 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'qlinning elektr maydon vektori uning tarqalishiga

ko'ndalang tekislikda tasodifiy yo'nalishlarda tebranishi mumkin.

Zarraning yuqori energetik sathdan quyi energetik sathga spontan o'tishda hosil bo'lgan yorug'lik kvantining qutblanishi 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 qutublangan yorug'lik nurlanishni olish uchun lazerning optik rezonator ichiga elektronmagnit tebranishlarning elektr maydon kuchlanganlik vektorini ma'lum berilgan tekislikdagi tebranishlarini o'tkazuvchi optik element, ya'ni qutublantirgich kiritiladi. Agarda optik rezonator ichida chiziqli qutublantiruvchi optik element bo'lmasa, lazerdan qutblanmagan nurlanish chiqayotgan bo'lsa, u holda nurlanish yo'lga undan kerakli turdagi qutblanishli nurlanishni hosil qiluvchi maxsus optik elementlar qo'yilishi mumkin.

Ko'pincha amaliyotda qutblangan nurlanishni olish uchun, elektromagnit nurlanishni sindirish ko'rsatkichlari turlicha bo'lgan ikki muhit chegarasidan aks etishidagi va o'tishidagi hodisalardan foydalaniladi. Qutblangan yorug'lik nurlanishini olishning eng ko'p tarqalgan usullaridan biri, ya'ni yorug'lik to'lqinini gazli va qattiq muhit chegarasidan o'tishida qutublantirish usuli 2.2- rasmda ko'rsatilgan ikki muhit chegarasiga tushayotgan yorug'lik to'lqining ixtiyoriy ravishda joylashgan elektr maydon kuchlanganlik vektorini ikki o'zaro perpendikulyar ravishda joylashgan tashkil etuvchilarga: S-tashkil etuvchi ($\vec{E}$ – vektor rasm tekisligida perpendikulyar) va R – tashkil etuvchi ($\vec{E}$ - vektor rasm tekisligiga yotibdi) larga ajratish mumkin. 2.2b-rasmda keltirilgan bog'lanishlardan ko'rinib turibdiki, qutblanish turlicha bo'lgan nurlanishlarning ikki muhit chegarasiga tushishi φ_1 burchagining φ_1 o'zgarishiga qarab aks etish koeffitsiyenti turlicha bo'lishi mumkin ekan.



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

2.2 - rasmdan ya’na shu narsa ko‘rinib turibdiki, agar yorug‘lik nurlanishi ikki muhit chegarasiga Bryuster burchagi φ_b ostida $\operatorname{tg} \varphi_B = n_0$ (bu erda n_0 - qattiq jisimning sindirish ko‘rsatkichi) shart bajarilgan holda tushayotgan bo‘lsa, qutblanishning R tashkil etuvchisi uchun aks etish koeffitsiyenti nolga teng bo‘ladi. Yorug‘lik nurlanishini 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 quydagicha: aks etgan nurlanishni beruvchi ikkilamchi manba vazifasini bajaruvchi qattiq jisimdagi 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, uning o‘qi bo‘ylab tarqalayotgan nurlanish uchun Bryuster burchagi ostida joylashgan shisha plastinkalar bilan yopiladi. Bunda bu shisha plastinkadan o‘tayotgan yorug‘lik nurlanishi elektr maydon $\vec{E}$ kuchlanganligi tebranishning R tashkil etuvchisi S tashkil etuvchisiga nisbatan kam susayadi va shuning uchun yorug‘lik nurlanishning optik rezonator kuzgulari 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.

2.4. Lazerlarning ba’zi parametrlari

Lazerlar 4 xil bo‘ladi. Ularning aktiv elementi qanday bo‘lishiga qarab lazerlar guruxlarga bo‘linadi:

1. Qattiq jisimli lazerlar.
2. YArim o‘tkazgichli lazerlar.
3. Gazli lazerlar.
4. Suyuq elementli lazerlar.

Bundan tashqarii xosil qiladigan nurlanish xarakteriga qarab lazerlar uzluksiz yoki impulsli lazerlarga bo‘linadi.

Lazerlarning nurlanishi asosan optik diapazonda bo‘lib ultrabinafsha nurlaridan boshlab infraqizil va submillimetrli to‘lqin uzunliklarigacha bo‘lgan diapazonda joylashgandir.

Lazer nuri energiyasi asosan impulsli lazerlarda juda katta qiymatga ega bo‘ladi, lekin uzluksiz nurlantiradigan lazerlarning nurlanish energiyasi xam kattaqiymatlarga ega bo‘ladi.

Quyidagi jadvalda har xil lazer qurilmalarining ba’zi parametrlari berilgan:

Lazer turi	Aktiv elementi	To‘lqin uzunligi, mkm	Ish rejimi	Nurlanish quvvati	Impels-larning takrorlanish chastotasi, gts	Impuls davom etish vaqti	F.I.K. %	Qullanishi
Gazli lazerlar	He-Ne	0,63	Uzluksiz	0,5-50 mvt	-	-	0,01-0,1	Meditsinologografiya Sistemaza piye

	CO ₂ -N ₂	10,6	Uzluksiz	1- 1,5·10 ⁴ vt	-	-	20 gacha	Lazernaya texnologiy a
		10,6	Impulsi	10- 5·10 ³ vt	2,5·10 ⁴ ga cha	0,006-100 mks	6 gacha	Vaen.pro.
	Ar	0,33-0,53	Uzluksiz	0,01-20 vt	-	-	0,01-0,1	-
	DF (ximik)	3,5-4	Uzluksiz	1-1·10 ⁴ vt	-	-	-	Aloqa
	KrF (eksimer)	0,249	Impulsi	20-250 vt	10 ³ gacha	4·10 ⁻³ -1 mks	0,03-2	Mikroelekt ron texnologiy a
Suyuq lazer	Organichesk iye krasiteli	0,25-1,01	Kvazi uzluksiz	0,1-3 vt	10 ⁸	<1 ps	30-60	Spektrosko piya, meditsina, nauch.issl.
Qattiq jismli	Alyumoittri yeviy granat s neodimom AIG:Nd ^Q	1,06	Uzluksiz	0,05-10 ³ vt	-	-	1-3	Lazernaya texnologiy a
		1,06	Impulsi erkin generatsiy ali	20-600 vt	1-300	0,1-10 ms	1-2	-
		1,06	Impulsniiy					

2-bobning xulosalari

Shunday qilib, ushbu bobda lazer nurining asosiy xossalari ko'rib chiqildi va quyidagi xulosalarga kelindi:

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 emperik formulani keltirib chiqardi.

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.

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 maksimal qiymatiga erishadi.

Lazer nurlanishi o'ta monoxromatik bo'lgani sababli, u kvant kuchaytirgichni o'tish jarayonida monoxromatiklik xususiyatini yanada yaxshilaydi.

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 nurlanish berdiradi va bu jarayonda elektromagnit nurlanishning kogerent kuchaytirilishi ro'y beradi.

3-BOB. NANOLAZERLARNING TUZILISHI VA ISHLASH PRINSIPI

3.1. Nano'lchamli obyektlar

Aytish mumkinki, keyingi yillarda qattiq jismlar fizikasidagi ilmiy tadqiqotlar yo'nalishi fazoviy kristallarni o'rganishdan hech bo'lmaganda bitta o'lchami juda kichik bo'lgan strukturalarni o'rganishga burildi. Tayyorlanishi nisbatan oson bo'lganligi uchun tadqiqotchilarning diqqati avval yupqa plenkalarga qaratildi, ularning qalinligi elektronlarning qattiq jismlardagi de Broyl to'lqin uzunligi tartibida edi. Bu tadqiqotlar Xoll kvant effekti kabi muxim xodisalarning kashf etilishiga olib keldi.

Nanolazerlar — bu o'lchami $\sim 10^{-9}$ tartibida bo'lgan yarimo'tkazgichli nanogeterostrukturalardir. Geterostruktura ikki ximiyaviy tarkibga ega bo'lgan materialdan yasalgan monokristaldir: yarimo'tkazgichga shunday yod qatlam joylashtirilganki, turli materiallar orasidagi chegarada umuman nuqson yo'q. Aynan shunga anchadan erisha olinmayotgan edi.

Yarimo'tkazgichli lazerlarning rivojlanishi yupqa plenkalardagi kvant o'lchamli effektlar bilan bog'liq bo'lib, chegaraviy tok olishga erishildi. Tor zonali qatlamda potensial zaryad tashuvchilar soxasi qalin edi. Agar qatlamni yanada yupqalashtirilsa, yupqa benzin plenkada elektron yorug'lik kabi boshqa elektronlar bilan interferentsiyalashadi. Amalda bu geterolazer yorug'lik oqimining kuchayishiga olib keladi, bu uni axborot saqlashda ishlatilishiga imkon beradi. Nanolazerlarnng yangi fizik hususiyatlari CD disklarga o'ta kattta ma'lumotlarni yozishga imkon yaratadi.

Ch.Liber boshchiligidagi amerikalik olimlar yarimo'tkazgichli chiplarda qo'llanilishi mumkin bo'lgan sulfid kadmiyli yarimo'tkazgich materialdan bir trubkali o'ta kichik minilazerlar yaratishdi. Bu nanotrubkalar kelgusida axborot texnologiyalarida qo'llanilib, kompyuterlarni o'ta kompakt va o'ta tezkor qilishga imkon beradi.

Lazerlar hozirgi kunda telekommukatsiya soxalarida va meditsinada keng qo'llanilmoqda. Lekin ularning o'lchamlarini kichraytirish ularni qo'llash

soxalarini yanada kengaytirishga yordam beradi.



3.1-rasm

Hozirgi lazerlarning o'lchami juda katta bo'lganligi uchun ularni yarimo'tkazgichli chiplarda qo'llash mumkn emas, lekin nanomasshtablarga o'tish bu muammoni hal qilishga imkon yaratadi. Bir qancha olimlar guruhlar nanolazerlar yaratishga erishdilar, lekin ularni yoqish va o'chirish uchun optik damlash kerak, buning uchun esa boshqa lazerlar ishlatilmoqda. Buning uchun shuningdek, elektr tokidan ham foydalanilmoqda.

Ch.Liber guruxi yaratgan kremniy taglikka o'rnatilgan sulfid kadmiyli nanotoladan tayyorlangan lazerda elektr tokidan foydalaniladi. Bu yerda elektr kontakti nanotola sirtiga metal o'tkazgich qatlami orqali amalga oshiriladi. Agar bu kontaktga kuchlanish berilsa, struktura bo'ylab tok o'ta boshlaydi va nanotola chekkalari 490 mkm li moviy-zangori yorug'lik chiqara boshlaydi.

Tok ma'lum qiymatga erishganda nurlanish o'ta monoxrom bo'lib qoladi va bu nurlanish lazer ekanligini ko'rsatadi. Nitrid galliy va fosfid indiy kabi boshqa yarimo'tkagich materiallardan foydalanilsa, ultrabinafsha nurlardan infraqizil nurlargacha bo'lgan butun spektrni qamrab oluvchi lazerlarni olish mumkin.

Bu lazerlar hali bir qator kamchiliklarga ega bo'lsa ham, ularni ularni ximiyaviy va biologik sensorlarda, mikroskopiyada va lazerli xirurgiyada

qo'llanish boshlandi.

Svetodiodli geterostrukturalar olish uchun qo'llaniladigan nanostrukturali texnologiyalar yorug'lik berish bo'yicha rekord xarakteristikalarga ega bo'lgan baquvvat yarimo'tkazgichli yorug'lik manbalari olishga imkon bermoqda. Biz yorug'lik texnikasi sohasida revolyutsion o'zgarishlar bo'sag'asida turibmiz: kuchli oq svetodiodlar cho'g'lanish lampalari va lyumenistsentsion lampalarni butunlay siqib chiqaradi.

Yarimo'tkazgichli yorug'lik manbalari odatdagi manbalarga nisbatan quyidagi afzalliklarga ega:

Umumiy yoritish uchun elektr energiya iste'molini 5-7 marta kamaytiradi;

Lampalarning ishlash muddati 50000 soat bo'lganligi uchun tannarx 4-5 marta kamayadi;

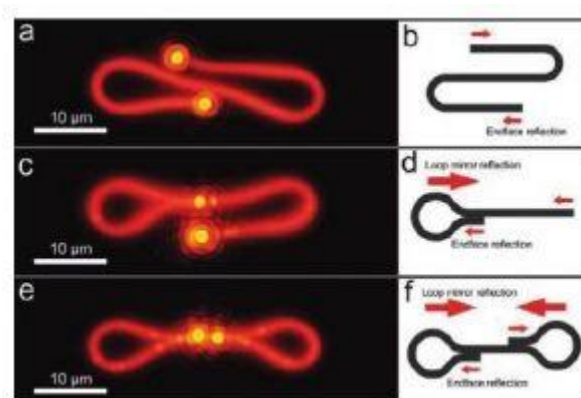
Insonga elektromagnit nurlanishning salbiy ta'siri umuman bo'lmaydi;

Past kuchlanish (36 V dan kam) ga o'tilganligi uchun elektro xavfsizlik;

Ekologik toza va yoritish qurilmalarining xavfsizligi.

Yarimo'tkazgichli svetotexnika energiya tejankor texnologiya bo'lganligi uchun keyingi yillarda barcha davlatlarda keng rivojlanmoqda. Bu davlatlar orasida Xitoy birinchi, Osiyo mamlakatlari ikkinchi, yevropa mamlakatlari uchinchi, Amerika to'rtinchi o'rinda bormoqda.

Yarimo'tkazgichli yoritish issiqlik kam ajralgani va o'lchami kichik bo'lganligi uchun aviatsiyada va temir yo'l transportida keng qo'llanilmoqda.



3.2-rasm

Diametri lazer nurining to'lqin uzunligidan kichik bo'lgan egilgan ipdan

nanolazer yaratildi.

Xitoylik olimlar tomonidan taklif etilgan bu yangilik o'ziga xos sodda yechimga ega: bu «nanolazer» faqat bitta ipdan tashkil topgan va sozlanuvchi bitta modadan iborat. Uning bu hususiyati katta amaliy ahamiyatga ega. Nanolazer unga tushayotgan chastotasiga va fazoviy xarakteristikalariga mos keluvchi nur chiqaruvchi rezonatordan tashkil topgan. Lazerlarlar odatda bir necha modalardan tashkil topgan bo'ladi. Bir modali lazerlar ortiqcha energiyani boshqa modalarga sarf qilmay, uzoq aloqa va lazerli payvandlash kabi mas'ul joylarda qo'llaniladi.

Nanolazerning nurlanish chastotasi ko'rish spektrining eng yuqori chegarasida joylashgan – 738 nm. Ipning diametri bor yo'g'i 200 nm, uzunligi esa 50-75 mkm. Lazer ishga tushishi uchun ma'lum chastotali boshqa lazer bilan qo'zg'otiladi. Ipdagi bir juft halqalarning o'lchamlarini o'zgartirib, lazerning chastotasini o'zgartirish mumkin.

Olimlar hozircha 10 nanometrli oltin nanozarralardan tashkil topgan va atrofida 6 nanometrli kremniy qobiq hosil qilingan hamda bo'yagich bilan to'ldirilgan nanolazer tayyorlashdi. Nanolazerlar “foton kristall” deb ataluvchi yupqa qattiq plenkaga joylashtirildi, bu kristall lazer generatsiyasi chegarasini pasaytirishga va lazer nurini bir omonga yo'naltirishga imkon beradi. Bunday struktura AQSHlik olimlar tomonidan suyuq fazada olingan, lekin amaliy qo'llash uchun qattiq plenkali lazerlar katta ahamiyatga ega.

Bunday nanolazerli monitorlar boshqa monitorlarga nisbatan ishonchliligi va ishlash muddati, ravshanligi va tasvir sifati bo'yicha ancha ustunliklarga ega. Bu bilan nanolazerlarning imkoniyatlari tugamaydi.

Bu nanolazerning o'ziga xos hususiyati uning o'lchami nurlovchi lazerning to'lqin uzunligidan ham kichik. Uning o'lchami viruslarning o'lchamlari tartibida, bu biomeditsinada bir qadam olg'a bosishga imkon yaratadi. Bu nanolazerlar alohida xujayralar va hatto molekulalarni tadqiq qilishga imkon beradi.

Nanolazerlar o'ta tez nanoelektronikaning yangi avlodini yaratishga yordam beradi, bu yerda lazer elektr tokining o'rnini egallaydi. Bundan tashqari, nanolazerlarni metamateriallar yaratishda qo'llash muhokama qilinmoqda. Ular

yordamida “ko’rinmaslik” effektiga erishish mumkin. Yorug’lik foton kristaldan o’tganda hech qanday to’siqqa uchramaydi va ob’ekt ko’rinmaydi!

Hech bo’lmaganda bitta o’lchami 10-100 nm atrofida bo’lgan qattiq jismlar nanoo’lchamli jismlar deyilib, ularda Xoll kvant effekti, Kulon blokadas, kvant o’tkazuvchanlik kabi effektlar kuzatiladi. Agar nanoo’lchamli jismning bitta o’lchami nanometr tartibida bo’lsa, bunday ob’ekt ikki o’lchamli ob’ekt yoki kvant o’ra deyiladi. Agar nanoo’lchamli jismning ikkita o’lchami nanometr tartibida bo’lsa, bunday ob’ekt bir o’lchamli ob’ekt yoki kvant sim deyiladi. Agar nanoo’lchamli jismning barcha o’lchamlari nanometr tartibida bo’lsa, bunday ob’ekt nol o’lchamli ob’ekt yoki kvant nuqta deyiladi.

Hozirgi zamon optoelektronikasida yarimo’tkazgichlarning o’ta yupqa nanometrli qatlamlari ishlatilmoqda. Boshqa qiziqarli strukturalar ikki xil taqiqlangan zonasiga ega bo’lgan yarimo’tkazgichlar orasidagi getroo’tishlar orqali olinishi mumkin. Ikkala xoda ham elektronlar uchun potensial o’ralar yuzaga keladi. Agar bu o’ralarning kengligi de Broyl to’lqin uzunligi tartibida bo’lsa, o’radagi elektronlarning energetik sathlari kvantlana boshlaydi. Bunday geteroo’tishlar o’ta tez ishlovchi tranzistorlar tayyorlash uchun asos bo’ldi.

Amalda eng ko’p qo’llanilayotgan ikki o’lchamli yarimo’tkazgichli struktura ikki tomonidan $Al_xGa_{1-x}As$ bilan o’rab olingan nanoo’lchamli GaAs plenkadan tashkil topgan. Bunda balandligi elektronlar uchun 0.2 eV, kovaklar uchun 0.4 eV bo’lgan potensial o’ra paydo bo’ladi. 3.3.-rasmdan ko’rinib turibdiki, o’raga perpendikulyar yo’nalishda to’siq bo’lganligi uchun zaryad tashuvchilar bu yo’nalishda harakatlana olmaydi, lekin boshqa yo’nalishlarda ular erkin bo’ladilar va harakat chegaralanmagan.

Bir yo’nalishi chegaralangan sistemalarda, kvant mexanikasidan ma’lumki, elektronning to’lqin funksiyasi va energetik sathlari

$$\Psi_n(z) = (2/a)^{1/2} \sin \frac{\pi n z}{a} \quad (3.1)$$

$$E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m^* a^2} n^2 \quad (3.2)$$

ifodalar orqali aniqlanadi, bu yerda m^* - elektronning effektiv massasi, a -

potensial o'ra kengligi. Bu ifodalardan bir qancha muxim xarakteristikalar kelib chiqadi. Birinchidan, m^* , a - kattaliklarning kichik qiymatlarida kvant effektlar yuzaga keladi. Qaralayotgan nanostrukturalarda (GaAs) $m^* = 0.067m_0$ (m_0 — erkin elektron massasi). Boshqacha aytganda kvant effektlar harakatchanlik yuqori bo'lgan sistemalarda kuzatiladi. Bundan tashqari kvant o'lchamli effektlar zaryad tashuvchilarning o'rtacha issiqlik energiyasi kT tartibida bo'lgan past temperaturalarda yaxshi kuzatiladi.

Elektronning to'la to'lqin funksiyasini barcha yo'nalishlardagi to'lqin funksiyalar ko'paytmasi shaklida tasavvur qilamiz

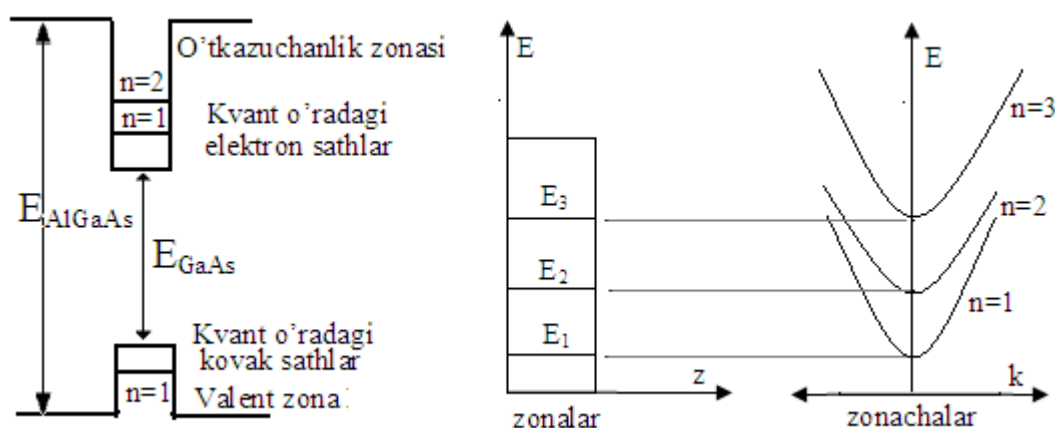
$$\Psi = \Psi_x \Psi_y \Psi_z \quad (3.3)$$

bu yerda Ψ_x , Ψ_y - x va y yo'nalishlaridagi erkin elektron uchun SHredinger tenglamasining yechimlari, ya'ni yassi to'lqinlar, Ψ_z esa to'g'ri burchakli potensial o'ra uchun SHredinger tenglamasining yechimi.

Yuqoridagilarni hisobga olgan xolda elektronning to'la energiyasini

$$E(k_x, k_y, k_z) = \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2) + \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m^* a^2} n^2 \quad (3.4)$$

ko'rinishda yozish mumkin, bu yerdagi k_y , k_z lar davriy chegaraviy shartlarni qanoatlantiradi.



3.4-rasm

3.4-b rasmda elektronlarning z yo'nalishdagi energiyasining diskret qiymatlari, 3.4-v rasmda esa $E(k)$ bog'lanish tasvirlangan ($p = \hbar k$). E ning har bir diskret qiymati uchun zonachalar aniqlangan. Bunda elektronlarning minimal energiyasi noldan farqli ekanligi muxim ahamiyatga ega. Bu klassik mexanika

qonunlariga zid, lekin kvant mexanikasi qonunlariga mos keladi. Qaralayotgan sistema uchun $E = E_1$ nolinchisi energiya deyiladi.

Qattiq jism fizikasidan ma'lumki, moddalarning juda ko'p fizik xarakteristikalarini (optik yutilish, zaryadlar ko'chishi kabi) energetik spektrga va holat zichligi funksiyasining ko'rinishiga bog'liq bo'ladi. Ma'lumki, uch o'lchovli sistemada bu funksiya parabola ko'rinishida bo'ladi. Ikki o'lchovli holda xolat o'zgaradi. Uch o'lchovli xoldagidek, ikki o'lchovli xolda k_y , k_z kattaliklar $2\pi/L$ davrga ega bo'lgan ruxsat etilgan qiymatlarga ega bo'ladi. A-fazoda k va $k+dk$ lar bilan chegaralangan halqa ichida holatlar soni

$$n_{2D}(k)dk = 2\pi k dk / (2\pi/L)^2,$$

yuza birligidagi xolatlar soni esa

$$n_{2D}(k) = k/2\pi \quad (3.5)$$

ifodalar orqali aniqlanadi. Zonachadagi energiyalar bo'yicha xolatlar zichligi funksiyasini hisoblash uchun $n_{2D}(E)$ funksiyani hisoblash kerak, bunda $n_{2D}(E)\delta E$ kattalik δE diapazondagi xolatlar soniga teng bo'ladi. Energiyalar bo'yicha xolatlar zichligi va to'lqin vektorlar

$$n_{2D}(E)\delta E = n_{2D}(k)\delta k \quad (3.6)$$

munosabat orqali bog'langan, bu yerda $E = \hbar^2 k^2 / 2m^*$. (3.6) ifodani differentsiallab va (3.5) ga qo'yib, elektronlar spinini hisobga olgan holda

$$n_{2D}(E) = m^* / \pi \hbar^2 \quad (3.7)$$

ifodani olamiz.

Aytib o'tish joizki, ikki o'lchovli xol uchun xolatlar zichligi funksiyasi doimiy bo'lib, energiyaga bog'liq bo'lmaydi. Ikki o'lchovli xol uchun to'la xolatlar zichligi funksiyasi bir xil balandliklarga ega bo'lgan pog'onalardan tashkil topgan. 3.1-v rasmdan ko'rish mumkinki, 0 va π oralig'idagi energiyalar taqiqlangan. Energiyaning $E_1 < E < E_2$ intervalida elektronlar $n = 1$ zonachada joylashishlari mumkin, 3.7 ifodadan ko'rinib turibdiki, xolatlar zichligi funksiyasi $m^* / \pi \hbar^2$ ga teng. Energiyaning $E_2 < E < E_3$ intervalida elektronlar bir vaqtda ikkita zonachada bo'lishlari mumkin, xolatlar zichligi funksiyasi esa ikkiga ko'payadi,

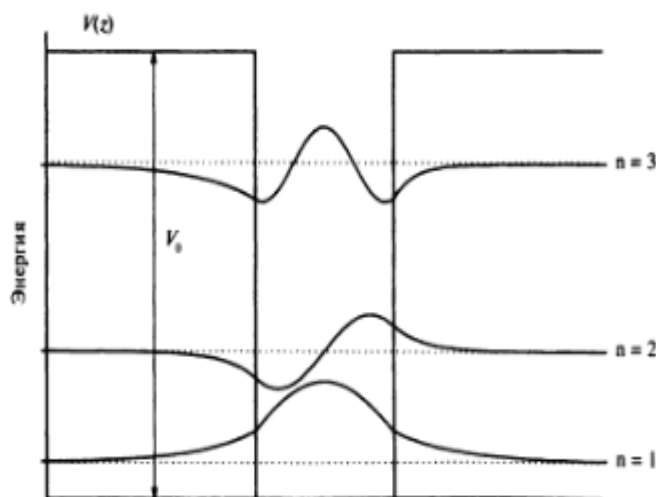
ya'ni $2m^*/\pi\hbar^2$ va h.k. $n_{2D}(E)$ funksiyaning pog'onasimon xarakteri optik yutilishlarni o'lchash orqali tasdiqlanadi.

Kinetik energiyaning nisbiy ulushi va zonacha nomeriga bog'liq bo'lib (3.4) tenglama orqali tavsiflanadi. Masalan bir xil energiyaga ega bo'lgan elektronlar zonachalarda turli energiyalarga ega bo'ladi.

3.2. To'g'ri burchakli potensial o'ra

Ikki tomoni AlGaAs plenkalar bilan o'ralgan GaAs nanostrukturada potensial to'siq balandligi cheksiz deb faraz qilib, elektronlar va kovaklarning harakatini o'rganib, biz to'liq funksiyalar va energetik xolatlar uchun berk yechimlar sistemasiga ega bo'ldik. Real materiallarda potensial to'siq balandligi chekli bo'ladi. Lekin amaliy maqsadlarda cheksiz balandikka ega bo'lgan potensial to'siq uchun chiqarilgan yechimlardan foydalaniladi, bunda o'ta chuqur energetik sathlarga ega bo'lgan elektronlar hisobga olinmaydi.

3.6-rasmdan ko'rinib turibdiki, $E < V_0$ bo'lganda elektronlar bog'langan xolatda bo'ladi, $E > V_0$ bo'lganda esa z yo'nalishda elektronlar erkin harakatlana oladigan delokallashgan xolatda bo'ladi.



3.6-rasm

Sistema o'ra markaziga nisbatan invers simmetriyaga ega bo'lganligi uchun bu nuqtani koordinatalar boshi sifatida tanlash mumkin. O'ra ichidagi bog'langan

xolatlarining to'liq funksiyasi cheksiz o'raniki kabi bo'ladi, ya'ni kosinuslar yoki sinuslar orqali ifodalanib, simmetrikligi yoki nosimmetrikligini saqlaydi. Kvant mexanikasidan ma'lumki, o'ra tashqarisidagi yechim eksponentsial ravishda kamayadi. Shuning uchun umumiy yechim shunday funksiyalar kombinatsiyalari ko'rinishida qidiriladi:

$$\Psi(z) = \begin{cases} D \exp(kz), z < -a/2 \\ C \cos(kz), C \sin(kz), -a/2 < z < a/2 \\ D \exp(-kz), z > a/2 \end{cases} \quad (3.9)$$

Potensial o'ra ichida $k = (2m^*E/\hbar^2)^{1/2}$, tashqarisida esa $k = (2m^*(V_0 - E)/\hbar^2)^{1/2}$

(3.9) tenglamani chiqarishda elektronning effektiv massasi o'ra ichida va tashqarisida bir xil deb faraz qilindi, chunki to'siq va o'ra moddasi (GaAs va AlGaAs) fizik xarakteristikalarini bo'yicha bir-biriga yaqin. Shuningdek, past xolatlar uchun to'siq ichiga kirish ehtimolligi juda kam. Bir xil effektiv massaga ega bo'lganligi uchun to'siq chegarasida to'siq ichidagi va tashqarisidagi to'liq funksiyalar hamda ularning hosilalari teng bo'lishlari kerak. Bu shartlardan transtsendent tenglama olinadi va u sonli usullar yordamida osongina yechiladi. yechimdan ko'rish mumkinki, bir o'lchovli xolda hech bo'lmaganda bitta bog'langan holat bo'ladi. Kuchsiz bog'langan xolatlarda so'nish koeffitsiyenti juda kichik bo'lib, to'liq funksiyaning to'siq ichiga chuqur kirishiga imkon beradi. Kuchli bog'langan xolatlarda esa so'nish koeffitsiyenti katta bo'lib, to'liq funksiyaning to'siq ichiga chuqur kirishiga to'sqinlik qiladi.

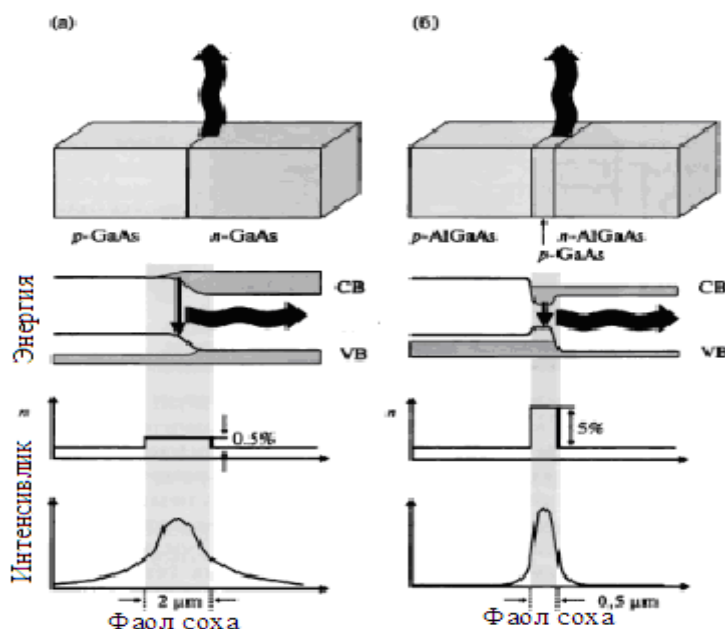
3.3. Geterostrukturali lazerlar

Hozirgi kunda elektron qurilmalar optik qurilmalarga, bitta strukturada elektron va optik qurilmalarni birlashtirishga bo'lgan harakat kuchaymoqda. 60-yillarda gomoo'tishli yarimo'tkazgichli lazerlar kashf qilingach, juft geteroo'tishli lazerlar zaryad tashuvchilar va fotonlar asosida yuqori samaradorlikka va kichik to'yinish tokiga ega bo'lishlari mumkinligi ko'rinib qoldi. 80-yillarda yaratilgan lazerlar to'yinish toki zichligini 50 A/sm² gacha pasaytirishga imkon berdi. Bunday lazerlarning juda ko'pini bitta chipda joylashtirib, displeylar va optik

signallarni qayta ishlashda foydalanish mumkin.

GaAs p-n o'tishida to'g'ri siljishdagi induktsiyalangan nurlanish natijasida yarimo'tkazgichlarda optik kuchaytirish hosil qilinishi mumkin. Bunday strukturalarda invers joylashganlikka ega bo'lgan aktiv zona hosil qilish mumkin, chunki p- va n- materiallarda Fermi kvazisathi valent zona va o'tkazuvchanlik zonalari ichida joylashadi. Lazer ishlashining uzluksizligi to'g'ri siljishdagi o'tishda zaryad tashuvchilarning doimiy injeksiyasi orqali amalga oshiriladi. p-n-o'tishli bir xil materialdan tayyorlangan lazerlar qator kamchiliklarga ega, ulardan biri nurlanuvchi yorug'lik faol zonasining noaniqligi bo'lib, o'lchami taxminan diffuziya uzunligiga to'g'ri keladi.

70-yillarda yaratilgan juft geteroo'tishli lazerlar gomoo'tishli lazerlarga nisbatan nafaqat yuqori samaradorlikka ega, balki to'yinish toki zichligi bir tartibga pastdir. Bu afzalliklari uchun juft geteroo'tishli lazerlar optik aloqa qurilmalarida juda ko'p qo'llanishlarga ega bo'ldi. 3.7-rasmda taqqoslash uchun gomoo'tishli lazerlar va juft geteroo'tishli lazerlarning umumiy ko'rinishlari tasvirlangan. Rasmdan ko'rinib turibdiki, juft geteroo'tishli lazerlar elektronlar va kovaklar uchun potensial o'ralar hosil qilishga hamda elektron va kovaklarning inversion joylashuvini kuchaytirishga imkon beradi. Juft geteroo'tishli lazerlar faol muxitining o'lchamlari hozircha 0,1 mkm ni tashkil etmoqda.



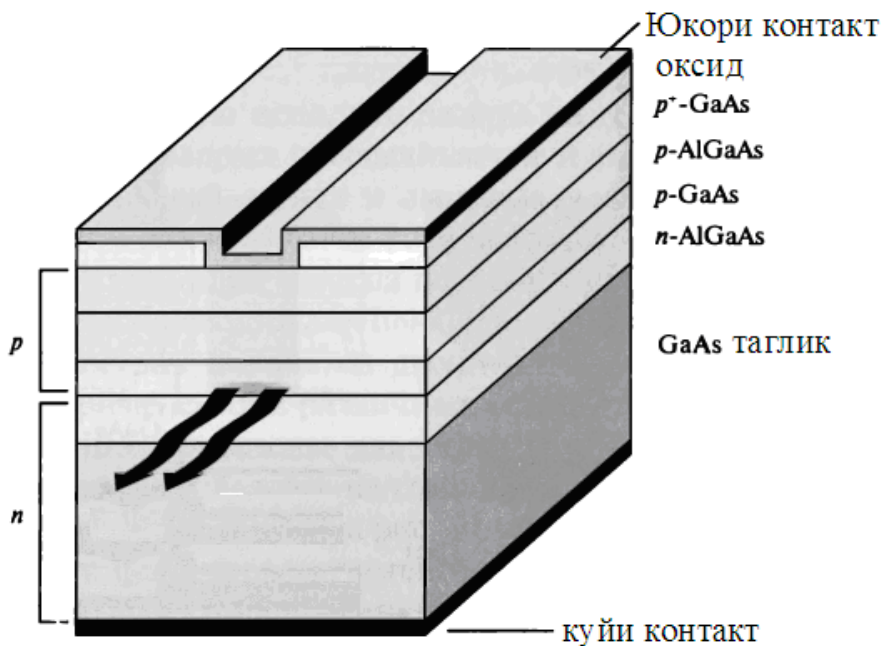
3.7-rasm

Juft geteroo'tishli lazerlar yana bir muxim tomoni GaAs ning sindirish ko'rsatkichi atrof muxit AlGaAs ning sindirish ko'rsatkichidan bir oz (tahminan 5%) yuqoriroq. Bu optik lokalizatsiya hosil bo'lishi uchun yetarli. Optik lokalizatsiya koeffisiyenti

$$G = \int_{\text{faol soxa}} |E(z)|^2 dz / \int |E(z)|^2 dz \quad (3.10)$$

ifoda orqali aniqlanadi, bu yerda $E(z)$ bo'linish sirtiga perpendikulyar yo'nalishdagi elektromagnit to'lqin amplitudasi. Juft geteroo'tishli lazerlarda G ning qiymati birgacha yetishi mumkin.

Juft geteroo'tishli lazerlarning samaradorligini oshirish uchun ko'p xollarda 3.8-rasmdagi konfiguratsiya ishlatiladi. Rasmda pastdan yuqoriga lazerni hosil qiluvchi yarimo'tkazgichli struktura, elektron va kovaklar uchun potensial o'ralar, energetik diagrammalar, sindirish ko'rsatkichining o'zgarishi, optik to'lqinlarning fazoviy lokalizatsiyasi ko'rsatilgan. Rasmdan ko'rinib turibdiki, faol zona o'lchamlari ko'ndalang va bo'ylama yo'nalishlarda ancha kamaygan. Faol zonaning o'ziga xosliklari tufayli bunday lazerlar optik tola kabi qurilmalarga oson ulanishi mumkin. Lazer faol soxasining kengligini 1 mkm gacha, to'yinish tokini 0.01 A gacha kamaytirish mumkin.

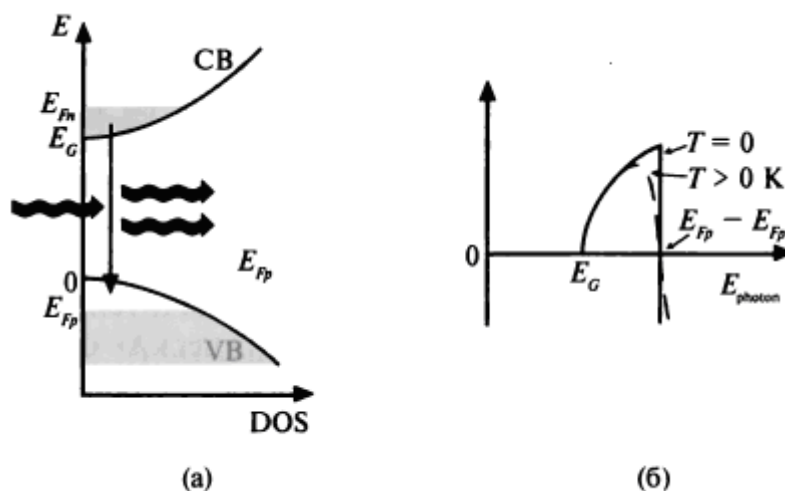


3.8-rasm

Bundan tashqari, vertikal va ko'ndalang yo'nalishlarda optik lokalizatsiyani ta'minlash mumkin. Bunday qurilmalarda Fabri-Pero rezonatorining kengligini past ko'ndalang modli nurlanishlar hosil qilish darjasida kichraytirish mumkin.

3.7b-rasmda ko'rsatilganidek, AlGaAs-GaAs tipidagi juft geteroo'tishli lazerlar zaryad tashuvchilar va optik maydonni kuchli darajada ushlab turishni ta'minlovchi potensial o'ralar yaratishga imkon beradi. Juft geteroo'tishli lazerlar yuqori samaradorlikka ega bo'lganligi, to'yinish tokining pastligi va keng chastotalar dipazonida modulyatsiyalash mumkin ekanligi uchun optik aloqa soxada juda ustuvor qurilmalar hisoblanadi. Bu lazerlarning xarakteristikalarini yanada yaxshilash uchun, ya'ni nurlanish spektrini yanada torroq qilish va nurlanish to'lqin uzunligini o'zgartirish imkoniyatini yaratish uchun kvant o'rali lazerlar yasashga kirishildi. Bu lazerlarning xarakteristikalarini yaxshilash ikki o'lchovli sistemada xolatlar zichligi funksiyasining o'ziga xosliklari va kvant o'raning xarakteristikalari hisobiga amalga oshirildi. Juft geteroo'tishli lazerlarning asosiy kamchiligi ularda zaryad tashuvchilarni ushlab turish va yorug'likning to'lqin taqsimoti yarimo'tkazgichning bitta soxasida yuz beradi. 10.4, a va 10.4, b rasmlarda bu soxani ikki soxaga bo'lishga imkon beruvchi struktura keltirilgan. Bunday strukturalar yarimo'tkazgich birikmalarning ($\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$) tarkibini ($x = 0 \div 0.3$) sekin asta o'zgartish orqali olinishi mumkin, bunda taqiqlangan zona kengligi 1.41 eV dan 2 eV gacha o'zgaradi. Bunday strukturalarda kvant o'ra kenligi 5-10 nm bo'lib, to'lqin effektining samaradorligini oshirish uchun keng rezonatorga joylangan. To'lqin effekti sindirish ko'rsatkichi o'zgaruvchan geterostruktura hosil qilish orqali kuchaytirilishi mumkin. Ko'pincha lazer nurini kuchaytirish uchun bitta o'ra o'rniga juda ko'p o'ralardan foydalaniladi.

Bir kvant o'rali sistemani ko'rib chiqamiz. Ma'lumki, kogerent nurlanish generatsiyasi yuzaga kelishi uchun fotonlar energiyasi ma'lum intervalda bo'lishi kerak, bunda energiyaning quyi chegarasi taqiqlangan zona kengligiga, yuqori chegarasi esa geteroo'tish hosil qiluvchi ikkala yarimo'tkazgich Fermi sathlarining farqiga teng bo'lishi kerak. Qaralayotgan sistema kuchaytirish koeffitsiyentining $h\nu$ ga bog'liqligi 3.9, b. rasmda keltirilgan.

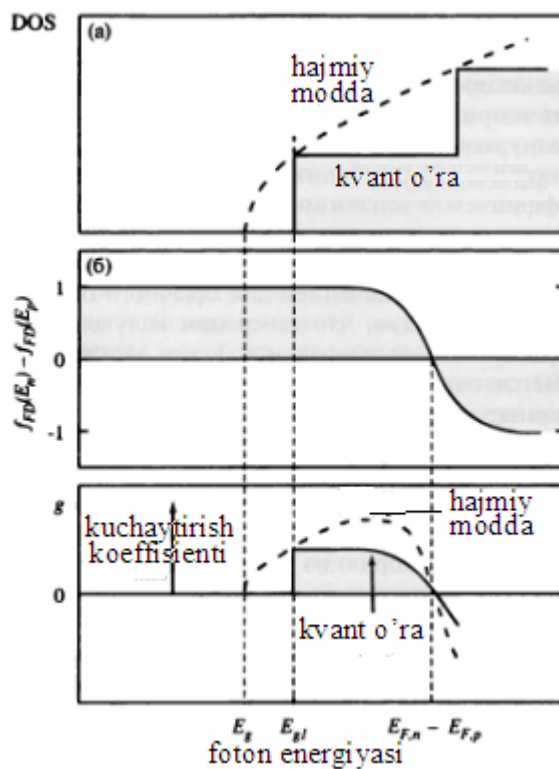


3.9-rasm

Ikki o'lchovli sistemada kuchaytirish ko'effitsiyentini ko'rib chiqamiz va uni elektronlar va kovaklar uchun $p = 1$ sathlar orasidagi o'tishlar natijasida generatsiya yuz beradi deb faraz qilib, odatdagi xajmiy yarimo'tkazgich bilan taqqoslaymiz. Ikki o'lchovli sistemada, uch o'lchovli sistemadan farqli ravishda $y_{\%x} = E_g + E_{cx} + E_{vj}$ energiyada kuchayish yuz beradi. Bunga sabab, hajmiy kristallarda energiyaning qiymati J_g dan yuqori bo'lganda elektronlarning holat zichligi energiyaning kvadrat ildiziga proporsional bo'ladi, ikki o'lchovli sistemada esa holatlar zichligi pog'onasimon funksiya ko'rinishida bo'ladi. Ikkinchi pog'ona o'ta yuqori energiyaga mos kelganligi uchun faqat birinchi pog'ona ko'rib chiqiladi. Kuchaytirish ko'effitsiyentining energiyaga bog'liqligidagi pasayish Fermi taqsimoti bilan bog'liq (3.9-b-rasm). Rasmdan ko'rinib turibdiki, energiyaning qiymati $(E_{fn} - y_{fp})$ bo'lganda $T = 0$ da kuchaytirish ko'effitsiyenti +1 dan -1 ga sakrab o'zgaradi va energiyaning $(E_g + e_{sl} + E_{vj}) \div (E_{fn} - e_{fp})$ qiymatlarida doimiy bo'ladi. Kuchaytirish ko'effitsiyentining bunday tor soxada to'planishi kvant o'rali lazerlarda injeksiya tokining kichik qiymatlarida invers joylashuvni hosil qilish mumkinligini ko'rsatadi.

Faqat o'tkazuvchanlik zonachasidan bitta va valent zonachasidan bittasi to'ldirilgan deb faraz qilib, kuchaytirish ko'effitsiyentining fotonlar energiyasiga bog'liqligini hisoblaymiz. Bunda Fermi kvazisathlari injeksiyalangan elektronlar va kovaklar kontsentratsiyasi bo'yicha yoki zonalararo o'tish matritsa elementlari bo'yicha

hisoblanishi mumkin. Agar relaksatsiya vaqti τ kiritilsa, kuchaytirish koeffitsiyenti tok zichligi orqali ifodalanishi mumkin $J = endx\tau$, bu yerda d — faol zona kengligi, τ esa rekombinatsion nurlanish tezligini o'lchash orqali aniqlanadi. Bunda nurlanish rekombinatsiya va tok isrofini ham hisobga olish kerak bo'ladi. 3.10-rasmda [2] ishda olingan kuchaytirish koeffitsiyenti tasvirlangan. Kvant o'ralar soni n_w ta va har bir o'ra uchun kuchaytirish koeffitsiyenti g_w bo'lgan ko'p kvant o'rali struktura kuchaytirish koeffitsiyentining to'la injeksion tokka bog'liqligi 3.10.b-ramda tasvirlangan.

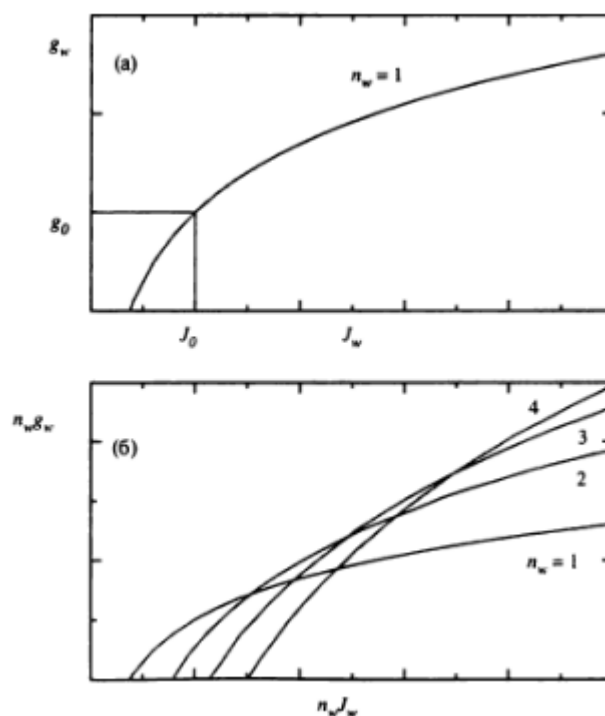


3.10-rasm

Rasmdan ko'rinib turibdiki, kuchaytirish koeffitsiyenti p ga proporsional bir xil oraliqlarda musbat bo'ladi. Bir va ko'p kvant o'rali strukturalarning kuchaytirish koeffitsiyentlarini taqqoslash mumkin. Agar past to'yinish tokidan foydalanish kerak bo'lsa bir kvant o'rali, yuqori differentsial kuchaytirish kerak bo'lsa, ko'p kvant o'rali strukturalardan foydalanish maqsadga muvofiqligi rasmdan ko'rinib turibdi.

Kvant o'rali lazerlar juft geteroo'tishli lazerlarga nisbatan faol zonada zaryad tashuvchilar rekombinatsiyasining yuqori tezligi tufayli yuzaga keladigan ko'zgu chegaralari degaradatsiyasiga ancha chidamli hisoblananib, yuqori samaradorlikka va

kam ichki yo'qotishlarga ega. Kvant o'rali lazerlarning asosiy yutug'i optik aloqaning yuqori tezlikka ega bo'lgan qurilmalarida yuqori differentsial kuchaytirishi bo'lib ($G = dg/dJ$), 10^{-1} sm mA $^{-1}$ gacha yetadi va bu juft geteroo'tishli lazerlarga nisbatan 1 tartibga yuqoridir.



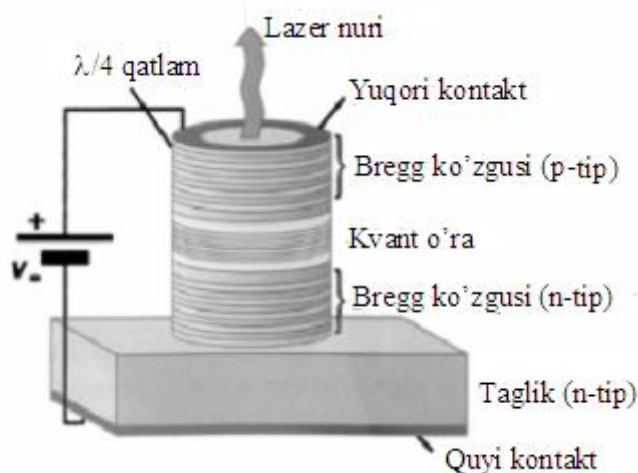
3.11-rasm

Bunday qurilmalarning yuqori tezlikda ishonchli ishlashi geterostrukturalarning lokalizatsiya soxasini optimal bo'ligni taqozo etadi. Bu muammoning yechimlaridan biri elektr maydon kiritish bo'lib, soxa ichida zaryad tashuvchilarning ushlab turish va ozod qilish vaqtlarini ancha kamaytirishga imkon beradi, bu zaryad tashuvchilarning fazoviy lokalizatsiyasiga va yorug'lik nurlanishiga olib keladi. Bunday lazerlarning modulyatsiya chegarasi 30 GGts gacha yetkazilishi mumkin.

3.4. Vertikal rezonatorli lazerlar

Vertikal rezonatorli sirtiy lazerlarning o'ziga xos xususiyati shundaki, ularda yorug'lik getroo'tishga perpendikulyar yo'nalishda nurlanadi. Bunday geometriya bu qurilmalarni plastinkalar sifatini oson tekshirish, bitta chipda juda ko'p

(milliontagacha) nurlanuvchi strukturalar massivi yaratish, optik tola qurilmalariga ulash va chiplar orasida optik aloqa o'rnatishga imkon beradi.



3.12-rasm

3.12-rasmda vertikal rezonatorli sirtiy lazerning tuzilishi tasvirlangan, unda vertikal rezonator tok yo'nalishida joylashtirilgan, faol soxa juda kichik bo'lib, yorug'lik faqat asosdan nurlanadi. Faol qatlam yuqoridan va pastdan chorak to'lqin uzunligadagi qalinlikka ega bo'lgan, katta va kichik sindirish ko'rsatkichiga ega bo'lgan samarali dielektrik ko'zgular bilan o'ralgan. Bunday dielektrik ko'zgular λ qaytuvchi to'lqinlar uchun yuqori tanlash qobiliyatiga ega bo'lgan taqsimlangan bregg qaytargichlaridan tashkil topgan. Bunda

$$n_1d_1 + n_2d_2 = \lambda/2$$

munosabat bilan aniqlanuvchi konstruktiv interferentsiya yuzaga keladi. Bregg ko'zgularining qaytarish koeffitsiyenti juda ko'p qatlamlar ishlatilganda 99% gacha yetkazilishi mumkin. Yuqori qaytarish koeffitsenti rezonatorning kichik o'lchamlari tufayli yuzaga keladigan faol zonaning past optik kuchayishini kompensirlashga imkon beradi. Lokalizatsiya 3.12-rasmda ko'rsatilganidek, bregg ko'zgularining yuqori sirtini silliqdash yordamida mezostruktura yaratish orqali olinishi mumkin. Ma'lumki, bregg ko'zgulari orqali zaryad tashuvchilar injeksiyasi faqat ular yarimo'tkazgich materialdan tayyorlanganidagina bo'lishi mumkin. Material dielektrik bo'lganida zaryadlar injeksiyasi xalqasimon kontaktlar yordamida amalga oshirilishi mumkin.

Faol soxa juda yupqa (100 nm) bo'lib, turg'un to'lqinlar maksimumlarida joylashgan bir necha kvant o'ralardan tashkil topgan. Kvant o'rali soxa ikki tomondan $L \sim \lambda/p$ vertikal rezonatorli lazer yuzaga keladigan qatlam bilan o'ralgan. Bunda strukturaning faol soxasida doimiy amplitudali bitta butun to'lqin va ko'zgularda so'nuvchi to'lqinlar yuzaga keladi, chunki qaytarish ko'effitsiyenti yuqori bo'lganligi uchun bu soxada to'lqinlar tarqalishi taqiqlangan.

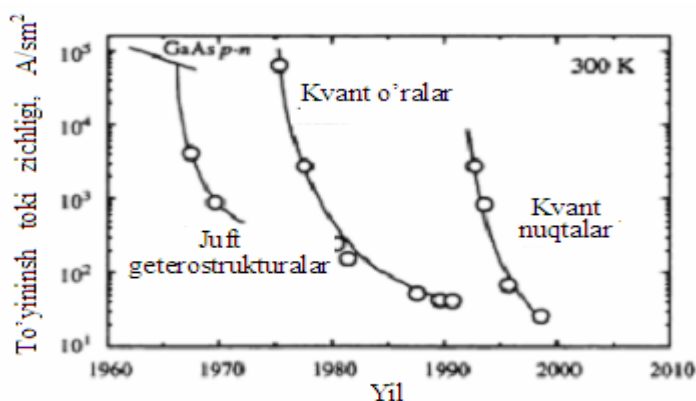
Vertikal rezonatorli lazerlarning bo'ylama lazerlardan asosiy afzalligi shundaki, ulardagi rezonator uzunligining kichikligi optik modlarning bo'linishiga imkon beradi. Modlarning chastotaviy bo'linishi 10^{13} Gts atrofida bo'lib, maksimal qaytarishga mos keladi va bir modli generatsiya olishga imkon yaratadi. Odatdagi lazerlar rezonatorining uzunligi ikki tartibga katta bo'lib, modlarni bo'lishni chegaralaydi. Vertikal rezonatorli lazerlar mikrolazerlar deyiladi. 3.12-rasmda ko'rsatilgan strukturada milliondan ortiq injeksion mikrolazerlar bitta chipda joylashtirilgan bo'lib, o'ta quvvatli optik nurlanish manbalarini yaratishga imkon beradi, bu hisoblash texnikasi va optik aloqa qurilmalarida qo'llanilishi mumkin.

Yarimo'tkazgichli kvant nuqtalar va kvant simlarni qo'llashning eng ustuvor yo'nalishlaridan biri lazerli diodlar yaratishdir. 1976 yilda bashorat qilingan ediki, zaryad tashuvchilarning lokalizatsiya darajasini oshirish lazerli diodlarning xarakteristikalarini hajmiy materiallardan tayyorlangan diodlarga nisbatan ancha oshiradi. Nazariy tasavvurlardan ma'lumki, kvant nuqta va kvant simlardagi lazerlar juft geteroo'tishli va kvant o'rali lazerlarga nisbatan yuqori kuchaytirish ko'effitsiyentiga, kichik to'yinish tokiga, yuqori ishlash stabilligiga va juda tor patski nurlanish chizig'iga ega bo'ladi. Real kvant nuqtalar va kvant simlar o'lchamlar dispersiyasidan va o'rab olgan zaryad tashuvchilar nuqsonlaridan xoli bo'lmaganligi uchun kvant nuqtali va kvant simli lazerlarning xarakteristikalari nazariy xarakteristikalardan ancha uzoq bo'ladi. Lekin sirt sifati va simlar birjinsliligini yaxshilash va yuqori lokalizatsiya ko'effitsiyentiga ega bo'lgan optik rezonatorlar ishlab chiqish bo'yicha kvant strukturalarni o'stirish texnologiyasi uzluksiz rivojlanib bormoqdaki, bu soxadagi ilmiy izlanishlar o'zining qiziqarli va dolzarb ekanligi yo'qotmayapti.

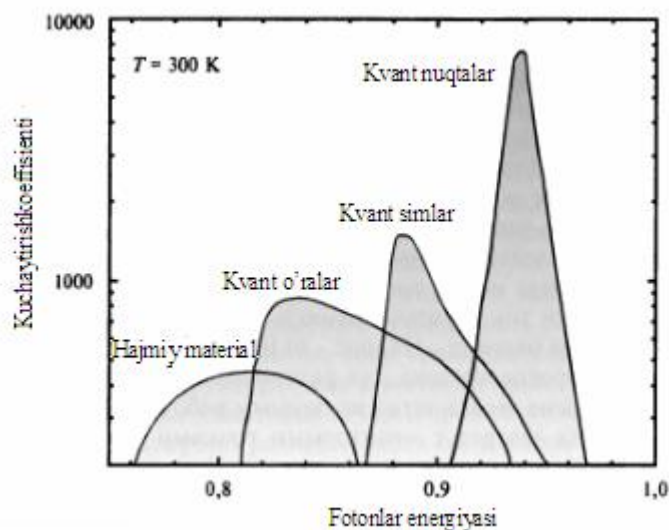
Kvant nuqtalardagi zaryad tashuvchilarning harakati barcha uch yo'nalishlar

bo'yicha chegaralangan va bu moddaning elektron xossalari kvantlashishiga olib keladi. Kvant nuqtalarni optik qurilmalarda ishlatish uchun o'tkazuvchanlik zonasi elektronlarini va valent zonasi kovaklarini bitta fazoviy soxada joylashtirish kerak bo'ladi. YArimo'tkazgichli kvant nuqtalar uchun xolatlar zichligi funksiyasi elektron va kovaklarning diskret energetik sathlari orasidagi o'tishlarga mos keluvchi o'tkir maksimumlarga ega bo'ladi, sath tashqarisida zichlik juda kichik bo'ladi. Ko'p xollarda kvant nuqtalarning elektron strukturalari alohida atomlarning elektron strukturalariga o'xshaydi, shuning uchun kvant nuqtali lazerlar oddiy ionli gazli lazerlarga o'xshaydi. Lekin kvant nuqtali lazerlar va ularning elektron strukturalari strukturani boshqarish, materialni, o'lcham va shaklni tanlash imkoniyatiga ega.

Dastlabki ikki energetik sathlari orasidagi farq issiqlik energiyasidan biroz ortiq juda kichik o'lchamli kvant nuqtani ko'rib chiqamiz ($E_{2e} - E_{1e} \gg kT$, $E_{2p} - E_{1p} \gg kT$). Bunday sistemada injeksiyalanuvchi elektronlar va kovaklar faqat pastki sathlarni egallaydi va bu elektronlar E_{1e} va E_{1p} o'tishlarda ishtirok etadi, bu to'yinish tokini pasaytirishga imkon yaratadi. 3.13-rasmda [4] ish bo'yicha so'nggi yillarda yaratilgan turli lazerlar uchun to'yinish toki zichligining qiymatlari keltirilgan. Rasmdan ko'rinib turibdiki, kvant nuqtali lazerlarda to'yinish toki zichligining qiymati eng kichik. Agar sistemaning issiqlik energiyasi birinchi va ikkinchi energetik sathlar farqidan pastda bo'lsa, kvant nuqtali lazerning nurlanish chizig'i o'tkir bo'ladi va temperaturaga bog'liq bo'lmaydi, ya'ni kvant nuqtali lazerlar temperatura stabiligiga imkon beradi va sovutishni talab qilmaydi.



3.13-rasm



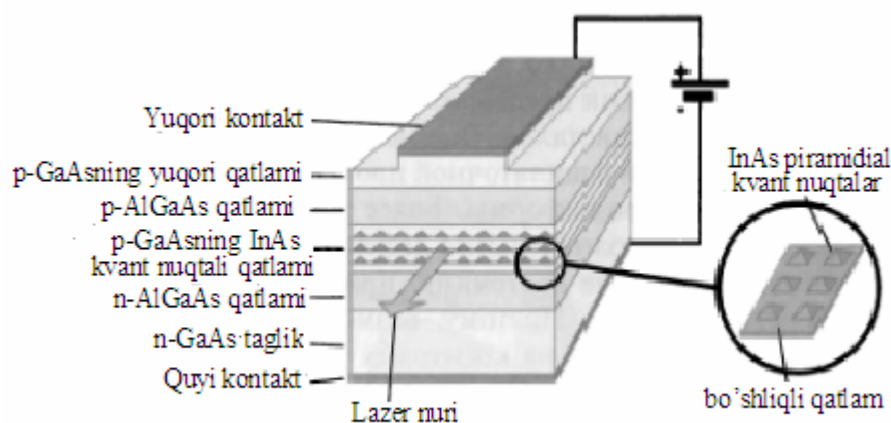
3.14-rasm

3.14-rasmda [5] ish natijadari asosida turli o'lchamli kvant nuqtali lazerlar kuchayirish koeffitsiyentining o'lchamga bog'liqligi keltirilgan. Kvant nuqtalar kuchaytirish koeffitsiyentining yuqori qiymatida spektrning maksimumlari juda o'tkir bo'lishiga imkon beradi. Shuningdek, kvant nuqtalarning spektrlari simmetrik bo'lib, lazer nurlanishining to'lqin uzunligi spektr markaziga to'g'ri kelganda nostabillikdan qutilishga imkon beradi. Real kvant nuqtalarda o'lcham bo'yicha qandaydir taqsimot bo'lib, bu spektr chizig'ining kengayishiga va kuchaytirish koeffitsiyentining pasayishiga olib keladi, lekin bu kamchilik o'lchamlarni o'zgartirish hisobiga spektral xarakteristikalarini sozlash orqali yo'qotilishi mumkin. Shunday qilib, keng diapazonga sozlanuvchi kvant nuqtali lazerlarni yaratish mumkin. Kvant nuqtali lazerlarning imkoniyatlari juda ko'p bo'lsa ham, hozircha nuqsonsiz va o'lchami bo'yicha bir jinsli massivlar tayyorlashning texnik imkoniyatlari chegaralanganligi uchun bunday lazerlarning rivojlanishi biroz sekin rivojlanmoqda. Kvant nuqtalar olishning an'anaviy usullari shisha matritsalariga yarimo'tkazgich birikmalarni o'tqazish yoki epitaksial kristal qatlamlarini silliqlashga asoslangan. Ikkala usul ham kvant nuqtaning o'lchami, shakli va zichligini nazorat qilishga imkon bermaydi. Bundan tashqari bu usullarda qo'shimcha nuqsonlar va nurlanishsiz rekombinatsiyaga olib keluvchi sirtiy xolatlar yuzaga keladi. SHuning uchun kvant nuqtali lazerlar o'z-o'zini tashkil qilish metodi amalga oshirilgach, o'zining yuqori nuqtasiga yetadi.

Bu metodning eng mashhuri turli parametrlı kristal panjaraga ega bo'lgan materiallarning bo'linish chegarasi sirtida kvant nuqtalarning o'z-o'zini tashkil qilishidir. Bunda InAs ga o'xshash material gaz fazadan kimyoviy o'tqazish, gaz fazadan metal organik birikmalar epitaksiyasi va panjara doimiysi yuqori va taqiqlangan zonasi katta bo'lgan kristal taglikda (GaAs) molekulyar oqimli epitaksiya orqali o'stiriladi. Kristalning birinchi monoqatlamlari mexanik kuchlanishlar va bo'shliqlar hosil qilib planar o'sadi, lekin qalinlik qandaydir kritik qiymatga erishganda orolli strukturalar shakllanishi energetik jihatdan qulay bo'ladi (Stranskiy-Krastanov rejimi). Bunday rejim bo'shliqli qatlam sirtida kogerent piramidial kvant nuqtalar massivlari hosil bo'lishiga olib keladi, natijada kvant nuqtalar piramidalar uchlarida juda yaxshi xarakteristikalariga ega bo'lgan geterostrukturalar hosil bo'ladi.

3.15-rasmda o'z-o'zini tashkil qiluvchi kvant nuqtali lazerning ko'rinishi tasvirlangan. Struktura pin-diod hosil qiluvchi bir qancha qatlamlardan tashkil topgan. Bu qatlamlar (pastdan yuqoriga): n-GaAs taglik, n-AlGaAs qatlam, xususiy o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan kvant nuqtali GaAs qatlami, p-AlGaAs qatlami va p-GaAs yuqori qatlami. Metall kontaktlar taglikda va yuqori qatlamda strukturani tashqi elektr zanjiri bilan ulash uchun xizmat qiladi. To'g'ri siljish berilganda elektronlar va kovaklar xususiy o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan GaAs ichki qatlamga yoki faol qatlamga injeksiyalanadilar, bunda ular kichik taqiqlangan zonaga ega bo'lgan kvant nuqtalarga tushadilar va rekombinatsiyalanadilar. Bundagi nurlanish to'lqin uzunligi kvant nuqtalardagi zonalararo o'tishlarga mos bo'ladi. Kichik sindirish ko'effitsiyentiga ega bo'lgan AlGaAs qatlamlari bilan o'ralgan GaAs qatlami nurlanish hosil qiladi, bu uning zaryad tashuvchilar bilan samaraliroq o'zaro ta'sirlashishiga olib keladi. InAs qatlami zaryad tashuvchilarning kvant nuqtalarga diffuzisi samaradorligini oshiradi, chunki uning taqiqlangan zonasi GaAs ning taqiqlangan zonasidan kichik. InAs qatlam juda yupqa bo'lganligi uchun uning taqiqlangan zonasi kvant nuqtalarning taqiqlangan zonasidan katta bo'lganligi uchun unga GaAs dan tashuvchi zaryad tashuvchilar tezda kvant nuqtalarga diffuziyalanadilar. Kvant nuqtalarning sirtiy zichligini oshirish uchun bir nechta piramidial kvant nuqtali

qatlamlardan foydalanish mumkin.



3.15-rasm

Birinchi Fabri-Pero rezonatorli o'z-o'zini tashkil qiluvchi kvant nuqtali lazerlar 1994 yilda GaAs matritsada InGaAs kvant nuqtalar asosida yaratilgan. Hozirgi kunda ular kommersion mahsulot hisoblanadi.

3.5. Parabolik potensial o'ra

Parabolik potensial o'ra modeli qattiq jism fizikasida keng qo'llaniladi, u ko'pincha kristal panjaradagi atomlar tebranishini tavsiflash uchun ishlatiladi, bundan fotonlar tushunchasi kelib chiqadi. Shuningdek, parabolik potensial magnit maydonining ikki o'lchovli elektron sistemaga ta'sirini va tsiklotron chastotasidagi elektronlar tebranishini o'rganishda kelib chiqadi. Bundan tashqari parabolik potentsialli kvant o'ralar molekulyar oqimli epitaksiyada eksperimental olinishi mumkin. Masalan, bunday usul bilan GaAs va AlGaAs larning navbatlashib keluvchi qatlamlari olinishi mumkin, bunda AlGaAs qatlamlarining qalinligi masofa ortishi bilan kvadratik ortadi, GaAs qatlamlarining qalinligi esa kamayadi.

Ma'lumki, bir o'lchovli garmonik ostsillyator

$$V(z)=k^2z^2/2$$

uchun ruxsat etilgan energiyaning qiymatlari

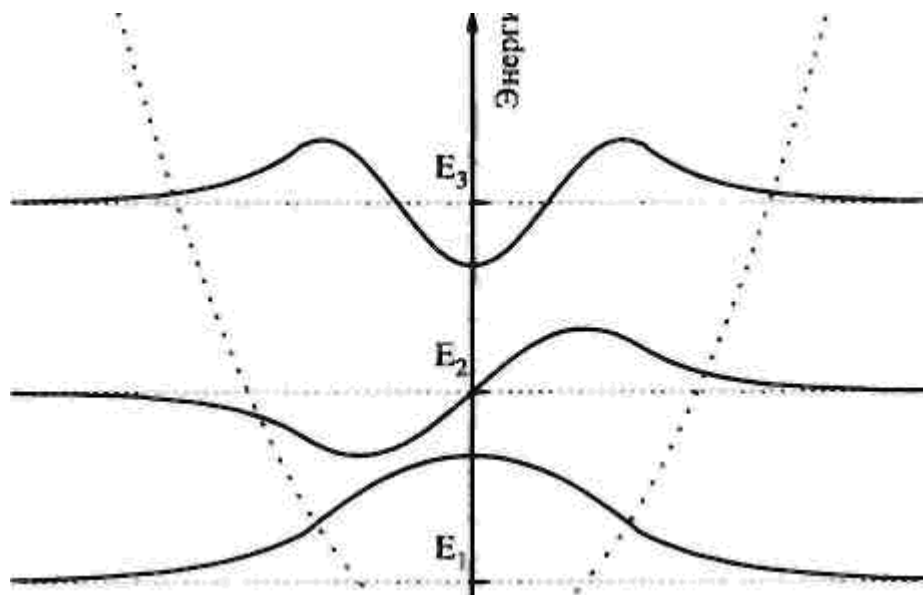
$$E_n=(n-1/2)h\nu_0 \quad (3.11)$$

ifoda orqali aniqlanadi, bu yerda ν_0 — hususiy chastota.

3.16-rasmda elektronlarning birinchi uchta bog'langan xolatlari uchun parabolik potensial o'ra va to'lqin funksiyalar keltirilgan. To'lqin funksiyalar Ermit polinomlari orqali ifodalanadi. To'g'ri burchakli potensial o'radagi kabi bu yerda ham to'lqin funksiyalar o'ra markaziga nisbatan simmetrik yoki antisimmetrik va taqiqlangan zonada eksponentsial ravishda kamayadi.

3.6. Uchburchakli potensial o'ra

Uchburchakli potensial o'ra eng ko'p qo'llaniladigan modellardan biri, chunki u AlGaAs—GaAs geteroo'tishlarda GaAs dagi elektronlarning potentsiali uchburchakka yaqin ko'rinishda bo'ladi.



3.17-rasm

3.17-rasmda uchburchakli potensial o'ra tasvirlangan, unda soddalik uchun chap tomonda potensial to'siq balanligi cheksiz, o'ng tomonda esa chiziqli qonun bo'yicha o'sadi

$$V(z) = eFz, \quad z > 0, \quad (3.12a)$$

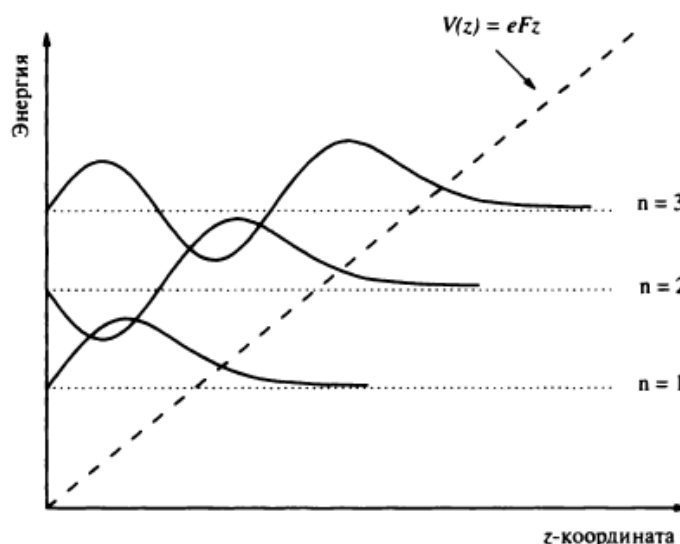
$$G(g) = \infty, \quad z < 0, \quad (3.126)$$

bu yerda e — elektron zaryadi; F — bir jinsli elektr maydoni. Doimgidek, elektronning energiyasi va to'lqin funksiyasi $\Psi(z=0)=0$ shartni qanoatlantiruvchi Shredinger tenglamasini yechish orqali aniqlanadi. Bu yerda hususiy qiymatlar Eyri funksiyalari orqali ifodalanadi. Lekin kvaziklassik yaqinlashish metodidan

foydalanib, n ning kichik qiymatlarida

$$E_n \approx \left[\frac{3}{2} \pi \left(n - \frac{1}{4} \right) \right]^{2/3} \left(\frac{e^2 F^2 \hbar^2}{2m} \right)^{1/3},$$

ifoda o'rinli ekanligini ko'rsatish mumkin. 3.15-rasmda ko'rsatilgan energetik sathlar orasidagi masofalar ya ortishi bilan kamayadi, parabolik potensialda esa bu oraliqlar bir xil. Rasmdan shuningdek ko'rinib turibdiki, n ortishi bilan ularning davriyligi yarim davrga ortadi. Bunday tashqari bu sistema simmetrik ham emas, nosimmetrik ham emas.



3.18-rasm

3.7. Kvant simlar

Ikki o'lchovli elektron gazi modeli bir o'lchovli elektron gazi modeliga oson o'tishga imkon beradi, chunki bu yerda elektronlar harakati ikkita yo'nalishda (x va u) chegaralangan, ular faqat z yo'nalishida harakatlanashi mumkin. Bu harakat elektromagnit to'lqinning harakatiga o'xshaydi.

Harakatni cheklovchi potensialning ko'rinishi $V=V(r)$ shaklda va Shredinger tenglamasini yechish uchun o'zgaruvchilarni ajratish metodini qo'llaymiz. To'lqin funksiya uchun

$$\Psi(r) = ye^{ik_z z} i(r), \quad (3.14)$$

ifodani yozishimiz mumkin, bu yerda $i(r)$ quyidagi Shredinger tenglamasini yechish orqali aniqlanadi:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_e} \left(\frac{\partial}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial y^2} \right) + V(\mathbf{r}) \right] u_{n_1 n_2}(\mathbf{r}) = E_{n_1 n_2} u_{n_1 n_2}(\mathbf{r}),$$

Kvant simdagi elektronlar uchun to'la energiya:

$$E_{n_1, n_2}(k_z) = E_{n_1, n_2} + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_e^*},$$

ko'rinishda bo'ladi, bu yerda ohirgi had elektronlarning z o'qi bo'ylab harakatlanishidagi kinetik energiyasi. Misol sifatida, ikki o'lchovli cheksiz uzunlikdagi potensial uchun energiyani hisoblashni ko'rib chiqamiz. Potensialning ko'rinishi

$$V\{x, y\} = 0, \quad 0 < x < a_x, \quad 0 < y < a_y, \quad V(x, y) = \infty, \quad x < 0, \quad x > a_x, \quad y < 0, \quad y > a_y \quad (3.17)$$

Bu potensial uchun ruxsat etilgan energiyaning qiymatlari:

$$E_{n_1, n_2} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_e^*} \left(\frac{n_1^2}{a_x^2} + \frac{n_2^2}{a_y^2} \right)$$

Aylana kesimli o'tkazgich tsilindrik koordinatalar sistemasida ko'rib chiqilganda uning yechimlari Bessel funksiyalari orqali ifodalanadi. Umuman aytganda, kvant simlardagi ko'ndalang harakatni ifodalovchi energetik sathlar ikkita kvant sonlar bilan, ya'ni k fazoda bir o'lchovli parabolik zonachalar tubi uchun energiyaning muayyan qiymatlariga mos n_1 va n_2 lar bilan tavsiflanadi. Energetik sathlarning qiymatlari kvant simlar qalinligi kamayishi bilan ortadi.

Bir o'lchovli elektron gazining holatlar zichligi masalasini ko'rib chiqamiz. Holatlar kotsentratsiyasi (energiyaga bog'liq holda) to'liq soni bilan

$$N_{1D}(E) dE = n_{1D}(E) dE / dk d\mathcal{K} = 2 n_{1D}(E) d\mathcal{K} \quad (3.19)$$

ifoda orqali bog'langan, bu yerda 2 koeffitsiyent elektronlarning sim bo'ylab ikki tomonga harakatlana olishini bildiradi. Bir o'lchovli xol uchun umumlashtirib, holatlar zichligi $1/2\pi$ ga tengligini ko'rsatish mumkin. Bu qiymatni (3.19) ga qo'yib va $E = \hbar^2 k^2 / 2m^*$ ni hisobga olib

$$n_{1D}(E) = \frac{1}{\pi \hbar} \sqrt{2m_e^* E}, \quad (3.20)$$

ifodani hosil qilamiz. Ko'rinib turibdiki, u $E = 0$ bo'lganda uzoqlashadi.

Gruppaviy tezlik haqidagi (2.52) ifodani hisobga olib, oxirgi ifodani

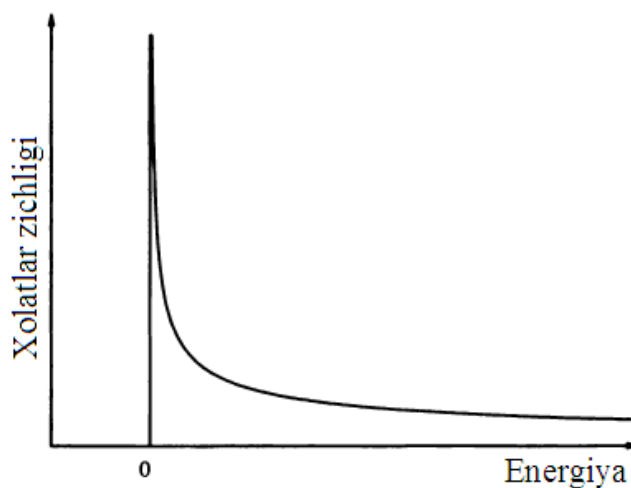
$$n_{1D}(E) = \frac{2}{\pi \hbar v_g}, \quad (3.21)$$

ko'rinishda yozish mumkin. Bu ifodadan bir o'lchovli sistemada tok doimiy va uning qiymati tezlik va holatlar zichligiga proporsional ekanligi kelib chiqadi.

(3.20) teglamadan shuningdek, to'la holatlar zichligi ifodasini olish mumkin:

$$n_{1D}(E) = \sum_{n_1, n_2} \frac{1}{\pi \hbar} \sqrt{\frac{2m_e^*}{E - E_{n_1, n_2}}}.$$

Bir o'lchovli sistema uchun holatlar zichligi funksiyasi 3.7-rasmda tasvirlangan, uni uch o'lchovli sistema uchun holatlar zichligi parabolik funksiyasi bilan taqqoslash mumkin. Bu ikki funksiya orasidagi asosiy farq zona tubiga mos keluvchi energiya zonachalarida bir o'lchovli sistemaning holatlar zichligi funksiyasi uzoqlashuvchi bo'lib, kvant simlarning asosiy xarakteristikalaridan biridir.



3.19-rasm

3.8. Kvant nuqtalar

Kvant nuqtalar deb barcha fazoviy o'lchamlari nanometr masshtabida bo'lgan nanokristallarga aytiladi. Ba'zan II—VI tipidagi yarimo'tkazgichlarda bunday nanokristallar suyuq fazali eritmalaridan qat'iy temperaturalarda o'stirish orqali olinishi mumkin. Boshqa xollarda ularni litografiya usuli bilan makroskopik materiallardan olish mumkin.

“Nuqta” atamasi cheksiz kichik ob’ektni bildirsa ham, real kvant nuqtalarda juda ko’p atomlar bo’ladi (10^4 — 10^6 gacha), lekin bunda barcha uch o’lchamlarda nanomasshtablar saqlanadi (ob’ekt o’lchamlari de Broyl to’lqin uzunligi tartibida bo’ladi). Ko’pincha kvant nuqtalar sun’iy atomlar ham deyiladi, chunki ularning energetik spektrlari xuddi atomlarnikiga o’xshaydi. Atomlarnikiga o’xshab, kvant nuqtalarning ham ionizatsiya energiyasini, ya’ni sistemaga qo’shimcha elektron kiritish (yoki chiqarish) uchun kerak bo’lgan energiyani aniqlash mumkin. Bu energiya zaryadlash energiyasi ham deyiladi, bu energiya Kulon o’zaro ta’sir energiyasi orqali ifodalanadi. Shuning uchun kvant nuqtalarning “atom” xossalari elektrik xarakteristikalarini o’lchash orqali o’rganiladi. Kvant nuqtaga bitta elektron kiritish yoki chiqarish uning elektrik xarakteristikalarini (bir va ikki o’lchovli sistemalardan farqli ravishda) keskin o’zgartirib yuboradi. Bu o’tkazuvchanlikning tebranishi, Kulon blokadası kabi effektlarda kuzatiladi.

Eng sodda xolda, ya’ni potensial (a , a va a) o’lchamli yashik ichida nolga teng, tashqarisida cheksiz bo’lgan xolda kvant nuqtaning energetik spektrini ko’rib chiqamiz. Ma’lumki, elektronlarning to’lqin funksiyalari turg’un to’lqinlar orqali ifodalanadi, energetik sathlari esa

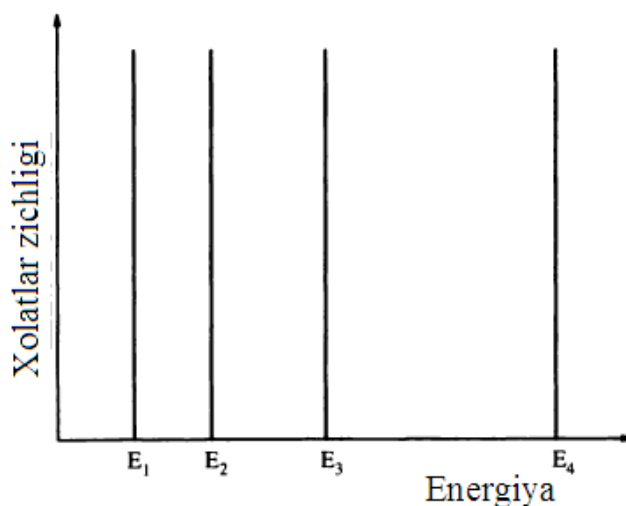
$$E_{n_1, n_2, n_3} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_e^*} \left(\frac{n_1^2}{a_x^2} + \frac{n_2^2}{a_y^2} + \frac{n_3^2}{a_z^2} \right)$$

ko’rinishga ega. Bir o’lchovli va ikki o’lchovli sistemalardan farqli ravishda bu yerda energiya to’la kvantlanadi va atomlarga o’xshab elektronlarning erkin harakati mumkin emas. Lekin, yashikning ikkita va uchta tomonlari bir xil bo’lganda energetik sathlar bo’linadi.

Bu masalani sferik nuqta uchun ham aniq yechish mumkin. Masala bunday qo’yilganda xuddi sferik simmetriyaga ega bo’lgan atom masalasiga o’xshaydi, bu xolda energiya ikkita kvant sonlar bilan aniqlanadi (n - va l - bosh va orbital kvant sonlar).

Kvant nuqtalarda elektronlar harakati cheklanganligi uchun ularning energetik spektri faqat diskret bo’ladi, holatlar zichligi funksiyasi esa eni cheksiz kichik va balandligi cheksiz yuqori bo’lgan cho’qqilardan tashkil topgan bo’ladi (3.21-rasm).

Amalda bu cho'qqilarning eni ma'lum kichik qiymatga ega bo'ladi, chunki elektronlar fononlar va kirishma atomlari bilan o'zaro ta'sirlashadi.



3.21-rasm

3.9. Kuchlanishli qatlamlar

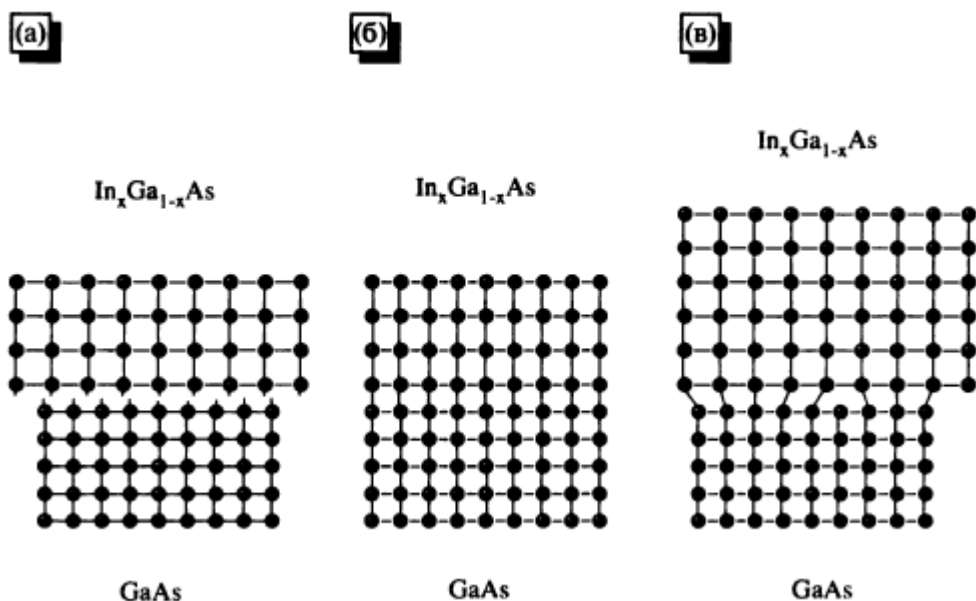
Ma'lumki, ikkita material o'rtasidagi bo'linish chegarasining sifati kristall panjara doimiylari bilan aniqlanadi. Ba'zi xollarda, bu doimiylar bir-biriga juda yaqin bo'lganda (masalan, $\text{GaAs—Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, geterostrukturalarda pajra doimiylarining bir-biridan farqi 0,2% foizdan oshmaydi) va issiqlikdan kengayish koeffitsiyentlari bir xil bo'lganda kontakt sirtida hosil bo'ladigan kuchlanishlar juda kichik bo'ladi. Bunday o'tishlarda kuchlanishlar katta bo'ladi va taglik sirtida bir necha atom qatlamlaridan tashkil topgan juda yupqa plenkalarni o'stirish mumkin bo'ladi. Bunday kuchlanishga ega bo'lgan qatlamlar juda ko'p yangi xossalarni keltirib chiqaradi, bu xossa va effektlar juda ko'p optoelektron qurilmalarda (masalan, kvant o'rali lazerlarda va elektrooptik modulyatorlarda) qo'llanilmoqda. Shuning uchun kuchlanishli qatlamlar epitaksiyasi nomli yangi yo'nalish paydo bo'ldi. Odatda epitaksial o'stirishda taglikda o'stirilayotgan qatlamning panjara doimiysi taglikning panjara doimiysiga moslashib, o'zgaradi, bu psevdomorfn o'sish deyiladi. Bu yerda hosil bo'ladigan kuchlanishlar valent zonadagi og'ir va yengil kovaklar aynishining oldini olish, taqiqlangan zona kengligini o'zgartirish kabi muxim fizik effektlarga olib keladi. Bunga sabab qattiq jismlarning zonaviy strukturasi nafaqat elementar yacheykalar o'lchamlarining o'zgarishiga, balki ularning simmetriyasi o'zgarishiga

ham kuchli bog'liq bo'ladi.

Domiysi a bo'lgan taglikda panjarasi a_L bo'lgan epitaksial qatlam o'stirilayotgan xolni ko'rib chiqamiz. O'sayotgan qatlamdagi mexanik kuchlanish

$$\varepsilon = (a_L - a_s)/a_L \quad (3.24)$$

formula orqali aniqlanadi. Misol sifatida 3.21-rasmda GaAs taglikda $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ plenkaning o'stirilishi ko'rsatilgan. 3.21,a-rasmda qatlam va taglik alohida ko'rsatilgan. Agar epitaksial qatlam juda yupqa bo'lsa, undagi atomlar taglikning kristal tuzilishi bo'yicha saflanadi va qatlam ichida o'sish tekisligi bo'yicha qisuvchi mexanik kuchlanish yuzaga keladi, perpendikulyar yo'nalishda tekisliklararo masofa ortadi. InGaAs panjaradagi o'zgarishlar sistemada plenka qalinligiga proporsional bo'lgan elastik energiya to'planishiga olib keladi. Qatlam qalinligi ma'lum chegaraviy qiymatga yetganda sistemada relaksatsiya yuz beradi, natijada chegara yaqinida dislokatsiyalar tug'ilishi energetik jihatdan qulay bo'ladi (3.21,v-rasm). Murakkabroq texnikadan foydalanib, dislokatsiyalarsiz A_s dan qalinroq qatlamlar olish mumkin, lekin bu strukturalar metastabil bo'ladi. Shuning uchun odatdagi o'stiriluvchi qatlamlarning qalinligi A_s dan kichik bo'ladi.

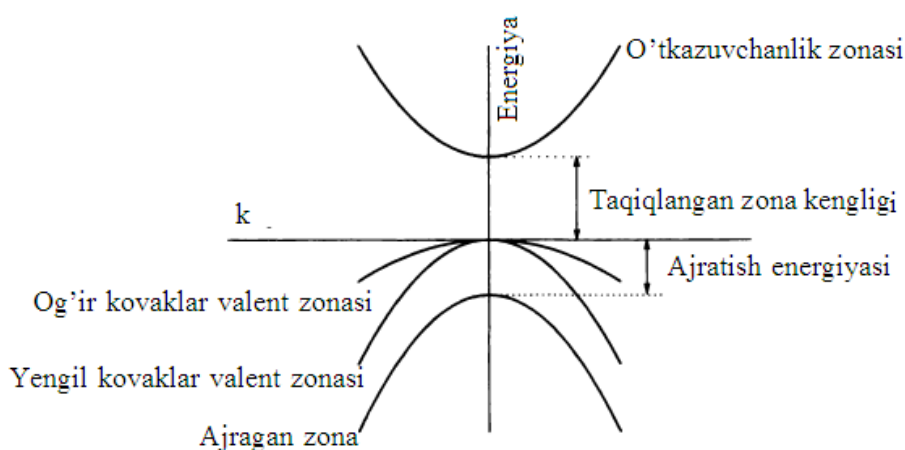


3.21-rasm

Juda ko'p yarimo'tkazichlarning elektron va optoelektron xarakteristikalarini o'rganish uchun k-fazoda o'tkazuvchanlik zonasi va valent zonaning shakli haqida yetarli ma'lumotga ega bo'lish kerak. Kristaldagi elektronlar uchun zonalardagi

holatlar atomdagi yuqori energetik sathlar tufayli yuzaga keladi deb hisoblash mumkin. O'tkazuvchanlik zonasi xolida elektronlar harakati zonalaridagi uzluksiz holatlar orqali tavsiflanishi mumkin, to'g'ri optik o'tishli yarimo'tkazgichlar uchun s-tipga tegishli (atom fizikasidagi belgilashlardan foydalanib, ko'rinishdagi to'lqin funksiyalar blox funksiyalarining panjara bilan bog'langan davriy qismlarini tavsiflaydi deb hisoblash mumkin). Lekin noto'g'ri optik o'tishli yarimo'tkazgichlarda xolat murakkabroq va zonalaridagi holatlar s va r holatlarning qandaydir kombinatsiyalari orqali ifodalanadi.

Valent zonadagi holat yanada murakkabroq, bu yerda yechim uchta tugundan iborat bo'lib, atomlarning r-holatlaridan kelib chiqadi va bir-biriga juda yaqin. Juda ko'p muxim yarimo'tkazgichlarda (Si, Ge i GaAs) shu xolat kuzatiladi, bu yerda biz $k = 0$ bo'lganda, ya'ni valent zona shipida qo'zg'atilgan kovak holatlarni aniqlaymiz. 3.22-rasmda ikkita zona, birinchisi katta egrilikka ega bo'lgan (engil kovaklarga mos keluvchi) va ikkinchisi kichik egrilikka ega bo'lgan (og'ir kovaklarga mos) zonalar tasvirlangan. Bundan tashqari rasmda uchinchi ajratilgan sath ham tasvirlangan, bu zona ikkala zonaning pastida joylashgan bo'lib, spin-orbital o'zaro ta'sirdagi relyativistik effektlar tufayli yuzaga keladi. Ko'pincha bu zona katta bo'ladi va kovaklar bu xolatlarni to'ldirmaganliklari uchun uni hisobga olmaslik mumkin. Bundan tashqari yengil va og'ir kovaklarning zonalaridagi G nuqta yaqinidagi holatlar ... ga bog'liq parabolik funksiya bilan yaxshi tavsiflanadi, shuning uchun ularni tavsiflashda og'ir va yengil kovaklar uchun effektiv massa tushunchasidan foydalanish mumkin.



3.22-rasm

Valent zonadagi E ning k ga bog'liqligini aniqlash uchun Lattindjer — Kon formalizmidan foydalanish mumkin, unda zonaviy tuzilishni hisoblash uchun kr metod qo'llaniladi, bu metodda hususiy qiymatlar sifatida holatlarning burchak momentlari olinadi. Lattindjer — Kon metodi energiyaning k ga bog'liqligi uchun quyidagi sodda formuladan foydalanishga imkon beradi:

$$E(\mathbf{k}) = E_v - \frac{\hbar^2}{2m_0} \left[A k^2 \pm \sqrt{(B k^2)^2 + C^2 (k_x^2 k_y^2 + k_y^2 k_z^2 + k_z^2 k_x^2)} \right],$$

bu yerda ildiz oldidagi plyus ishora og'ir, minus ishora yengil kovaklarga tegishli. Tenglamada qatnashuvchi A , B va C o'lchamsiz kattaliklar Lattindjer — Kon parametrlari ($\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$) bilan

$$A = \gamma_1, \quad B = 2\gamma_2, \quad C = 12(\gamma_3^2 - \gamma_2^2). \quad (3.26)$$

munosabat orqali bog'langan. GaAs uchun bu parametrlar $\gamma_1 = 6,85$, $\gamma_2 = 2,1$, $\gamma_3 = 2,9$ qiymatlarga ega.

Qatlamdagi mexanik kuchlanishlarning zonaviy tuzilishga ta'siri kovaklarning valent zonalari uchun muxim ahamiyatga ega, bu kristal panjara doimiylari va simmetriyasini o'lchashdan kelib chiqadi. Natijada taqiqlangan zona kengligi va G nuqtada qo'zg'alishlarni boshqarish imkoniyati tug'iladi. Mexanik kuchlanishlar natijasida elektronlar va kovaklarning energetik sathlarining siljishi zonaviy strukturani hisoblash orqali osongina hisoblanadi.

3-bobning xulosalari

Nanolazerlar — bu o'lchami $\sim 10^{-9}$ tartibida bo'lgan yarimo'tkagichli nanoeterostrukturalardir.

Ch.Liber boshchiligidagi amerikalik olimlar yarimo'tkazgichli chiplarda qo'llanilishi mumkin bo'lgan sulfid kadmiyli yarimo'tkagich materialdan bir trubkali o'ta kichik minilazerlar yaratishdi. Bu nanotrubkalar kelgusida axborot texnologiyalarida qo'llanilib, kompyuterlarni o'ta kompakt va o'ta tezkor qilishga

imkon beradi.

Lazerlar hozirgi kunda telekommukatsiya soxalarida va meditsinada keng qo'llanilmoqda. Lekin ularning o'lchamlarini kichraytirish ularni qo'llash soxalarini yanada kengaytirishga yordam beradi.

Ch.Liber guruxi yaratgan kremniy taglikka o'rnatilgan sulfid kadmiyli nanotoladan tayyorlangan lazerda elektr tokidan foydalaniladi. Bu yerda elektr kontakti nanotola sirtiga metal o'tkazgich qatlami orqali amalga oshiriladi. Agar bu kontaktga kuchlanish berilsa, struktura bo'ylab tok o'ta boshlaydi va nanotola chekkalari 490 mkm li moviy-zangori yorug'lik chiqara boshlaydi.

Svetodiodli geterostrukturalar olish uchun qo'llaniladigan nanostrukturali texnologiyalar yorug'lik berish bo'yicha rekord xarakteristikalariga ega bo'lgan baquvvat yarimo'tkazgichli yorug'lik manbalari olishga imkon bermoqda.

Yarimo'tkazgichli yorug'lik manbalari odatdagi manbalarga nisbatan quyidagi afzalliklarga ega: Umumiy yoritish uchun elektr energiya iste'molini 5-7 marta kamaytiradi; Lampalarning ishlash muddati 50000 soat bo'lganligi uchun tannarx 4-5 marta kamayadi; Insonga elektromagnit nurlanishning salbiy ta'siri umuman bo'lmaydi; Past kuchlanish (36 V dan kam) ga o'tilganligi uchun elektroxavfsizlik; Ekologik toza va yoritish qurilmalarining xavfsizligi.

Yarimo'tkazgichli yoritish issiqlik kam ajralgani va o'lchami kichik bo'lganligi uchun aviatsiyada va temir yo'l transportida keng qo'llanilmoqda.

Hozirgi displeylar egiluvchan tagliklarda tayyorlanadi va tasvirni ixtiyoriy burchak ostida ko'rish mumkin, lekin ular xizmat qilish muddati juda oz. Ikki uch yildan so'ng organik materiallar anorganik materiallarga almashtirilsa, monitorlarning ishlash muddati ancha uzayishi mumkin.

Bunga birinchi bo'lib Janubiy koreyalik olimlar erishdilar. Ular "kvant nuqtalar" asosida barcha ranglarga ega bo'lgan displey yaratdilar. Kvant nuqtalar yarimo'tkazgichli nanokristallar bo'lib, o'lchamlariga qarab, turli ranglarni hosil qiladilar. Ular yaratgan to'rt dyumli displey uncha yorqin bo'lmay, na'muna sifatida yaratildi. Yorug'likni qanday kuchaytirish mumkin? Bu masalani Rossiya FA avtomatika va elektrometriya hamda neorganik ximiya institutlari olimlari

hamkorlikda hal qilishdi. Ular kvant o'radagi nanozarralarga rangli metallarni birikdilar.

Nanolazerlar o'ta tez nanoelektronikaning yangi avlodini yaratishga yordam beradi, bu yerda lazer elektr tokining o'rnini egallaydi. Bundan tashqari, nanolazerlarni metamateriallar yaratishda qo'llash muhokama qilinmoqda. Ular yordamida "ko'rinmaslik" effektiga erishish mumkin. Yorug'lik foton kristaldan o'tganda hech qanday to'siqqa uchramaydi va ob'ekt ko'rinmaydi!

UMUMIY XULOSALAR

Shunday qilib, ushbu magistrlik dissertatsiyasida nanolazerlarning asosiy xossalari, ishlash prinsipi, turlari va qo'llanilish soxalari ko'rib chiqildi hamda lazerlarni kompyuterda o'rganish uchun elektron dasturiy mahsulot yaratildi.

Dissertatsiya bo'yicha quyidagi xulosalarga kelish mumkin:

XX asr o'rtalariga kelib, yorug'likning modda bilan o'zaro ta'siri jarayoni to'liq o'rganildi. Xususan, optikaning asosiy makroskopik qonunlari bilan yorug'likning atom darajasigacha mikroskopik o'zaro ta'sir qonunlari o'rtasidagi bog'liqlik aniqlandi. Kichik va katta intensivlikdagi yorug'likning modda bilan o'zaro ta'siri natijalari o'rtasidagi farq bo'yicha ikkita asosiy sabab mavjud.

Birinchidan, bir fotonli jarayonlar kichik intensivlikdagi yorug'likning mikroskopik darajada o'zaro ta'sirini ifodalaydi, yuqori intensivlikdagi yorug'likning o'zaro ta'sirida esa, har bir elementar aktda ko'p fotonli jarayonlar yuzaga keladi.

Ikkinchidan, yuqori intensivlikda o'ziga-o'zi ta'sir effekti yuzaga kelib, bunda yorug'likning moddada tarqalishi tufayli modda o'zining oldingi holatini o'zgartirishi kuzatiladi. O'zaro ta'sir qanday bo'lsa, o'sha jarayon ham, masalan, agar o'sha jarayonning ehtimolligi nurlanish intensivligining birinchi darajasiga proporsional bo'lsa, o'zaro ta'sir chiziqli deb hisoblash qabul qilingan. Agar nurlanish intensivligining darajasi 1 dan katta bo'lsa nochiziqli deb ataladi.

Nanolazerlar — bu o'lchami $\sim 10^{-9}$ tartibida bo'lgan yarimo'tkagichli nanogeterostrukturalardir. Geterostruktura ikki ximiyaviy tarkibga ega bo'lgan materialdan yasalgan monokristaldir: yarimo'tkagichga shunday yod qatlam joylashtirilganki, turli materiallar orasidagi chegarada umuman nuqson yo'q.

Ch.Liber boshchiligidagi amerikalik olimlar yarimo'tkazgichli chiplarda qo'llanilishi mumkin bo'lgan sulfid kadmiyli yarimo'tkagich materialdan bir trubkali o'ta kichik minilazerlar yaratishdi. Bu nanotrubbkalar kelgusida axborot texnologiyalarida qo'llanilib, kompyuterlarni o'ta kompakt va o'ta tezkor qilishga imkon beradi.

Svetodiodli geterostrukturalar olish uchun qo'llaniladigan nanostrukturali texnologiyalar yorug'lik berish bo'yicha rekord xarakteristikalariga ega bo'lgan baquvvat yarimo'tkazgichli yorug'lik manbalari olishga imkon bermoqda.

Yarimo'tkazgichli yorug'lik manbalari odatdagi manbalarga nisbatan quyidagi afzalliklarga ega: Umumiy yoritish uchun elektr energiya iste'molini 5-7 marta kamaytiradi; Lampalarning ishlash muddati 50000 soat bo'lganligi uchun tannarx 4-5 marta kamayadi; Insonga elektromagnit nurlanishning salbiy ta'siri umuman bo'lmaydi; Past kuchlanish (36 V dan kam) ga o'tilganligi uchun elektroavfsizlik; Ekologik toza va yoritish qurilmalarining xavfsizligi.

Yarimo'tkazgichli yoritish issiqlik kam ajralgani va o'lchami kichik bo'lganligi uchun aviatsiyada va temir yo'l transportida keng qo'llanilmoqda.

Diametri lazer nurining to'lqin uzunligidan kichik bo'lgan egilgan ipdan nanolazer yaratildi. Xitoylik olimlar tomonidan taklif etilgan bu yangilik o'ziga xos sodda yechimga ega: bu «nanolazer» faqat bitta ipdan tashkil topgan va sozlanuvchi bitta modadan iborat. Uning bu hususiyati katta amaliy ahamiyatga ega. Nanolazer unga tushayotgan chastotasiga va fazoviy xarakteristikalariga mos keluvchi nur chiqaruvchi rezonatoridan tashkil topgan.

Nanolazerning nurlanish chastotasi ko'rish spektrining eng yuqori chegarasida joylashgan – 738 nm. Ipning diametri bor yo'g'i 200 nm, uzunligi esa 50-75 mkm. Lazer ishga tushishi uchun ma'lum chastotali boshqa lazer bilan qo'zg'otiladi. Ipdagi bir juft halqalarning o'lchamlarini o'zgartirib, lazerning chastotasini o'zgartirish mumkin.

Janubiy koreyalik olimlar "kvant nuqtalar" asosida barcha ranglarga ega bo'lgan displey yaratdilar. Kvant nuqtalar yarimo'tkazgichli nanokristallar bo'lib, o'lchamlariga qarab, turli ranglarni hosil qiladilar. Ular yaratgan to'rt dyumli displey uncha yorqin bo'lmay, na'muna sifatida yaratildi. Yorug'likni qanday kuchaytirish mumkin? Bu masalani Rossiya FA avtomatika va elektrometriya hamda neorganik ximiya institutlari olimlari hamkorlikda hal qilishdi. Ular kvant o'radagi nanozarralarga rangli metallarni birikdilar. Rezonans to'lqin uzunlik metall turi va nanozarra shakli bilan aniqlanadi, ya'ni turli metallar olinsa, turli

rangdagi lazerlar hosil bo'ladi: kumush - ko'k rangli, oltin - zangori rangli, mis – qizil rangli lazer nurini hosil qiladi.

Nanolazerli monitorlar boshqa monitorlarga nisbatan ishonchliligi va ishlash muddati, ravshanligi va tasvir sifati bo'yicha ancha ustunliklarga ega. Bu bilan nanolazerlarning imkoniyatlari tugamaydi. Bu nanolazerning o'ziga xos xususiyati uning o'lchami nurlovchi lazerning to'liq uzunligidan ham kichikligida. Uning o'lchami viruslarning o'lchamlari tartibida, bu biomeditsinada bir qadam olg'a bosishga imkon yaratadi. Bu nanolazerlar alohida xujayralar va hatto molekulalarni tadqiq qilishga imkon beradi.

Nanolazerlar o'ta tez nanoelektronikaning yangi avlodini yaratishga yordam beradi, bu yerda lazer elektr tokining o'rnini egallaydi. Bundan tashqari, nanolazerlarni metamateriallar yaratishda qo'llash muvaffaqiyatli qilinmoqda. Ular yordamida "ko'rinmaslik" effektiga erishish mumkin. Yorug'lik foton kristaldan o'tganda hech qanday to'siqqa uchramaydi va ob'ekt ko'rinmaydi!

FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR RO'YHATI

1. “Генераторы когерентного излучения на свободных электронах”: сб. statey, per. s angl. pod red. A. A. Ruxadze — M.: Mir, 1983
2. Fedorov M. V. “Elektron v silnom svetovom pole” — M: Nauka, 1991
3. Marshall T. “Лазеры на свободных электронах” per. s angl. — M: Mir, 1987
4. Karlov N. V. Lektsii po kvantovoy elektronike. M.: Nauka, 1988.
5. Zvelto O. Prinsipi lazerov. M.: Mir, 1990.
6. Krilov K. I. i dr. Osnovi lazernoy texniki. L.: Mashinostroyeniye, 1990.
7. Tursunov A. T., Tuxliboyev O. Kvant elektronikasiga kirish. T.: O'qituvchi, 1992.
8. Tarasov L. V. Fizicheskiye osnovi kvantovoy elektroniki. M.: Sovetskoye radio, 1976.
9. Ryabov S. G. i dr. Pribori kvantovoy elektroniki. M.: Sovetskoye radio, 1976.
10. Spravochnik po lazeram, v dvux tomax (Pod redaktsiyey A. M. Proxorova). M.: Sovetskoye radio, 1978.
11. Frost T. One to One new MMI Poll: what is the future for CD? // One to One. — 2003. — № 1. — R. 31-33.
12. Petrov V.V., Shanoylo S.M., Kryuchin A.A., Kozheshcurt V.I., Tokar A.P., Zymenko V.I. Optical immersion as a new way to increase information recording density // Proc. SPIE. — 1991. — Vol. 1831. — P. 2-12.
13. Guo F., Schlesinger T.E., Stancil D.D. Optical field study of near-field optical recording with a solid immersion lens // Appl. Optics. — 2000. — Vol. 39, № 2. — R. 324-332.

- 14.S.Pozilova, M.Nosirov, J.Ziyoitdinov, L.Madumarova Avtoto'lqinlarni kompyuter yordamida o'rganish АндМИ хабарномаси, 2016, №3, 35-39 б.
15. С.Позилова, М.Носиров, М.Алибоев, С.Алиев Янги типдаги лазерлар АндМИ хабарномаси, 2016, №4
- 16.S.Pozilova, M.Nosirov, J.Ziyoitdinov, L.Madumarova "Avtoto'lqinlar" Патент № DGU 03972, 2016
- 17.S.Pozilova, M.Nosirov, V.Abdulazimov, E.Muxtorov, L.Madumarova "Lazerlar"-elektron qo'llanma Патент № DGU 04078, 2016
- 18.С.Позилова, М.Носиров, Н.Мирзаалимов Создание виртуальной лаборатории по механике Материалы Межд.конф.Интеграция образовательного пространства с реальным сектором экономики, Новосибирск, 2012, с.84-87
- 19.С.Позилова, М.Носиров, Р.Алиев, С.Мирзаев Куёш нурларини мужассамловчи қурилмалар Fizika, matematika va informatika fanlarini o'qitishning dolzarb muammolari, mavzuidagi xududiy ilmiy-uslibiy anjuman мат., Andijon, 2013, 106-108 б.
- 20.С.Позилова, М.Носиров, Р.Алиев, С.Мирзаев Куёш нурларини мужассамловчи қурилмалар ХХІ аср-интеллектуал авлод асри, Респ.илм-амалий анжуман мат, Андижон, 2013, 72 б.
- 21.S.Pozilova, M.Nosirov, J.Alieva, Z.Solohitdinova Umumiy fizikadan virtual laboratoriyalar Яримўтказгичлар физикасининг долзарб муаммолари, Тошкент, ЎзМУ, 2014, 130-132 б
22. М.Носиров, Н.Юнусов, Г.Акбарова, И.Анорбоев, С.Позилова Маълумотларни қайта ишлашда оптик дискларнинг ахамияти "Ахборот коммуникация технологияларининг долзарб муаммолари" мавзусидаги республика илмий-амалий анжумани, Андижон, 2015, 31-34 б.

23. M.Nosirov, J.Alieva, S.Pozilova, I.Anorboev Kremniyda III davr lementlari diffuziyasi “Kondensatlangan muhitlar fizikasi va fizika o’qitishnig dolzarb muammolari” Namangan, 2015, 130-132 b.
24. M.Nosirov, S.Pozilova, U.Q.Valiev, Avtoto’lqinlarni kompyuter yordamida o’rganish Nazariy va yadro fizikasining dolzarb muammolari, O’zMU, 2015 й., 3-4 октябрь, 255-257 б.
25. M.Nosirov, S.Pozilova, U.Q.Valiev Matematik fizika tenglamalarini yechishda kompyutrdan foydalanish Nazariy va yadro fizikasining dolzarb muammolari, O’zMU, 2015 й., 3-4 октябрь, 255-257 б.
26. M.Nosirov, U.Valiev, Sh.Yulchiev, S.Pozilova Lazerlarni o’rganishda axborot texnologiyalaridan foydalanish Yarimo’tkazgichlar fizikasining dolzarb muammolari mavzuidagi Respublika anj.materiallari, Nukus, 2015, 26-27 oktyabr, 122-123 b.
27. M.Носиров, С.Пазилова, Н.Мирзаалимов, М.Ибрагимов Поляритонные лазеры Микроэлектроника, нанозарралар физикаси ва технологиялари, Республика илмий–амалий анжумани МАТЕРИАЛЛАРИ, Андижон, 2015 й., 4-5 декабрь, 405-407 б.
28. С.З.Зайнобидинов, М.Носиров, И.Н.Каримов, С.Позилова, Ф.Косимов, Янги типдаги лазерлар “Конденсирланган мухитлар физикаси ва физика ўқитишнинг долзарб муаммolari”, Халқ илм.амалий андумани, Наманган, 2016, 185 б.
29. M.Nosirov, S.Pozilova, G.Nurmatova, L.Madumarova Nanolazerlarning qo’llanilishi A.Мамадолимов таваллудининг 70 йиллигига бағишланган Республика анжумани, Тошкент, 186 б.