**O`ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIY VA O`RTA MAXSUS TA’LIM VAZIRLIGI**
**ABU RAYHON BERUNIY NOMIDAGI TOSHKENT DAVLAT TEXNIKA UNIVERSITETI**

Mirjalilova M.A.

# FIZIKA VA ELEKTRONIKANING MAXSUS BOBLARI

(Kvant mexanikasi va qattiq jismlar fizikasi) 2-qism

(O`quv qo`llanma)

Toshkent 2009

**UDK 537.311.33**

Fizika va elektronikaning maxsus boblari (Kvant mexanikasi va qattiq jismlar fizikasi) 2-qism: O`quv qo`llanma, Mirjalilova M.A. –Toshkent, ToshDTU, 2009. - 83 b.

Mazkur o`quv qo`llanma «Elektronika va mikroelektronika» va «Nanotexnalogiya» yo`nalishi bo`yicha tahsil oluvchi talabalarni kvant eleknronikasi hamda optoelektronikaning asosiy elementlari, optoelektron asboblar tavsiflari, ularni ishlashining fizikaviy tamoillari bilan va ular asosida yaratilgan asboblarning amalda qo'llanish sohalari bilan tanishtiradi.

Bu o`quv qo`llanma 521700 - "Elektronika va mikroelektronika" yo`nalishi bakalavriat talabalari uchun mo`ljallangan.

21 ta rasm. Adabiyotlar: 22 nomda.

Abu Rayhon Beruniy nomidagi Toshkent davlat texnika universiteti ilmiy –uslubiy kengashi qaroriga ko`ra chop etildi.

Taqrizchilar: O`zMU "Fizikaviy elektronika" kafedrasi
professori f-m.f.d. I.B. Bo`riboyev
ToshDTU "Elektronika va mikroelektronika" kafedrasi, "Fizik elektronika va mikroelektronika asboblari" bloki
prof.,f.-m..f.d. N.F.Zikrillayev.

# SO`Z BOShI

“Elektronika va mikroelektronika” va “Nanotexnalogiya” yo`nalishi bo`yicha tahsil oluvchi talabalar qattiq jisimlarda, ular asosida tayyorlangan asboblarda bo’ladigan fizik jarayonlarni hamda qattiq jism bilan moddalar va elektromagnit oqimlar orasidagi ta’sirni o`rganish, tushinish va izohlash  uchun “Optik va kvant elektronikasi” bo’limlarini mukammal va keng o`rganishlari va o`zlashtirishlari lozim.

Optoelektronika – axborotni uzatish, qayta ishlash, qabul qilish, saqlash va aks ettirish uchun optik va elektrik usullardan bir vaqtda foydalanishga asoslangan ilmiy-texnik yo’nalishdir.

Fanning maqsadi - talabalarni zamonaviy optoelektronikaning asosiy elementlari, bo`limlari hamda optoelektron asboblar ishlasining fizikaviy tamoillari, tavsiflari, qo’llanish sohalari bilan tanishtiradi.

## TERMODINAMIKANING ASOSIY FUNKSIYALARI YOKI TERMODINAMIK POTENSIALLAR

Turli sistemalarda kechuvchi jarayonlar asosiy holat funksiyalar (termodinamik potensiallar) hamda intensiv parametrlar bilan ifodalanadi. Holat funktsiyalari shunday funktsiyalarki, ular sistema shu holatga qaysi yo`l bilan o`tganligiga bog`liq bo`lmay, faqatgina sistemaning boshlang`ich va oxirgi holatlarigagina bog`liq bo`ladi.

1.U- ichki energiya

$$dU = C_V dT$$

$$TdS = dU + \underbrace{P\,dV + dA'}_{dA}$$

$$dU = T\,dS - dA$$

$dS = 0$ $dU = -dA$ , ichki energiya haroratga bog`liq bo`lib, izotermik jarayonda ichki energiya o`zgarishi hisobiga tashqi kuchlar ustidan ish bajariladi, yoki tashqi maydon ishi hisobiga ichki energiya o`zgaradi.

2. $F$ - erkin energiya

$$F = U - T\,S$$

$$dF = dU - T\,dS - S\,dT$$

$dF = -S\,dT - P\,dV - dA'$, $T = const$ bo'lsa,

$$dF = -dA$$

Demak, erkin energiya - sistemaning shunday funksiyasiki, izotermik jarayonda tashqi kuchlarni yengish uchun bajarilgan ishga teng kattalik. Bunda jarayon shunday kechadiki, ichki energiya termostat hisobiga shu darajada to`lib turadiki, bunda harorat o`zgarmay qolsin.

3. $\Phi$ - Gibbsning termodinamik potensiali

$$\Phi = U - T\,S + PV$$

$$d\Phi = -S\,dT + V\,dP - dA'$$

$dA'$ - bosim bajargan ishdan tashqari barcha ishlar.

Agar $T = const$ va $P = const$ $\qquad d\Phi = -dA'$

Termodinamik potensial – sistemaning shunday holat funktsiyasiki, uning o`zgarishi izobaro-izotermik jarayonda ichki energiyaning tashqi kuchlarni yengishda bajarilgan ishiga aylangan qismiga teng. Bunda ichki energiya termostat hisobiga, harorat ($T$) va bosim ($P$) doimiy qoladigan darajada to`lib turadi.

4. $H$ - entalpiya

$$H = U + PV$$

$$dH = T\,dS + V\,dP - dA'$$

$$\frac{dQ}{T} = dS \qquad dH\Big|_{P=const} = dQ\Big|_{P=const}$$

$$C_P = \frac{dH}{dT}$$

$H$ - ning o`zgarishi $P = const$ jarayonida sistemaga berilgan issiqlik miqdoriga teng. Entalpiya sistemaning shunday xolatiki, uni o`zgarishi izobarik jarayonda sistemaga berilgan issiqlik miqdoriga teng b o`ladi.

5. S-entropiya, termodinamik jarayonning kechish yo’nalishini ko’rsatadi.

Agar birorta termodinamik potensial ma`lum bo`lsa, hamma makroparametrlarni aniqlash va holat tenglamasini yozish mumkin.

## HOLAT TENGLAMASI

Turli kechadigan jarayonlarda bajariladigan ishni quyidagicha aniqladik: adiabatik jarayonda ish - ichki energiya hisobiga, izotermik jarayonda ish erkin energiya hisobiga, izobarik jarayonda ish termodinamik potentsial hisobiga bajarilishini ko`rib o`tdik.

Termodinamik potensiallar o`zgarishini umumlashgan koordinata ($dx_i$) va umumlashgan kuchlar ($X_i$) orqali yozamiz.

$$dF = -S\,dT - P\,dV - \sum_i X_i dx_i \qquad (1),$$

$$d\Phi = -S\,dT + V\,dP - \sum_i X_i dx_i \qquad (2)$$

$$dH = T\,dS + V\,dP - \sum_i X_i dx_i \qquad (3), \qquad dU = T\,dS - dA$$

(4)

$T\,dS = C_V - P\,dV - dA'$, ifodalarda $dA^1 = \sum X\ dx_i$ (5)

Oliy matematika kursidan ma`lumki, to`liq differensial;

$df(x,y) = \left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)_y dx + \left(\frac{\partial f}{\partial y}\right)_x dy$ ga asosan (1) tenglamadan

$$S = -\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_{V,x_i} \qquad P = -\left(\frac{\partial F}{\partial V}\right)_{T,x_i}$$

(2) tenglamadan;

$$S = -\left(\frac{\partial F}{\partial V}\right)_{T,x_i} \qquad V = \left(\frac{\partial \Phi}{\partial P}\right)_{T,x_i}$$

(3) tenglamadan;

$$T = \left(\frac{\partial H}{\partial S}\right)_{P,x_i} \quad V = \left(\frac{\partial H}{\partial P}\right)_{S,x_i}$$

ya`ni, sistemaning makroparametrlarini aniqladik, bular holat tenglamalari deyiladi.

## Zarralar soni o`zgaruvchi bo`lgan termodinamik sistema

Yuqorida aytilgan munosabatlar zarralar soni o`zgarmaydigan sistemalar uchun o`rinli. Biroq, ko`p hollarda o`zgaruvchan sonli zarralar bilan ish ko`rishga to`g`ri keladi. Bunday sistemalar turli fazalardan tashkil topgan bo`lishi mumkin, masalan, fazalar o`zaro zarralar bilan almashinuvi mumkin.

Suv bug`lanib parga aylanadi va aksincha, suv va par zarralari o`zgarib turadi.

Metall - vakuum chegarasida issiqlik (termoemissiya), yorug`lik (fotoeffekt) ta`sirida metalldan elektronlar vakuumga chiqadi, ya`ni zarralar soni o`zgaradi. Ikki modda kimyoviy reaksiyaga kirishganda, moddalarda zarralar soni o`zgarishi kuzatiladi va h.k.

Ma`lumki, barcha termodinamik potensiallar additivlik xususiyatiga ega.

Agar sistemaga qandaydir zarralar $\Delta N$ qo`shilsa, potensiallar o`zgarishi shu zarralar soniga proporsional bo`ladi, ya`ni:

$$dF = -S\,dT - P\,dV + \mu\,dN$$
$$d\Phi = -S\,dT + V\,dP + \mu\,dN$$
$$dH = T\,dS + V\,dP + \mu\,dN$$
$$dU = T\,dS - dA + \mu\,dN$$

$\mu$ - proporsionallik koeffitsienti kimyoviy potensial. Bunday deyilishiga sabab –
sistemada moddaning miqdori (moli) qo`shiladi. Masalan, potensial energiya U=mgh, agar massa qo`shimcha olsa, m+dm bo`ladi, u holda mos tarzda potensial energiya ham qo`shimcha oladi, ya`ni U+dU=(m+dm)gh; biror sistemaga qo`shimcha zaryad berilsa, uning elektrostatik maydoni o`zgaradi. Kimyoviy potensial har bir zarraning xususiyatiga mos kattalik. Agar sistemadagi turli zarralar miqdori o`zgarsa, uning qo`shimchasi quyidagicha ifodalanishi mumkin: $\Sigma\mu_i dN_i$.

$$F = F(T,\ V,\ N)$$
$$H = H(S,\ P,\ N)$$
$$\Phi = \Phi(T,\ P,\ N)$$

1 molga to`g`ri keladigan termodinamik potensiallar esa quyidagicha:

$$\widetilde{F} = \widetilde{F}\left(T, \frac{V}{N}\right) \qquad \widetilde{H} = \widetilde{H}\left(\frac{S}{N}, P\right) \qquad \widetilde{\Phi} = \widetilde{\Phi}(T, P)$$

Muayyan qiymatdagi harorat ($T$) va bosim ($P$) uchun Gibbs potensialining o`zgarishi, $d\Phi = \mu\, dN$ u holda: $\Phi = \mu N$, ya`ni, $\mu = \frac{\Phi}{N} = \tilde{\Phi}$

Shunday qilib, kimyoviy potensial – bitta molekulaning termodinamik Gibbs potensialiga teng kattalik ekan.

## Sistemaning termodinamik muvozanat shartlari

Ma`lumki, har qanday sistema minimal energiyaga ega bo`lgan holatga o`tishga harakat qiladi (tomchi - shar shaklida).
Muvozanat holatda:

$U \to U_{\min}$ $\delta U = 0$ $\cup$

$F \to F_{\min}$ $\delta F = 0$ $\cup$

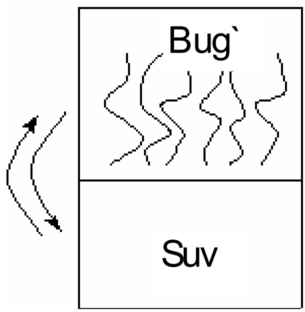
$\Phi \to \Phi_{\min}$ $\delta \Phi = 0$ $\cup$

$S \to S_{\max}$ $\delta S = 0$ $\cap$

$\delta$ - egri chiziqdagi o`zgarish (juda kichik).

Ikki fazadan tashkil topgan sistemaning muvozanat sharti: $T = const$ va $P = const$. Faraz qilaylik, $T$ va $P$ - $const$, holda ikki xil fazadan tashkil topgan sistema mavjud, fazalarning kimyoviy potensiallari turlicha.

Muvozanat holatda $\delta\Phi = 0 = \mu_1 \delta N_1 + \mu_2 \delta N_2$




1-rasm. Ikki fazali muhitda zarralar sonining o`zgarishi.

$\delta N_1 = -\delta N_2$ $\mu_1 \delta N_1 - \mu_2 \delta N_1 = 0$ u holda, $\mu_1 = \mu_2$

Demak, bir necha fazadan tashkil topgan termodinamik sistema muvozanatda bo`lishi uchun fazalarning kimyoviy potensiallari ham teng bo`lishi kerak

$d\mu = d\widetilde{\Phi} = -\widetilde{S}\, dT + \widetilde{V}\, dP$ , demak μ~μ(T,R)

**Adabiyotlar.**

1. [4] 11-23, 258-267 betlar.
2. 6] 131-136 betlar.

## STATISTIK FIZIKA. FAZOVIY MUHIT. LIUVILL TEOREMASI

Ko`p sonli zarralardan tashkil topgan sistemani ko`rib chiqamiz.

$n = 10^{19} \div 10^{22}\, cm^{-3}$

“Zarralar klassik fizika qonuniyati bilan ta`sirlashadi” deb hisoblaymiz.

Har qanday zarraning holatini ifodalash uchun albatta uning koordinatasini istalgan vaqtda bilish kerak:

$$\vec{r}(x, y, z) \text{ i } \vec{p}(P_x, P_y, P_z)$$

Buning uchun har bir zarra uchun harakat tenglamasini yozib, uni yechish lozim. Gamilton funksiyasi ma`lum bo`lsa, albatta harakat tenglamasini yozish mumkin,

$$H = T(V_x, V_y, V_z) + U(x, y, z)$$

$$H = T(p_x, p_y, p_z) + U(x, y, z)$$

$\dot{p} = -\dfrac{\partial H}{\partial q}, \qquad \dot{q} = \dfrac{\partial H}{\partial p}$ - Gamilton harakat tenglamalar sistemasi

$p, q$ - umumlashgan impuls va koordinatalar. Bitta zarra uchun:

$$H = \frac{mv_x^2}{2} + U(x) = \frac{p^2}{2m} + U$$

$\dot{p} = m\dot{v}_x = ma_x = -\dfrac{\partial U}{\partial x}$ u holda, $ma_x = F_x$

Birinchi Gamilton tenglamasi, $ma_x = F_x$, $\dot{q} = v = \frac{p}{m}$ ga ekvivalent. Agar boshlang'ich shartlar $p_o$ va $q_o$ berilgan bo`lsa, Gamilton tenglamalar sistemasi birgina yechimga ega bo`ladi.

Shunday qilib, $n$ zarradan tashkil topgan sistema to`g'risidagi masalani yechish uchun biz bu zarralar uchun Gamilton tenglamalar sistemasini bilishimiz hamda $6n$ tenglamani yechishimiz lozim. Biroq, bunday tenglamalar sistemasini to`g'ridan to`g'ri (dabdurustdan) yechish mumkin emas. Ikkinchi tomondan, ma`lumki termodinamik muvozanatda bo`lgan sistema aytarli ko`p bo`lmagan makroparametrlar bilan aniqlanadi. Makroparametr bilan ifodalanadigan har bir holatga juda ko`p sonli mikroholatlar to`g'ri keladi.

Mikroholat – barcha zarralarning $6n$ -ta koordinatasi va impulsidir.

Aynan makroholatga mos keluvchi mikroholatlar majmuasi "statistik ansambl" deyiladi.

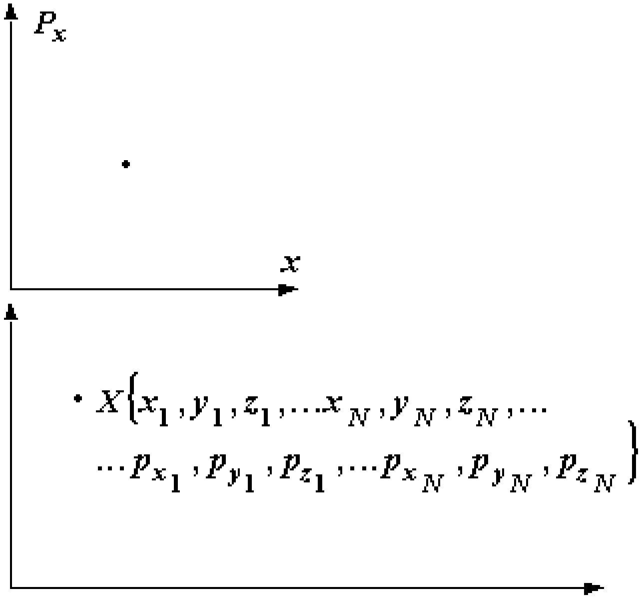
Shubhasizki, har bir makroholat turli mikroholatlar yordamida aniqlanadi. Makroholat qanchalik turg`un bo`lsa, unga mos keluvchi mikroholatlar soni shunchalik ko`p bo`ladi.

Makroholatni ifodalovchi mikroholatlar miqdori termodinamik ehtimollik deyiladi. Bu ehtimollik entropiya bilan quyidagicha bog'langan: $S = k \ln W_T$

Oddiy ehtimollikdan farqli o`laroq, termodinamik ehtimollik birdan ko`p marotaba katta.

Ko`p zarralardan tashkil topgan sistemani ehtimollik nazariyasi asosida yechish mumkin. 1902-yili Gibbs bu muammoni fazoviy muhit tushunchasi yordamida hal etdi.

Fazoviy muhit $-6N$ o`lchamli Gilbert muhitidir ($3N$ koordinatalar va $3N$ impulslar).

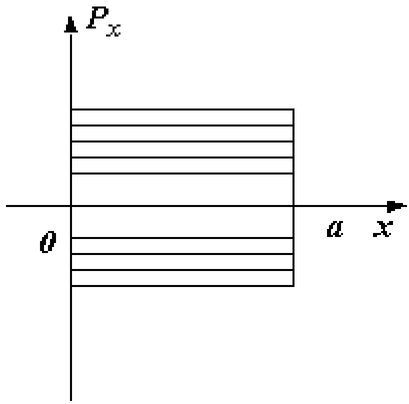



2-rasm. $6N$ o`lchamli fazoviy muhit

Birgina zarra uchun – bitta koordinata ($x$) bo`ylab harakatlanadi. Fazoviy muhitdagina bitta nuqta birgina mikroholatga mos keladi. U holda sistema holatining o`zgarishi - fazoviy trayektoriya aniqlanadi. Fazoviy traektoriya – mikroholatlar o`zgarishining ketma-ketligidir. Fazoviy trayektoriya xossalari:

Istalgan trayektoriya boshlang'ich nuqta berilishi bilan ifodalanadi. Bu hol "ma`lum boshlang'ich shartlarda Gamilton tenglamasi bitta yechimga ega" degan mulohazaga ekvivalentdir.

Fazoviy trayektoriyalar berk bo`lsalar ham, o`zaro kesishmaydi. Bu hol harakat tenglamasining birgina yechimga ega ekanligidan kelib chiqadi. Fazoviy muhitda istalgan makroholatga qandaydir G-hajm mos keladi. Hajm qancha katta bo`lsa, makroholat ehtimolligi shunchalik katta bo`ladi.




3- rasm. Potensial o`radagi koptok uchun fazoviy trayektoriya

Biror $X$ kattalikning ma`lum $dX$ muhitda bo`lish ehtimolligi to`g'risidagi masalani qarash mumkin, ehtimollik qiymati quyidagicha: $dW(X)=\omega(X)dX$ - $dX$ hajmda bo`lish ehtimolligi.

$$dX = dx_1, dy_1, dz_1, \ldots dx_N, dy_N, dz_N, \ldots$$

$$\ldots dp_{x_1}, dp_{y_1}, dp_{z_1}, \ldots dp_{x_N}, dp_{y_N}, dp_{z_N}$$

Sistemani shu tarzda, termodinamik ehtimolligi yordamida yechish uchun avvalambor hajmning $dX$ elementi vaqt o`tishi bilan o`zgarmasligiga ishonchimiz bo`lishi kerak.

$$dX_t = dX_0$$

Hajmning vaqt o`tishi bilan doimiyligini Liuvill isbotlagan bo`lib, uning teoremasi asosini tashkil etadi.

Teoremaga ko`ra, fazoviy muhitda nuqtalar zichligi vaqt o`tishi bilan o`zgarmaydi.

$$\left[\frac{d\rho}{dt} = 0\right] \quad (1)$$

Bundan kelib chiqadiki, vaqt o`tishi bilan hajm elementi o`zgarmaydi. Demak, mexanikada ishlatiladigan boshlang'ich shartlar o`rniga, teng hajmli fazoviy muhit elementlari orqali izohlanadigan teng ehtimolli holatlar statistik tushunchadan foydalanish mumkin. Liuvill teoremasidan quyidagi muhim xulosalar kelib chiqadi:

Taqsimot funksiyasi $\omega(X)$ koordinata va impulsning shunday kombinatsiyalari bilan ifodalanishi kerakki, ular vaqt bo`yicha doimiy qolsin. Vaqt bo`yicha o`zgarmaydigan koordinata va impulsning funksiyalari "holat integrallari" deyiladi. Gamilton funksiyasi asosiy harakat integrali hisoblanadi:

$$H(q,p)=H(X,a)$$

bu yerda $a$ - barcha zarralar uchun bir xil bo`lgan tashqi parametr (masalan, tashqi maydon, og'irlik kuchi maydoni, va h.k.).

Shunday qilib, $\omega(X)=\omega(H(X,a))$

$$dW(X)=\omega(X)dX$$

$$\omega(X)=\omega(H(X,a))$$

Sistemaning barcha xususiyatlari uning energiyasi bilan ifodalanadi - ergodik gipoteza.

$\overline{F(X,a)}^{t}=\frac{1}{T}\int_0^T F(X(t),a)dt$ - vaqt bo`yicha o`rtacha qiymatni aniqlay olamiz, biroq hisoblay olmaymiz.

**Adabiyotlar.**

1. [ 4] 47-58 betlar**.**
2. [5] 28-32 betlar.

## Gibbsning kanonik taqsimoti

Ikki qismdan tashkil topgan sistemani ko`rib chiqamiz. Har bir qism mos ravishda $H^{/}$ va $H^{//}$ energiyaga ega bo`lib, energiyaning qiyati zarralar konsentrasiyasiga, ya`ni qismlar hajmiga va demak radiusiga proporsional

$$H=H^{/}+H^{//}+U$$

$$H\sim n\sim V\sim r^3$$

$$U_{уз/T}\sim S\sim n^{2/3}\sim r^2$$

$$\frac{U_{уз/T}}{H}\sim\frac{n^{2/3}}{n}=\frac{1}{\sqrt[3]{n}}\sim\frac{1}{10^7}\approx 0,$$

Bundan kelib chiqadiki qismlarningo`zaro ta`sirnini, potensial energiya (U) ni hisobga olmasa ham bo`ladi, u holda, $H=H^{/}+H^{//}$

Bu ikki ($H^{/}$, $H^{//}$) sistemalarni o`zaro mustaqil deb hisoblash mumkin.

$$\omega\left(H^{/}+H^{//}\right)=\omega(H^{/})\omega(H^{//})$$

$$In\omega\left(H^{/}+H^{//}\right)=In\omega(H^{/})In\omega(H^{//})$$

$$\frac{\omega^{/}\left(H^{/}+H^{//}\right)}{\omega^{/}\left(H^{/}+H^{//}\right)}(dH^{/}+dH^{//})=\frac{\omega^{/}\left(H^{/}\right)}{\omega^{/}\left(H^{/}\right)}\cdot dH^{/}+\frac{\omega^{/}\left(H^{/}\right)}{\omega^{/}\left(H^{/}\right)}dH^{//}$$

Agar $H^{/}$ =const $dH^{/}$ =0 u holda, $\frac{\omega^{/}\left(H^{/}+H^{//}\right)}{\omega^{/}\left(H^{/}+H^{//}\right)}\frac{\omega^{/}\left(H^{/}\right)}{\omega^{/}\left(H^{//}\right)}dH^{//}$

Agar $H^{//}$ =const $dH^{//}$ =0 u holda, $\frac{\omega^{/}\left(H^{/}+H^{//}\right)}{\omega^{/}\left(H^{/}+H^{//}\right)}\frac{\omega^{/}\left(H^{/}\right)}{\omega^{/}\left(H^{//}\right)}dH^{/}$

yuqoridagilardan $\frac{\omega^{/}\left(H^{/}+H^{//}\right)}{\omega^{/}\left(H^{/}+H^{//}\right)}=const$

$$\alpha=\frac{1}{\Theta}\quad const=\frac{\Psi}{\Theta}$$

$\Theta$ - Harorat ma`nosiga ega.

$$\frac{\omega^{/}\left(H\right)}{\omega^{/}\left(H\right)}=const=-\alpha$$

$\omega\left(H\left(X,a\right)\right)=e^{\frac{\Psi-H(X,a)}{\Theta}}$ - Gibbsning kanonik taqsimoti (GKT)

$$\frac{d\omega}{\omega}=-\alpha dH$$

$$d(\ln\omega)=-\alpha dH=-d(dH)$$

$$\ln(\omega)=-\alpha H+const$$

$$\omega=e^{-\alpha H+const}$$

$\int_{(\Gamma)}e^{\frac{\Psi-H(X,a)}{\Theta}}dx=1$, $\Theta$ - energitik birlikda harorat ma`nosiga egaligini isbotlaymiz.

$$S = -\left(\frac{dF}{\phantom{dT}}\right)_{ak} = -\left(\frac{d\psi}{dT}\right)_{ak} \qquad \bar{H} = \bar{E}_{кин} + \bar{E}_{пот}$$

$$\Theta = kT$$

$$\bar{A}k = -\left(\frac{dF}{da_k}\right)_T = -\left(\frac{d\psi}{da_k}\right)_T \qquad \bar{A}_k = -\frac{d\bar{H}}{da_k} = -\frac{dE_{пот}}{da_k}$$

va $\Psi = F = U - TS \quad U = \bar{H} \quad dF = -SdT - PdV - \Sigma A_k da_k$

$$\vec{F} = -\vec{\Delta} E_{пот}$$

Termodinamikadan ma`lumki, T - sistemaning muvozanat holatini ifodalovchi parametr. Agar ikkita muvozanatda turgan sistemalarni olib, ularni ta`sirlashtirsak, yangi hosil bo`lgan sistema muvozanatda

$T_1 \quad \boxed{H_1 \quad \Theta_1}$

$$\omega = \exp\left(\frac{\Psi_1 - H_1}{\Theta_1}\right)$$

$T_2 \quad \boxed{H_2 \quad \Theta_2}$

$$\omega = \exp\left(\frac{\Psi_2 - H_2}{\Theta_2}\right)$$

$\boxed{\begin{array}{c} H_1 \\ \hline H_2 \end{array}} \quad T_1 = T_2$

bo`lishi uchun sistemalarning harorati teng bo'lishi lozim $T_1 = T_2$

$\frac{H_1 + H_2}{\Theta} = \frac{H_1}{\Theta_1} + \frac{H_2}{\Theta_2}$ - bu tenglik, $\Theta_1 = \Theta_2$ bo`lgan holdagina bajariladi, ya`ni haqiqatan ham $\Theta$ harorat vazifasini o`taydi. Agar

$\ln Z_{Ферми} = \ln\left(1 + \exp\left(\frac{\mu - \varepsilon}{kT}\right)\right)$ $(\Theta = kT)$ bo`lsa, sistema muvozanatda qoladi.

$$\omega = \exp\left(\frac{\Psi - H}{\Theta}\right) = \omega_1$$

$$\omega_2 = \exp\left(\left(\frac{\Psi_1}{\Theta_1} + \frac{\Psi_2}{\Theta_2}\right) - \left(\frac{H_1}{\Theta_1} + \frac{H_2}{\Theta_2}\right)\right)$$

Normirovka shartidan:

$\int \exp\left(\frac{\Psi - H(X,a)}{\Theta}\right)dX = 1$ u holda, quyidagicha yozish mumkin

$\exp\left(\frac{\Psi}{\Theta}\left[\int \exp\left(-\frac{H(X,a)}{\Theta}\right)dX\right]\right) = 1$ (4 ) bu ifodada

$\boxed{\int \exp\left(-\frac{H(X,a)}{\Theta}\right)dX = Z}$ - (5) deb belgilaymiz, ya`ni sistemaning energetik holatini ifodalaydi, shu boisdan bu ifoda *holat integrali* deb ataladi.

$Z$ - faqatgina to`liq energiya bilan ifodalanadi.

Holat integrali ifodasi yordamida (5) ifoda $\exp\left(\frac{\Psi}{\Theta}\right)Z = 1$ ko`rinishga keladi, bundan $Z = \exp\left(-\frac{\Psi}{\Theta}\right)$ ekanligi, undan esa $\boxed{\Psi = -\Theta \ln Z}$ (6) kelib chiqadi. Holat integralini bilgan holda sistemani ifodalovchi turli kattaliklarni aniqlash mumkin.

$$U = \overline{H} = \Psi - \Theta\frac{\partial\Psi}{\partial\Theta} = -\Theta\ln Z + \Theta\ln Z + \Theta^2\frac{\partial \ln Z}{\partial\Theta} = \Theta^2\frac{\partial \ln Z}{\partial\Theta} =$$

$$= \boxed{kT^2\frac{\partial \ln Z}{\partial T}}$$

(7)

$$\boxed{C_V = \frac{\partial U}{\partial T} = 2kT\frac{\partial \ln Z}{\partial T} + kT^2\frac{\partial^2 \ln Z}{\partial T^2}}$$ (8) shuningdek,

$Z$ ni bilgan holda sistema holat $C_P = \frac{\partial H}{\partial T}$ tenglamasini yozish mumkin.

$$H_{энт.} = kT^2\frac{\partial \ln Z}{\partial T} + \Theta V\frac{\partial \ln Z}{\partial V}$$

$$P = -\frac{\partial \Psi}{\partial V} = \Theta \frac{\partial \ln Z}{\partial V} \qquad \boxed{PV = \Theta V \frac{\partial \ln Z}{\partial V}} \qquad (9) \qquad H_{\text{энт.}} = U + PV$$

$$\Phi = U - TS + PV$$

$$\Phi = kT^2 \frac{\partial \ln Z}{\partial T} - T k \ln Z - T^2 k \frac{\partial \ln Z}{\partial T} + \Theta V \frac{\partial \ln Z}{\partial V} = \boxed{\Theta V \frac{\partial \ln Z}{\partial V} - T k \ln Z} \qquad (10)$$

## Entropiya va sistemaning holat ehtimolligi

$$\Psi = U - TS = \overline{H} - TS$$

$$S = \frac{\overline{H} - \Psi}{T} = \int \frac{H - \Psi}{T} \exp\left(\frac{\Psi - H}{\Theta}\right) dX =$$

$$= -k \int \frac{\Psi - H}{\Theta} \exp\left(\frac{\Psi - H}{\Theta}\right) dX = -k \int \ln \omega(x) \omega(X) dX =$$

$$= \boxed{-k \overline{\ln \omega(x)}}$$

$$S = -\frac{\partial \Psi}{\partial T} = -k \frac{\partial \Psi}{\partial \Theta} = k \ln Z + k\Theta \frac{\partial \ln Z}{\partial \Theta} = \boxed{k \ln Z + kT \frac{\partial \ln Z}{\partial T}} \qquad (10)$$

Entropiya ham harorat $T$ kabi faqatgina ehtimollik xarakteristikalari bilan aniqlanadi va butun statistik ansamblni to`liq ifodalovchi kattalik hisoblanadi, biroq mexanik mikroholatni ifodalamaydi.

Faraz qilaylik, makroholat $\boldsymbol{N}$ mikroholatlar bilan ifodalanadi. U holda har qaysi mikroholat ehtimolligi $1/N$ ga teng bo`ladi.

$$\overline{\ln \omega} = \sum_{i=1}^{N} W_i \ln W_i = \sum_{i=1}^{N} \frac{1}{N} \ln \frac{1}{N} = -\ln N$$

$$S = k \ln N = k \ln W_T \; (11)$$

Geyzenbergning noaniqlik prinsipidan $dx\, dp_x \geq \hbar \quad d\Gamma = \hbar^{3N}$ - birgina mikroholatga to`g'ri keluvchi minimal hajm.

$$N = \frac{\Delta\Gamma'}{\hbar^{3N}} \qquad S = k \ln \Delta\Gamma - k \ln \hbar^{3N} = const$$

Entropiya $S$ ning additiv ekanligini isbotlaymiz.

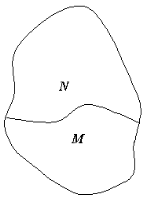
$$\Delta\Gamma_1 = \Delta x_1 p_{x_1} \ldots \Delta z_N \Delta p_{z_N}$$

$$\Delta\Gamma_{(1+2)} = \Delta x_1 \ldots \Delta p_{z_N} \Delta x_{_{N+1}} \Delta p_{x_{N+1}} \ldots \Delta p_{z_{N+M}} = \Delta\Gamma_1 \, \Delta\Gamma_2$$

Demak, fazoviy hajmlar o`zaro ko`paytiriladi.

$$S_{1+2} = k \ln \Delta\mathit{\Gamma}_1 \Delta\mathit{\Gamma}_2 - k \ln \hbar^{3(N+M)} = k \ln \Delta\mathit{\Gamma}_1 - 3Nk \ln \hbar +$$
$$+ k \ln \Delta\mathit{\Gamma}_2 - 2Mk \ln \hbar,$$

demak, $S_{1+2} = S_1 + S_3$ entropiya additiv termodinamik potensial




4-rasm. Muxitdagi Gilbert hajm ayrim xajmlar yig'indisidan iborat

## Gibssning kanonik taqsimotini ideal gaz uchun qo`llash

Agar holat integrali $Z = \int \exp\left(-\frac{H(X, a)}{\Theta}\right) dX$ ma`lum bo`lsa, sistemaning barcha makroparametrlarini topish mumkin.

F. q. $T$ haroratda $N$ ta molekula bo`lsin.

$$U=\begin{cases}0, & \text{ichida}\\ \infty, & \text{chegarada}\end{cases}$$

$$H=T+U=\sum_{i=1}^{N}\frac{p_i^2}{2m}+U$$

$$Z=\int \exp\left(-\sum\frac{p_i^2}{2mkT}\right)d\,\vec{p}_1 d\,\vec{p}_2 \ldots d\,\vec{p}_N \int \exp\left(-\frac{U}{kT}d\,\vec{r}_1 d\,\vec{r}_2 \ldots dr_N\right)$$

$$\boxed{Z_{Ферми}=1+\exp\left(\frac{\mu-\varepsilon}{kT}\right)}$$

$$d\,\vec{r}=dx\,dy\,dz$$

$$Z=\prod_{i=1}^{N}\int_V dx_i\,dy_i\,dz_i\prod_{i=1}^{N}\int_{-\infty}^{\infty}\exp\left(-\frac{p_x^2+p_y^2+p_z^2}{2mkT}\right)dp_{x_i}dp_{y_i}dp_{z_i}=$$

$$=V^N(2\pi\, m\,k\,T)^{3N/2}$$

$$\int_{-\infty}^{\infty}\exp\left(-\frac{p_x^2}{2m\,k\,T}\right)dp_x=\sqrt{2\pi\, m\,k\,T}$$

$$\boxed{Z=V^N(2\pi\, m\,k\,T)^{3N/2}} \quad (1)$$

yoki $\quad Z=z^N \quad$ bu yerda $\quad z=(2\pi\, m\,k\,T)^{3N/2}$

Shunday qilib, agar sistema $\boldsymbol{N}$ ta bir xil zarralardan tashkil topgan bo`lsa, birgina zarraning holat funksiyasini aniqlash va uni $\boldsymbol{N}$ darajaga ko`tarish kifoya.

$$\Psi=-\Theta\ln z=-\Theta N\ln V-\Theta\frac{3}{2}N\ln(2\pi m\Theta)=$$

$$=-\Theta N\ln V-\Theta\frac{3}{2}N\ln(2\pi m)-\Theta\frac{3}{2}N\ln\Theta$$

$$S=-\frac{\partial\Psi}{\partial T}=-k\frac{\partial\Psi}{\partial\Theta}=k\left\{N\ln V+\frac{3}{2}N\ln(2\pi m)+\frac{3}{2}N\ln\Theta+\frac{3}{2}N\Theta\frac{1}{\Theta}\right\}(2)$$

$$U=\Theta^2\frac{\partial\ln z}{\partial\Theta}$$

$$\ln z = N\left(\ln V + \frac{3}{2}\ln(2\pi m) + \frac{3}{2}\ln\Theta\right)$$

$$Z = \sum_n \exp\left(\frac{\mu - \varepsilon_n}{kT}\right) (3)$$

$$U = \frac{3}{2}\frac{m}{\mu}RT \qquad (3a) \qquad \text{chunki} \quad N = \frac{m}{\mu}N_A$$

$$P = -\frac{\partial\Psi}{\partial V} = \frac{\Theta N}{V} \qquad VP = \Theta N \qquad VP = kT\,N \qquad PV = \frac{m}{\mu}RT$$

Agar $\Psi$ va $S$ uchun ifodalarni ko`rib chiqadigan bo`lsak, ular additivlik shartini qanoatlantirmaydi.

Agar $N \uparrow \alpha N$, $V \uparrow \alpha V$ bo`lsa, unda $\Psi' = \alpha\Psi$, $S' = \alpha S$ bo`lishi kerak.

Unda o`rniga qo`yib quyidagini hosil qilamiz.

$$S' = \alpha S + \alpha k N \ln\alpha \qquad \Psi' = \alpha\Psi - \alpha\Theta N \ln\alpha$$

Biz zarralar o`rni almashinishi holat funksiyasini o`zgartira olmasligini hisobga olmadik. Zarralar bir xil bo`lganligi tufayli ularning o`rnini almashtirish holatni o`zgartirmaydi, ya`ni holat integrali $Z_{isp}$ quyidagicha olinishi kerak.

$Z = \frac{1}{N!}V^N(2\pi mkT)^{3N/2}$, biz zarralar o`rni almashinishi bilan farq qiladigan turli holatlar hosil bo`lmayadi.

$Z = \frac{1}{N!}V^N(2\pi mkT)^{3N/2}$ ifodani logarifmlab,

$$\ln Z = \ln\left(V^N(2\pi mkT)^{3N/2} - \ln N\right)$$

$N$ ning katta qiymatlari uchun $\boxed{\ln N! = N\ln N}$ ifodaga ega bo`lamiz.

Qo`shimcha had ichki energiya $U$, holat tenglamasi va boshqalarni hisoblashda ta`sir qilmaydi, biroq to`lqin funksiya $\Psi$ va entropiya $S$ ifodalarini aniqlaganda qo`shimcha had bu kattaliklarning additivlik shartining bajarilishini ta`minlaydi. U holda holat integrali va ehtimollik zichligi uchun ifodalar o`rinli:

$$\boxed{Z = \frac{1}{N!}\int \exp\left(-\frac{H(X,a)}{\Theta}\right)dX} \quad (4)$$

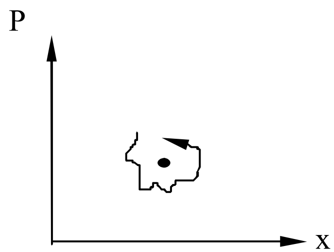
$$\omega(X) = \frac{1}{N!}\exp\left(\frac{\Psi - \overline{H}}{\Theta}\right) \quad (5).$$

**Adabiyotlar:**


1. [4] 56-66-betlar.
2. [5] 118-129-betlar.
3. [6] 49-54-betlar.


## MAKSVELL - BOLSMAN TAQSIÌOTI

Gibbsning kanonik taqsimotidan zarrachaning fazoviy muhitning biror sohasi atrofida bo`lish ehtimolligi quyidagi $\omega[H(X,a)] = e^{\frac{\psi - H(X,a)}{\theta T}}$ ifoda bilan aniqlanib, fazodagi holatini 40-rasmdagidek tasavvur etish mumkin.




5-rasm. Zarrachaning fazodagi holati

Bu munosabat tashqi maydonda turgan erkin, o`zaro ta`sirlashmaydigan zarralar uchun o`rinli. Ifodadan ko`rinayaptiki, u Ìaksvell va Bolsman taqsimotlarining ko`paytmasidan iborat. I had - zarralarning tezliklar bo`yicha taqsimoti, II had - zarraning fazodagi koordinatalariga bog'liq.

Agar zarralar o`zaro ta`sirlashadigan bo`lsa, bu holni e`tiborga olish lozim; u holda taqsimot o`zgacha bo`ladi. I taqsimotning normirovka shartida taqsimot koeffitsienti, A=(m/2πkT)$^{3/2}$ ideal gaz misolida aniqlangan. II taqsimot normirovka shartidan foydalanib V ning qiymatini aniqlaymiz. Faraz qilaylik, ideal gaz Yerning gravitatsion maydonida, Yer sathidan z ustuni, 1sm$^2$ asosli silindrik hajmda. Shu gaz ustunida zarralarning zichlik bo`yicha taqsimotining normirovka shartidan:

V=mg/kT

Shunday qilib, zarralarning ko`rilayotgan sohada tezlik bo`yicha bo`lish ehtimolligi:

$$dW(\vec{\vartheta}) = 4\pi\vec{\vartheta}^2\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}}\exp\left(-\frac{m\vartheta^2}{2kT}\right)d\vartheta$$

(1) $dW(\vartheta_x, \vartheta_y, \vartheta_z) = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}}\exp\left(-\frac{E}{2kT}\right)d\vartheta_x, d\vartheta_y, d\vartheta z$

impuls ifodasini eslasak, $\vec{P} = m\vec{\vartheta}$

$$dW(P_x, P_y, P_z) = \frac{1}{(2\pi mkT)^{3/2}}\exp\left(-\frac{p^2}{2mkT}\right)dp_x dp_y dp_z$$ yoki

umumiy holda,

$dW(\vec{\vartheta}) = 4\pi\vec{p}^2\left(\frac{m}{2\pi mkT}\right)^{\frac{3}{2}}\exp\left(-\frac{p^2}{2mkT}\right)dp$ (2) energiya va impuls orasidagi munosabatdan ehtimollikning energiya bo`yicha taqsimotni hosil qilish mumkin. $\varepsilon = \frac{p^2}{2m}$ $p^2 = 2m\varepsilon$

$p = \sqrt{2m\varepsilon}$ , bundan $dp = \sqrt{2m}\frac{d\varepsilon}{2\sqrt{\varepsilon}}$

U holda,

$$dW(\vartheta)=4\pi 2m\varepsilon\left(\frac{1}{2\pi mkT}\right)^{\frac{3}{2}}\exp\left(-\frac{2m\varepsilon}{2mkT}\right)\frac{1}{2\sqrt{\varepsilon}}\sqrt{2m}d\varepsilon=$$

$$2\pi\left(\sqrt{2m}\right)^{3}\sqrt{\varepsilon}\left(\frac{1}{2\pi mkT}\right)^{\frac{3}{2}}\exp\left(-\frac{2\varepsilon}{kT}\right)=2\pi\sqrt{\varepsilon}\left(\frac{1}{\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}}\exp\left(-\frac{\varepsilon}{kT}\right)$$

to`liq energiya kinetik va potensial energiyalar yig'indisidan iborat ekanligini nazarda tutgan holda:

$$dW\left(\vec{\vartheta},\vec{r}\right)=const\exp\left(-\frac{T+U(x,y,z)}{kT}\right)d\vec{\vartheta}d\vec{r}$$

$$dW(X)=C\exp\left(-\frac{H(X,a)}{kT}\right)d\vec{r}_1 d\vec{p}_1\ldots d\vec{r}_N d\vec{p}_N$$

$$H=\frac{p_1^2}{2m}+\frac{p_2^2}{2m}+\ldots+\frac{p_n^2}{2m}+\underbrace{U_1+U_2+\ldots+U_n}_{Potensial\ energiya}$$

.

Shunday qilib, Gibbsning kanonik taqsimoti har bir zarraning taqsimoti hosilasi ko`rinishida yozilishi mumkin.

$$dW(X)=d\omega_1 d\omega_2\ldots d\omega_N=\prod_{i=1}^{N}d\omega_i$$

$$d\omega_i=const\exp\left(\frac{-\dfrac{p_i^2}{2m}+U_i}{kT}\right)d\vec{p}_i d\vec{r}_i \qquad (3)$$

$d\omega_i$ - $\mu$ fazodagi ya`ni bir molekulaning 6- o`lchamli y fazodagi taqsimoti.

Taqsimotlardan har birining normirovkalanishi sharti $\int d\omega_i=1$,

(3) ifoda Ìaksvell - Bolsman taqsimotidir.

Harorat T bosimga va energiya $\boldsymbol{U} \quad \vec{\boldsymbol{r}}$ ga bog'liq bo`lganligi sababli oxirgi ifodani Ìaksvell va Bolsman taqsimotlarining ko`paytmasi ko`rinishida yozish mumkin.

$$d\omega = C_1 \exp\left(-\frac{p^2}{2mkT}\right) d\,\vec{p}\; C_2 \exp\left(-\frac{U(x,y,z)}{kT}\right) d\,\vec{r} \quad (4)$$

bu yerda: $C_1 = \dfrac{1}{(2\pi mkT)^{3/2}}$, u holda ehtimollikning tezlikkagina bog`liq qismi $d\omega(\vec{p}) = \dfrac{1}{(2\pi mkT)^{3/2}} \exp\left(-\dfrac{p^2}{2mkT}\right) d\,\vec{p}$ ( 5) bo`ladi.

Ma`lumki, holat energiyasi $U = mgz$, ehtimollikning holatga mos ulushi - $dW(z) = C \exp\left(-\dfrac{mgz}{kT}\right) dz$ (6)

Zarraning konsentratsiyasi esa anologik tarzda, umumiy fizika kursidan quyidagicha ekanligi ma`lum: $n(z) = n(0) \exp\left(-\dfrac{mgz}{kT}\right)$ (7).

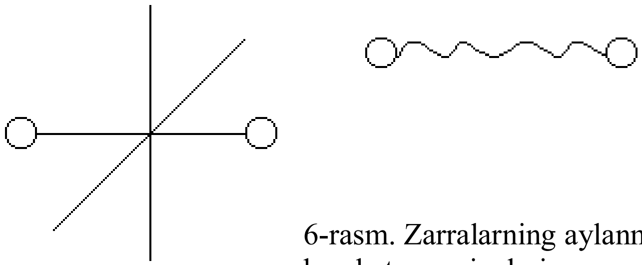
## ENERGIYANING ERKINLIK DARAJALARI BO`YICHA TENG TAQSIMLANISHI. VIRIAL TEOREMASI

Sistemaning holatini ifodalaydigan mustaqil o`zgaruvchilar soni erkinlik darajalar soni deyiladi. Gibbs taqsimotidan ma`lumki, har bir erkinlik darajasiga mos keluvchi o`rtacha energiya $\dfrac{kT}{2}$ ga teng.

$$\bar{\vec{E}}_{i\lg} = \frac{\overline{m\vartheta_x^2}}{2} + \frac{\overline{m\vartheta_y^2}}{2} + \frac{\overline{m\vartheta_z^2}}{2} \quad \text{yoki} \quad \bar{E} = \frac{\overline{m\vec{\vartheta}^2}}{2}$$

Termodinamik nuqtai nazardan ilgarilama harakat energiyasi $E_{i\lg} = \dfrac{i}{2}kT$, i - erkinlik darajalar soni, ma`lumki, ilgarilama harakat uchun i=3, u holda $E_{i\lg} = \dfrac{3}{2}kT$; aylanma harakat uchun esa i=2,

$E_{ayl}$=kT; tebranma harakat uchun i=2, $E_{teb}$=kT. Shunday qilib har bir erkinlik darajalar soni uchun $\frac{1}{2}kT$ energiya to`g`ri keladi.



6-rasm. Zarralarning aylanma va tebranma harakat energiyalari

$E_{ayl}$=kT $E_{teb}$=kT (bitta erkinlik daraja uchun )

Sistemaning to`liq energiyasi H $(q_i)=T_i+U(q_i)$, bu erda $i=1\div6N$ va $q_i$- umumlashgan koordinatalar

$$\overline{q_k \frac{\partial H}{\partial q_e}} = \int q_k \frac{\partial H}{\partial q_e} * e^{-\frac{H+\phi}{\theta}} dX \qquad (1)$$

O`rtacha qiymat shu kattalikni zarraning fazoni dX elementar hajmida bo`lish ehtimoliga ko`paytmasiga teng

$\overline{q_k \frac{\partial H}{\partial q_e}} = \{\theta$, k=l, $\overline{q_k \frac{\partial H}{\partial q_e}} = 0$, k≠l (2) bu ifodalar Kronker simvoli.

a) Faraz qilaylik, $q_k$ – impuls, u holda

$\overline{p_x \frac{\partial H}{\partial p_x}} = p_x \frac{p_x}{m} = \frac{p_x^2}{m} = \theta$, 1ta erkinlik darajasiga to`g'ri keluvchi kinetik energiya $E_i$=i/2*kT, agar i=1, u holda kinetik energiya- $E_i$=1/2*kT (3), Virial -1 teoremasi

b) Faraz qilaylik, $q_k$ - koordinata, masalan - x koordinatasi

$\overline{x \frac{\partial H}{\partial x}} = -\overline{XF}_x = kT$ gradU=-F H=E+U(x), kinetik energiya koordinataga bog'liq emas, potensial energiya esa, koordinataga bog'liq; shuning uchun:

$$\frac{\partial U}{\partial x} = -F_x \qquad \frac{1}{2}\,\overline{y\frac{\partial U}{\partial y}} = -\overline{F_{Ц}\, y}$$ - o`rtacha virial

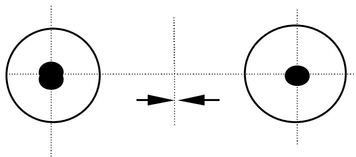
o`rtacha $\frac{F_0 + F}{2}$ ga asosan

$$\frac{1}{2}\,\overline{x_i \frac{\partial U}{\partial x_i}} = \frac{1}{2}kT$$ (4) ish $\equiv$ energiya, ish va energiya o`zaro ekvivalent.

Koordinataning to`liq energiyadan koordinata bo`yicha olingan hosilasiga ko`paytmasining o`rtacha qiymati son jihatdan 1ta erkinlik darajasiga to`g'ri keluvchi energiyaga teng – ushbu teorema (4) virial -2 teoremasi deyiladi.

Teoremaning qo`llanilishi.

Ikki atomli gazning issiqlik sig'imini aniqlaymiz



$i = 3_{il} + 2_{ay} + 1_{teb} = 6$

7-rasm

$$F = \frac{3}{2}kT + \frac{2}{2}kT + \overline{E}_{ЊЫЊ}$$

$E_{teb}$ topish uchun garmonik ossillyatorni olamiz

$$H = \frac{p_x^2}{2m} + \frac{kx^2}{2}$$

Virial - 1 teoremasiga ko`ra: $E_{teb} = \overline{\frac{p_x^2}{2m}} + \overline{\frac{kx^2}{2}}$

$$\overline{p_x \frac{\partial H}{\partial p_x}} = p_x \frac{p_x}{m} = \frac{p_x^2}{m} = kT$$

$$x\,\overline{\frac{\partial U}{\partial x}} = kT$$

$E_{teb} = \frac{kT}{2} + \frac{kT}{2} = kT$ (5) - 2 atomli 1ta erkin molekula energiyasi, u holda o`zgarmas hajmdagi issiqlik sig'imi: $C_V = \frac{\partial E}{\partial T} = \frac{7}{2} R$ (6).

## GIBBSNING KATTA KANONIK TAQSIÌOTI (GKKT)

$$\omega(X) = \frac{1}{N!} \exp\left( \frac{\Psi - H(X,a)}{\Theta} \right) \quad (1)$$

$N$ N zarradan iborat sistema uchun GKKT.
GKKT zarralar soni o`zgaruvchan bo`lgan sistema uchun yoziladi.

$$\Phi = \mu N = \underbrace{U - TS}_{\Psi} + PV$$

$\Psi = \Phi - PV = \mu N - PV = \mu N + \Omega$ - $PV$ harorat-$T$ ga bog'liq bo`lmaganligi uchun

$$\omega(X,N) = \frac{1}{N!} \exp\left( \frac{\Omega + \mu N - H(X,a,N)}{\Theta} \right) \quad (2)$$

GKKT - sistemaning ko`rsatilgan miqdordagi zarralardan tashkil topganligini hamda ma`lum mikroholatda bo`lish ehtimollik zichligini beradi.

$$\boxed{\sum_N \int \omega(N,X) dX = 1}$$

$$\boxed{Z = \sum \frac{1}{N!} \int_{(X)} \exp\left( \frac{\mu N - H(X,a)N}{\Theta} \right) dX} \quad (3)$$

$\varepsilon_2 - n_2$ (4) $\qquad \boxed{\overline{E} = U = \Theta^2 \frac{\partial \ln Z}{\partial \Theta}}$ (5)

Barcha makroparametrlar uchun yozilgan ifodalar ham holat integrali-$Z$ orqali ifodalanadi. GKKT yordamida sistemani tashkil etgan zarralarning o`rtacha sonini aniqlash mumkin:

$$\overline{N} = \Theta \frac{\partial \ln Z}{\partial \mu} \quad (6) \qquad\qquad \mu \text{ - kimyoviy potensial}$$

**Adabiyotlar:**

1. [5] 130-136-betlar.
2. [6] 27-31, 73-76-betlar.

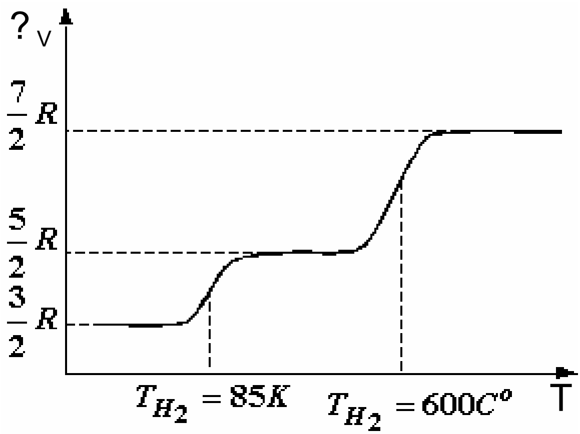
## KVANT STATISTIKASIGA O`TISH

### Kvant holatlar zichligi. Kvant usulining xususiyatlari

Klassik statistika qattiq jismda kechadigan ko`p hodisalarni, jumladan, issiqlik o`tkazuvchanlikni, ideal gaz uchun issiqlik o`tkazuvchanlikning haroratga bog'liqligini, mutlaq qora jismning yorug'lik nurlanisni va shu kabi hodisalarni tushuntirib bera olmadi. Ikki atomli molekula uchun energiya quydagiga teng:

$$\overline{\varepsilon} = \overline{\varepsilon}_{i\lg.} + \overline{\varepsilon}_{ayl.} + \overline{\varepsilon}_{teb.} = \frac{3}{2}kT + kT + kT = \frac{7}{2}kT$$

$$\overline{E} = U = \frac{7}{2}RT \qquad\qquad C_V = \frac{\partial U}{\partial T} = \frac{7}{2}R$$




8-rasm. Solishtirma issiqlik sig`imining haroratga bog`liqligi

Qattiq jism atomlari uchta mustaqil yo`nalish b o`ylab tebranishi mumkin.

$$\overline{E}_{1\,mol} = 3kT \qquad U_{1\,mol} = 3kT \qquad C_V = 3R$$

Noaniqlik prinsipiga ko`ra

$\Delta x\, \Delta p_x \geq \hbar$ $\qquad \Delta\Gamma_{\min} = \hbar^{3N}$ , $\Gamma$- Gilbert muxitda elementar hagm. Fizik kattalikning diskretligi.

$$\varepsilon_{ayl} = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2} = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2I} \qquad l = 0,\ 1,\ 2\ldots$$

$$\varepsilon_{teb.} = \hbar\omega_o\left(n + \frac{1}{2}\right) \qquad n = 0,\ 1,\ 2,\ \ldots$$

$\varepsilon_{i\lg.}$ - uzluksiz.

**Aynanlik prinsipi**

Spini ( $S_z$ ) yarim butun son qadar bo`lgan Fermi zarralari uchun:

$$S_z = (2n+1)\frac{\hbar}{2},$$

spini ( $S_z$ ) butun son qadar bo`lgan Boze zarralari uchun: $S_z = n\hbar$

Agar zarralar kvant mexanikasi nuqtai nazaridan mutlaqo aynan bo`lsa, avvalgi ma`ruzalardagi ehtimollik zichligi uchun keltirilgan $\omega(X) = \frac{1}{N!}\exp\left(\frac{\Psi - H(X,a)}{\Theta}\right)$ (1) ifoda maxrajidagi $\boldsymbol{N}$ **!** ga nisbatini olish ma`no kasb etmaydi, ya`ni bu nisbat zarralarni o`rnini almashtirisda hech qanday o`zgarishga sabab bo`lmaydi.

$\varepsilon_1 - n_1$ - klassik nuqtai nazardan holat integrali .

$Z = \int \exp\left(-\frac{\varepsilon}{\Theta}\right)\Omega(\varepsilon)d\varepsilon$ - energiya bo`yicha integrallaymiz.

Buning uchun “kvant holatlar zichligi” tushunchasini kiritamiz. $\Omega(\varepsilon)$ - energiyaning bir qiyma-tiga nechta kvant holatlar to`g’ri kelishini ko`rsatadi.

a) ilgarilama harakat

$Z = z^N \qquad z = \int \exp\left(-\frac{H}{\Theta}\right)\underbrace{dx\,dy\,dz\,d\vec{p}}_{\hbar^3}$ 1 ta zarra uchun

$z = V\int \exp\left(-\frac{p^2}{2m\Theta}\right)\frac{4\pi p^2 dp}{\hbar^3}$ bu yerda

$, 4\pi p^2 dp = 2\pi(2m)^{3/2}\sqrt{\varepsilon}\,d\varepsilon$ ekanligidan

$$z_{i\lg.} = V\int \exp\left(-\frac{\varepsilon}{kT}\right)\frac{2\pi(2m)^{3/2}\sqrt{\varepsilon}}{\hbar^3}d\varepsilon$$

$\boxed{\Omega(\varepsilon)_{1V} = \frac{2\pi(2m)^{3/2}\sqrt{\varepsilon}}{\hbar^3}}$ - birlik hajmdagi ilgarilama harakat uchun kvant holatlar zichligi.

$$z_{i\lg.} = V\frac{(2\pi mkT)^{3/2}}{\hbar^3} \qquad Z = V^N\frac{(2\pi mkT)^{3N/2}}{\hbar^{3N}}$$

$$\bar{\varepsilon}_{i\lg.} = \frac{3}{2}kT \qquad U_{i\lg.} = \frac{3}{2}RT \qquad C_{V_{i\lg.}} = \frac{3}{2}R$$

Ifodalardan ko`rinadiki, ilgarilama harakat uchun kvantomexanik usul bilan olingan ifodalar klassik mexanika uchun hosil bo`lgan ifodalar kabi bo`ladi.

$$\bar{\varepsilon} = \boxed{\bar{\varepsilon}_{i\lg.}} + \bar{\varepsilon}_{ayl.} + \bar{\varepsilon}_{teb.}$$

Energiya diskretligi tufayli: $\boxed{z_{ayl} = \sum_{l=0}^{\infty}\exp\left(-\frac{\hbar^2 l(l+1)}{2I\,kT}\right)(2l+1)}$

$$\Omega(\varepsilon) = 2l+1$$

Kvant holatlar zichligi aynish karraligiga analogik kattalikdir.

Tebranma harakat uchun:

$$\boxed{z_{teb.} = \Sigma\exp\left(-\frac{\hbar\omega_o(2n+1)}{kT}\right)1}$$

$$z_{teb.}=\sum_n \exp\left(-\frac{\hbar\omega_o}{2kT}(2n+1)\right)=\exp\left(-\frac{\hbar\omega_o}{2kT}\right)\sum_n \exp\left(-\frac{\hbar\omega_o}{kT}n\right)=$$

$$=\exp\left(-\frac{\hbar\omega_o}{2kT}\right)\frac{1}{1-\exp\left(-\frac{\hbar\omega_o}{kT}\right)}=\boxed{\frac{\exp\left(\frac{\hbar\omega_o}{2kT}\right)}{\exp\left(\frac{\hbar\omega_o}{kT}\right)-1}}$$

$$\ln z=\frac{\hbar\omega_o}{2kT}-\ln\left(\exp\left(\frac{\hbar\omega_o}{kT}\right)-1\right)$$

$$\bar{\varepsilon}_{teb.}=kT^2\frac{\partial \ln z}{\partial T}=kT^2\left(-\frac{\hbar\omega_o}{2kT^2}+\frac{\exp\left(\frac{\hbar\omega_o}{kT}\right)\frac{\hbar\omega_o}{kT^2}}{\exp\left(\frac{\hbar\omega_o}{kT}\right)-1}\right)=$$

$$=\frac{\hbar\omega_o}{2}+\frac{\hbar\omega_o}{\exp\left(\frac{\hbar\omega_o}{kT}\right)-1}$$

Yuqori haroratlar uchun $T$ $\left(T>>\frac{\hbar\omega_o}{k}\right)$ quyidagi ifoda hosil bo`ladi:

$$\bar{\varepsilon}=\frac{\hbar\omega_o}{2}+kT \qquad \boxed{C_V=\frac{\partial}{\partial T}N_A\bar{\varepsilon}=R}$$

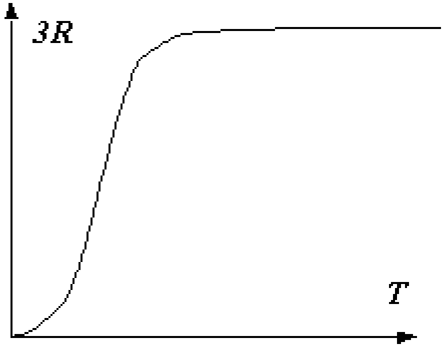
, qattiq jism uchun

$$\boxed{C_V=3R}$$

$H_2$ uchun $\frac{\hbar\omega_o}{k}=6000^o K$ $\qquad$ $O_2$ uchun $\frac{\hbar\omega_o}{k}=2230^o K$

Past haroratlarda $T$ $\left(T<<\frac{\hbar\omega_o}{k}\right)$: $\bar{\varepsilon}=\frac{\hbar\omega_o}{2}+\underbrace{\hbar\omega_o\exp\left(-\frac{\hbar\omega_o}{kT}\right)}_{\to 0\ agar\ T\to 0}$

$$C_{V_{teb.}} = \frac{\partial U}{\partial T} = R\left(\frac{\hbar\omega_o}{kT}\right)^2 \exp\left(-\frac{\hbar\omega_o}{kT}\right) \to 0 \ agar \ T \to 0$$




9-rasm. Dyulong - Pti qonuni

Aylanma harakatdagi kabi

$$z_{ayl.} = \sum_{l=0}^{\infty} \exp\left(-\frac{\hbar^2 l(l+1)}{2I\,kT}\right) \qquad T >> \frac{\hbar^2}{2I\,k},$$

$$\bar{\varepsilon}_{2atom.ayl} = kT \quad U = RT \qquad C_{V_{o'r.}} = R$$

$$T << \frac{\hbar^2}{2I\,k}, \qquad \bar{\varepsilon}_{ayl} = \frac{3\hbar^2}{I} \exp\left(- \quad \right) \to 0 \ \text{при} \ T \to 0$$

$$C_V = C_{V_{ayl.}} + C_{V_{i\lg.}} + C_{V_{teb.}}$$

**Adabiyotlar:**


1. [1] 29-38-betlar.
2. [2] 92-96, 372-377-betlar.
3. [6] 63-68-betlar.
4. [15] 80-83-betlar.

# KVANT STATISTIKASI

Shu paytgacha biz mikrozarralar aynanlik shartiga bo`ysunib, ularning spinlari qiymatiga ko`ra Pauli prinsipiga bo`ysunadimi yoki yo`qmi, unga ahamiyat bermadik. Shuni aniqlash uchun Bolsmanning yacheyka usulidan foydalanamiz.

Klassik zarralar

$N:1,\ 2,\ 34, 45,\ ,...750 \qquad (n_1)-\varepsilon_1$

$N:13,\ 22,\ 48, 88,\ ,... \quad (n_2)-\varepsilon_2$

$\vdots$

$(n_k)-\varepsilon_k$

Biror elementar sistema ma`lum energiyaga ega bo`lgan zarra bo`lsin. Bu sistemada zarralar soni o`zgarib tursin, ya`ni bunday sistema uchun GKKTni qo`llash mumkin.

$$z=\sum_{n=0}^{\infty}\frac{1}{n!}\int \exp\left(-\frac{\mu n-H(X,a)}{kT}\right)dX=\sum_{\substack{n=0\\k}}^{\infty}\frac{1}{n!}\int \exp\left(-\frac{\mu n_k-\varepsilon}{kT}\right)\Omega(\varepsilon)d\varepsilon .$$

shu sistemaning energiyasi quyidagiga teng $\varepsilon_k$ , $\qquad \varepsilon_k n_k=\varepsilon$

Energiya bo`ylab integrallash o`rniga barcha $\boldsymbol{n_k}$ lar uchun energiyalarni yig'amiz:

$$z=\sum_{n_k=0}^{\infty}\frac{1}{n!}\boxed{\exp\left(\frac{(\mu-\varepsilon_k)n_k}{kT}\right)}=\sum_{n_k=0}^{\infty}\frac{1}{n_x!}x^{n_k}=\exp(x)$$

$$\ln \boldsymbol{z}=\boldsymbol{x}=\exp\left(\frac{\boldsymbol{\mu}-\boldsymbol{\varepsilon}}{kT}\right)$$

$$\overline{n}(\varepsilon)=\Theta\frac{\partial}{\partial\mu}\ln z=\exp\left(\frac{\mu-\varepsilon}{kT}\right) \qquad (1)$$

(1)- ifoda zarralarning energiya bo`icha taqsimot qonuni, ya`ni Maksvell-Bolsman taqsimoti.

$dn(\varepsilon)$ - energiyaning $d\varepsilon$ intervalida zarralar soni, u holda:

$$dn(\varepsilon)=\overline{n}(\varepsilon)\Omega(\varepsilon)d\varepsilon=\exp\left(\frac{\mu-\varepsilon}{kT}\right)\frac{(2m)^{3/2}\sqrt{\varepsilon}}{\hbar^3}d\varepsilon \quad (2)$$

zarralarning energiya taqsimoti:

$$\int_0^{\infty} dn(\varepsilon) = n \Rightarrow \exp\left(-\frac{\mu}{kT}\right) = \frac{1}{n}\left(\frac{2\pi mkT}{\hbar^2}\right)^{3/2} \quad (3)$$

Agar (3) ni (2) ga qo`ysak, zarraning $d\varepsilon$ intervalida bo`lish ehtimolligi:

$$dW(\varepsilon) = \frac{dn(\varepsilon)}{n} = 2\pi\left(\frac{1}{\hbar^2 \pi kT}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{kT}\right)\sqrt{\varepsilon}\; d\varepsilon \quad (4)$$

## Fermion va bozonlar

Zarralar mutlaqo aynan bo`lganligi tufayli ularning o`rnini almashtirish to`g'risida mulohaza yuritish ma`noga ega emas. Turli zarralar uchun energiyaning biror qiymati mos keladi.

$\varepsilon_1 - n_1$ - zarra

$\varepsilon_2 - n_2$ - zarra

$\vdots$

$\varepsilon_k - n_k$ - zarra.

holat integrali: $Z = \sum_n \exp\left(\frac{\mu - \varepsilon_n}{kT}\right)$

$$\boxed{Z_{Fermi} = 1 + \exp\left(\frac{\mu - \varepsilon}{kT}\right)} \quad (5)$$

$$\ln Z_{Fermi} = \ln\left(1 + \exp\left(\frac{\mu - \varepsilon}{kT}\right)\right)$$

$$\bar{n} = kT\frac{\partial \ln Z}{\partial \mu} = \frac{\exp\left(\frac{\mu - \varepsilon}{kT}\right)}{1 + \exp\left(\frac{\mu - \varepsilon}{kT}\right)}$$

$$\boxed{\bar{n}_{F.D.} = \frac{1}{\exp\left(\frac{\varepsilon - \mu}{kT}\right) + 1}}$$ (6) - Fermi – Dirak zarralari taqsimoti

Boze zarralari uchun xolat integrali:

$$Z_{Boze}=\sum_{n=0}^{\infty}\left(\underbrace{\exp\left(\frac{(\mu-\varepsilon)}{kT}\right)}_{\substack{\text{maxraj geometrik}\\ \text{progressiyada}}}\right)^{n}=\frac{1}{1-\exp\left(\frac{\mu-\varepsilon}{kT}\right)}$$

ifodani logarifmlasak $\ln Z_{B.E.}=-\ln\left(1-\exp\left(\frac{\mu-\varepsilon}{kT}\right)\right)$ u holda elektronlarning energiya bo'yicha taqsimoti quyidagi ko'rinishni oladi

$$\boxed{\overline{n}_{B.E.}=\Theta\frac{\partial\ln Z_{B.E.}}{\partial\mu}=\frac{\exp\left(\frac{\mu-\varepsilon}{kT}\right)}{1-\exp\left(\frac{\mu-\varepsilon}{kT}\right)}=\frac{1}{\exp\left(\frac{\varepsilon-\mu}{kT}\right)-1}}\quad(7),$$

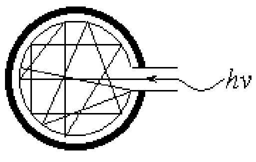
bu yerda μ – Fermi sathi. (7) ifoda Boze-Eynshteyn taqsimoti (statistikasi).

**Adabiyotlar:**


1. [1] 139-142, 462-476-betlar.
2. [2] 83-85-betlar.
3. [5] 220-224-betlar.
4. [6] 168-173-betlar.


## BOZE-EYNSHTEYN STATISTIKASINI FOTON GAZI UCHUN TATBIQ ETISH

Mutlaq qora jism nurlanishini quyidagi model yordamida tushunishmumkin.




10-rasm. Mutlaq qora jism modeli.

Ushbu modelda mutlaq qora jism ichida muvozanatli EM nurlanish, ya’ni foton gazi sodir bo`lib, nurlanish devor harorati bilan muvozanatda bo`ladi.

$\rho(\nu,T)=\varepsilon\cdot\bar{n}(\varepsilon)$ (1) ($\varepsilon$ - foton energiyasi)

energiya zichligi $d\rho(\nu,T)=\varepsilon\,\bar{n}(\varepsilon)d\Omega(\varepsilon)d\varepsilon$, bu yerda $d\Omega$ - kvant holatlar zichligi $\varepsilon=h\nu$ $\mu=0$, sabab - tinch holatda foton massasi $m=0$.

Bitta mol uchun holatlar soni $\frac{4\pi p^2 dp}{\hbar^3}$ ga teng, $p=\frac{h\nu}{c}$ ga asosan ,

$$\left[d\rho(\nu,T)=\frac{4\pi(2\pi)^3\hbar\omega}{c^3\exp\left(\frac{\varepsilon}{kT}-1\right)}\nu^2 d\nu\right] \quad (2)$$

dν oraliqdagi nurlanish energiyasi

Fermi-Dirak statistikasining metalldagi elektron gaz uchun qo`llanishi

$$\bar{n}=\frac{2}{\exp\left(\frac{\varepsilon-\mu}{kT}+1\right)} \quad (3)$$

Haroratning $T=0$ qiymatida $\mu$- va ungacha bo`lgan barcha sathlar elektronlar bilan to`lgan bo`ladi ( $\mu$ - Fermi sathi). Normirovka shartidan $\mu$ qiymatini topish mumkin.

$\int_0^{\varepsilon_{\max}}\bar{n}(\varepsilon)\Omega(\varepsilon)d\varepsilon=N$ (4), bu yerda $\Omega(\varepsilon)$ - $\frac{2\pi(2m)^{3/2}\sqrt{\varepsilon}}{\hbar^3}$

$2\int_0^{\varepsilon_{\max}}2\pi(2m)^{3/2}\sqrt{\varepsilon}\,\frac{1}{\hbar^3}\sqrt{\varepsilon}=N$ ifodani integrallasak,

$2\cdot 2\cdot 2\pi(2m)^{3/2}\frac{1}{\hbar^3}\frac{\varepsilon_{\max}^{3/2}}{3}=N$ qiymat kelib chiqadi, demak,

$$\frac{8}{3}\pi(2m)^{3/2}\frac{1}{\hbar^3}\varepsilon_{\max}^{3/2}=N \quad (5)$$

$$\mu = \varepsilon_{\max} = \left[\frac{3N\hbar^3}{8\pi(2m)^{3/2}}\right]^{2/3} \approx 9-8\,eV \quad (6)$$ energiyaning o`rtacha qiymati esa,

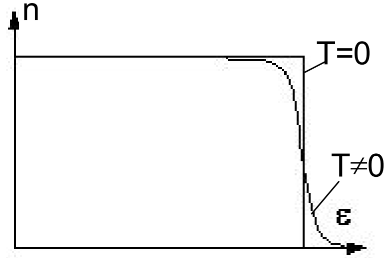
$$\bar{\varepsilon} = \int_0^{\varepsilon_{\max}} \varepsilon \frac{dn(\varepsilon)}{N} = \frac{3}{5}\varepsilon_{\max} \sim 1-3eV \quad (7)$$

Harorat 300K ga teng bo`lganda $kT = 0{,}023\,\text{eV}$

$$U_{EA} = N\bar{\varepsilon} = const, \quad demak, \quad C_V = 0$$

Jismning harorati ko`tarilganda qanday hodisa ro`y berishini ko`ramiz. Erish haroratigacha bo`lgan barcha harorat $\boldsymbol{T_\Phi}$ ga nisbatan past bo`ladi.

Mutlaq noldan farq qiluvchi harorat uchun zarralarning energiya bo`ylab taqsimoti quyidagicha bo`ladi




11-rasm Zarrakar konsentratsiyasining energiya bo'yihca taqsimoti

Energiyaning o`rtacha qiymatini $\bar{\varepsilon}$ va $\boldsymbol{C_V}$ hisoblasak, solishtirma issiqlik sig`imi uchun quyidagi qiymat hosil bo`ladi,

$$C_V = \frac{Nk\pi^2 kT}{2\varepsilon_{\min}} << R$$

Shunday qilib, metallning solishtirma issiqlik sig`imiga - $\boldsymbol{C_V}$ elektron gaz hech qanday hissa qo`shmaydi.

## KVANT MEXANIKASIDAN KLASSIK MEXANIKAGA O`TISH VA AKSINCHA

Vaqtning biror t qiymatida birlik yuzasidan chiquvchi elektronlar sonini hisoblash kerak.

$$\frac{mV_x^2}{2} > e\varphi, \qquad d\nu = dn(V_x)\ 1sm^2 V_x, \qquad dn(V_x) = n d\omega(V_x),$$

$$d\omega(V_x) = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{1/3} \exp\left(-\frac{mV_x^2}{2}\right) dV_x\ ,\ \overline{V} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$$

$$\overline{n}_{kv.st.} = \frac{1}{\exp\left(\frac{\varepsilon - gm}{kT} \pm 1\right)} \qquad (1)$$

"+" ishora- Fermi-Dirak taqsimoti uchun; "-" ishora- Boze-Eynshteyn taqsimoti uchun $dn(\varepsilon) = \overline{n}(\varepsilon)\Omega(\varepsilon)d\varepsilon$

Kvant statistikasiga bo`ysunuvchi gazlar "aynigan gaz" deyiladi, masalan metalldagi elektronlar $\overline{e}$ , foton gaz.

Agar gaz klassik mexanika qonunlariga bo`ysunsa, ya'ni Maksvell taqsimotiga bo`ysunsa, ular "aynimagan gaz" deb ataladi.

$$\overline{n}_{aynimagan.} = \exp\left(\frac{\mu - \varepsilon}{kT}\right) \qquad (2)$$

$$\int_0^\infty dn(\varepsilon) = N$$

$$\exp\left(-\frac{\mu}{kT}\right) = \frac{1}{n}\left(\frac{\hbar^2}{2\pi mkT}\right)^{-3/2} \qquad (3)$$

Agar (1) ifodani mushohada etsak, agar

$\exp\left(\frac{\varepsilon - \mu}{kT}\right) >> 1$ bo`lsa , (1) ifoda (2) ifodaga o`tadi:

$$\left[\exp\left(-\frac{\mu}{kT}\right) >> 1\right] \qquad (4)$$

aynigan holatdan aynimagan holatga o`tish sharti:

n -*miqdori oz*, m- *katta* , T-*yuqori -klassik gaz* **.**

Metallarda elektronlar konsentratsiyasi juda katta $\left(n \sim 10^{22}\right)$, demak metall-dagi elektronni $\bar{e}$- aynigan gaz deb qarash mumkin. Yarim o`tkazgichlarda elektronlar $n$- soni metalldagi elektronlar soniga qaraganda kam, shu boisdan yarim o`tkazgichlarda erkin elektronlar $\bar{e}$ taqsimoti Maksvell statistikasiga bo`ysunadi.

**Adabiyotlar:**

1. [1] 476-481-betlar.
2. [5] 255-267-betlar.
3. [6] 156-173-betlar.

# OPTIK VA KVANT ELEKTRONIKASI

## Kvant elektronikasining elementlari

Kvant elektronikasi - fan va texnikaning shunday sohasiki, u EM-to`lqinlarni hosil qilish, ularni kuchaytirish hamda o`zgartirishda kechadigan kvant hodisalarini o`rganadi va tatbiq qiladi.

Oddiy elektronika erkin elektronlar $\overline{e}$ harakatini klassik mexanika qonunlari asosida o`rganadi. Kvant elektronikasida esa, elektromagnit nurlanishning atom va molekuladagi elektronlar - $\overline{e}$ bilan ta’siri o`rganiladi.

Optoelektronika- optik nurlanishning modda bilan ta’sirini o`rganadi hamda bu ta’sir xususiyatlaridan turli ma`lumotlarni qabul qilish, uzatish va saqlash maqsadlarida foydalanish yo`llarini ko`rsatib beradi. EM nurlanish quyidagi diapazonlarda bo`lishi mumkin: Radioto`lqinlar 1mm $<\lambda<$ bir necha kilometrlargacha Infraqizil nurlar 0,78 $\mu$ m $<\lambda<$ <10000 $\mu$ m Nurlanishning ko`rish sohasi 0,38 $\mu$ m $<\lambda$ <,78 $\mu$ m Ultrabinafsha nurlar 000001 $\mu$ m $<\lambda$ <0,38 $\mu$ m Rentgen nurlari 1 nm $<\lambda$ <300nm $\gamma$ -nurlanish $\lambda$ <1nm

Optik nurlanish faqatgina qizdirilgan jismlar yoki gaz razryadi yordamida hosil qilinib, bunday nurlanish chastotasini boshqarish mumkin emas. Sabab nurlanish nokogerent.

$$E=E_o\cos\left(\omega t-\overline{k}r\right)=E_o\cos\left(2\pi\nu t-\frac{2\pi}{\lambda}r\right)$$

$$\overline{k}=\frac{2\pi}{\lambda} \qquad \nu=\frac{1}{T}$$

Kogerentlik – muhit va zamonda tebranma harakat va to`lqinlarning mos tarqalishi. Agar elektromagnit to`lqinning amplitudasi, chastotasi, fazasi, tarqalish yo`nalishi hamda qutblanishi doimiy yoki biror qonuniyat asosida o`tsa, EM to`lqin kogerent bo`ladi.

Majburiy nurlanish - kvant sistemasining tashqi elektromagnit ta’siri tufayli kvant o`tishlar natijasida fotonlarning kogerent nurlanishidir.

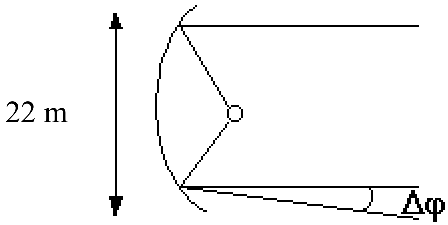
Kvant kuchaytirgich - majburiy nurlanishga asoslangan elektromagnit to`lqinlarni kuchaytiruvchidir.

Lazer - optik kvant generator (Light Amplification by Stimulation Emission of Radiation ( induksiyalangan nurlanish yordamida yorug'likni kuchaytirish)

Mazer- radiodiapazondagi kvant nurlanish manbai. Kogerent optik nurlarni qo`llash qanday imkoniyatlar beradi? Optik kanallarning informatsion sig'imini oshirish mumkin.

Masalan, TV dasturida tasvirni uzatish uchun zarur bo`lgan chastota intervali ~ 5MGs. Agar to`lqin uzunligi $\lambda \sim 1\,\mathrm{m}$ bo`lganda chastota qiymati $\nu_o = 300$ MGs bo`ladi

Optik to`lqinlarni qo`llash orqali esa, uzatish mumkin bo`lgan chastota intervalini kengaytirish, ya`ni $\nu \sim 10^{13} - 10^{14}$ MGs qiymatli chastotaga erishish mumkin. Bu esa yorug`lik orqali aloqa o`rnatish imkonini beradi.




$$d = 22\,m \quad \lambda = 1\,m$$

$$\Delta\varphi = \frac{\lambda}{d} = 8{,}6^o$$

Oygacha bo`lgan masofa $d = 30000\,km$

$$\left.\begin{matrix} \lambda = 1\,\mu m \\ d = 10\,sm \end{matrix}\right] - \left[\Delta\varphi = 10^{-5}\,rad \qquad d = 3\,km\right.$$

Yorug'lik to`lqinlarini qo`llash energiyani yig`ishda (kichik sohaga fokuslash) juda katta imkoniyatlar yaratadi. Butun Yerga Quyosh nurlanish
quvvati 0,01 Vt. Optik kogerent nurlanish uchun quvvat- 1000 Vt/sm$^2$. Lazer nuri esa $\tau = 10^{-11}\,s$ vaqtda uzatadigan quvvat - $10^{11}$ Vt. Kogerent nurlanish hajmiy tasvir hosil qilishda ya'ni, golografiyada ahamiyatli.

Optik nurlanish yordamida informatsiyani uzatish shu jihatdan afzalki, bunda informatsiya elektronlar bilan emas, fotonlar yordamida uzatiladi, ular o`zaro ta’sirlashmaydi. Bu hol ko`p kanalli aloqa o`rnatishga imkon beradi hamda kirish va chiqishni ajratishga imkon beradi, ya’ni turli parazit bog’lanishlar va olinayotgan ma`lumot (informatsiya)larga xalaqitlar bo`lmasligini ta’minlaydi.

## Optik elektronikaga xos xususiyatlar

Optik diapazonni o`rganish va unga rivojlangan radiofizika va elektronika usullarining qo`llanilishi qator prinsipial muammolar bilan bog`langan:

1. Qisqa to`lqin uzunligi va yuqori chastota (radiochastotalariga nisbatan) optik aloqa kanalining informatsion hajmini yuqori darajada bo`lishini ta`minlaydi. Masalan, oddiy televizion tasvirni uzatish uchun lozim bo`lgan chastota intervali $\Delta\nu$=5 nGs miqdorida. Shuning uchun metrli diapazonda ($\lambda$=1 m, $\Delta\nu$=300 MGs) taxminan 10 tacha dastur uzatish mumkin bo`lsa, optik diapazonda esa ($\nu=10^{15}$-$10^{13}$ Gs) uzatish mumkin bo`lgan dasturlar soni million marotaba ortadi.
2. Elektromagnit nurlanishni ~ $\lambda$ fokuslash uchun kerak bo`lgan hajmning juda kichikligi tufayli ($\lambda_{opt} << \lambda_{p/g}$) muhitda juda yuqori konsentratsiyali optik nurlanish olish mumkin. Svetovodlar o`ta yuqori chastotali -volnovodlarga nisbatan bir necha daraja kichik, bu esa asboblarni o`ta ixchamlashtirish uchun juda muhim. Svetovodlar yordamida o`ta yo`nalgan nurlanish hosil qilish oson.
3. Informatsiya elektronikadagi kabi elektronlar yordamida bo`lmay, balki o`zaro va tashqi muhit bilan ta`sirlashmaydigan, fotonlar orqali uzatiladi. Bu esa, “kirish” va “chiqish”ni oson “ajratishga”, parazit signallarning (aloqalarni) bo`lmasligiga hamda ko`p kanalli murakkab aloqa o`rnatishga imkon beradi.
4. Informatsiyalarni yozib olishda, ularni saqlashda hamda ma`lumotlarni tahlil qilishda optik usulni qo`llash EHM larni tuzishning yangi variantlarini yaratishga imkon beradi.

Golografik usullarni qo`llash tufayli informatsiyalarni tahlil qilishning yangi prinsiplari vujudga keldi. Optik eslab qoluvchi qurilmalarda juda katta zichlikdagi informatsiya yozishga erishildi

($\sim 10^8$ bit/sm$^2$), bu hali chegara emas, balki optoelektronikaning imkoniyatlari juda yuqori.

**Tarixiy ma'lumotlar:**

1901 - Plank nurlanishining (yutilish) diskretligi.

1913 - Bor postulatlari.

1917 - Eynshteyn indutsirlangan nurlanish nazariyasini yaratdi.

1940 -Fabrikant indutsirlangan nurlanishdan manfiy yutilishni kuzatishda foydalanish mumkin ekanligini ko`rsatdi.

1954 -N.G. Basov, A.M. Proxorov va Ch.Taus ammiak molekulalari dastasida ishlaydigan mazerning ishlash prinsipini yaratdilar va bu ish uchun Nobel mukofoti sovrindorlari bo`ldilar.

1960 - optik diapazonda ishlaydigan rubin lazer yaratildi.

1960 – Fanlar akademiyasining Fizika institutida yarimo`tkazgich asosida ishlaydigan injeksion lazer yaratildi.

1961 - galliy va neon aralashmasida gaz lazer yaratildi.

1962 - AsGa kristallarida majburiy nurlanish hosil qilindi.

1963 - Gabor va Denisyuk golografiyani hosil qilish prinsipini yaratdilar. Shuningdek, yarimo`tkazgichlar elektronikasiga asos soldilar, yorug`lik generatorini yaratish, yorug`lik o`tkazuvchanlik, fotolyuminessensiya muammolari ustida ish boshlandi.

1968-70-quyi chegarali uzluksiz rejimda ishlaydigan yarimo`tkazgichli lazer yaratildi.

VOLS - tolali-optik aloqa tizimi yaratildi. Ushbu yangilik energiyaning minimal yo`qolishini ta'minlab informatsiya uzatishda yangi, juda kelajagi porloq bo`lgan usulning yaralishida muhim ahamiyatga egadir.

## Kvant o`tishlar. O`z-o`zidan va majburiy nurlanish. Eynshteyn koeffitsientlari

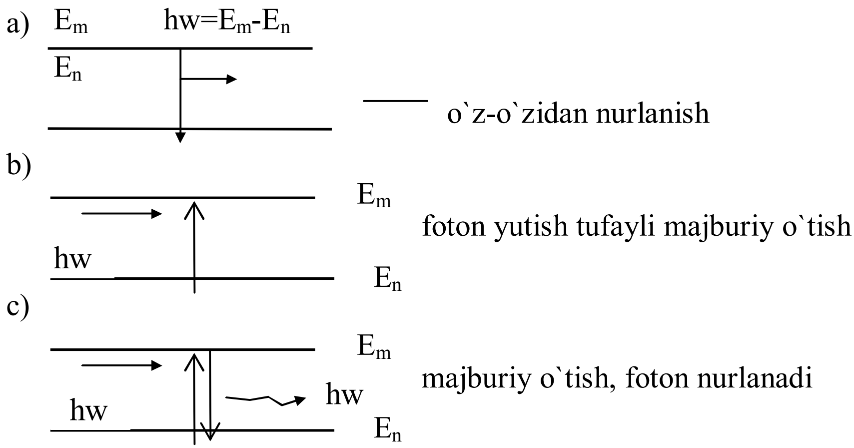
Ma'lumki, atom va elektronlar diskret energetik holatlarda bo`lib, energiya qiymatlarini Shredinger tenglamasini yechish orqali aniqlash mumkin. Masalan, vodorod atomidagi elektron energiyasi:

$E_n = -\dfrac{me^4}{8(\varepsilon_0 h)^2 n^2} = -\dfrac{R_\infty}{n^2}$ (1), n=1,2......, $R_\infty$ = 13,6 eV, Ridberg doimiysi

Umumiy holda energiy E ikkita - bosh kvant soni- n ( natural sonlar) va orbital kvant soni- l ga bog'liq: l=0,1,2,3,... l-harakat miqdorining momentini bildiradi. Tashqi maydonga kiritilganda magnit moment bilan tashqi magnit maydon ta'siri tufayli har bir sath tarmoqlanadi (Zeeman effekti)
n-ning ma'lum qiymati uchun,

$$n=\left\{\begin{cases}\begin{array}{llllll} l & m & & & & \\ 0 & 0 & & & & \\ 1 & -1, & 0, & +1 & & \\ 2 & -2, & -1, & 0, & +1, & +2 \end{array}\end{cases}\right\}$$

ja`mi (2l+1)ta holat to`g'ri keladi. Agar tashqi magnit maydon bo`lmasa, energetik sath faqatgina ikkita kvant soni ( n, l, ya'ni $E_{nl}$ ) bilan ifodalanadi.
Spontan nurlanish.




12-rasm. Kvant o`tishlar

Bir energetik holatdan boshqa energetik holatga o`tish kvant o`tish deyiladi. O`tish ehtimolligi elektronning n- va m- holatlardagi to`lqin funksiyasiga hamda uyg'otuvchi maydonning xususiyatiga bog'liq bo`ladi. Aksariyat, ruxsat etilgan va man qilingan o`tishlar mavjud bo`lib, o`tishlar tanlash qoidasiga bo`ysunadi.

Ikki sathli sistemani ko`ramiz.

Agar elektron uyg'ongan m- sathda bo`lsa, u quyi muvozanat holati - n ga o`tganda nurlanish sodir bo`ladi. Bu nurlanish "o`z-o`zidan nurlanish" deyiladi. Bu tasodifiy jarayon bo`lib, kvant sistemaning vakuum bilan o`zaro ta'sirga bog'liq.

$$dW_{mn}^{spont} = A_{mn}dt \qquad (1)$$

$A_{mn}$ – spontan o`tishlar uchun Eynshteyn koeffitsienti bo`lib, faqatgina kvant sistemasining xossasiga bog`liq.

$\frac{1}{A_{mn}} = \tau_{spont}$ – Spontan (o`z-o`zidan) o'tish yashash davri

$t_{spont} = 10^{-8}$ s - ruxsat etilgan soha, man etilgan soha uchun -yashash davri 1 sek.

Spontan nurlanishning tasodifiyligi atomlarning uyg`onishi sinxron emasligi tufaylidir. Shuning uchun spontan nurlanish nokogerent, qutblanmagan va monoxromatik emas. Hamma klassik yorug'lik manbalari shunday kogerent bo`lmagan nur tarqatadi ( barcha tabiiy nurlanish manbalari, elektr lampalar, lyuminessentlar va h.k.)

Majburiy o`tishlar tashqi nurlanish ta'sirida sodir bo`ladi. Bunday o`tishlar ehtimolligi ta'sir intensivligiga bog'liq bo`ladi.

$$dW_{nm}^{yutil} = B_{nm}\rho(\omega)dt \qquad (2)$$

$B_{nm}$- majburiy (indutsirlangan) o`tishlar uchun Eynshteyn koeffitsienti,

$\rho(\omega)$ - nurlanishning spektral zichligi.

Agar atom uyg'ongan holatda bo`lsa, tashqi ta'sir natijasida elektron quyi sathga o`tadi va foton nurlanadi, $E_m \rightarrow E_n$.

$$dW_{mn}^{ind} = B_{mn}\rho(\omega)dt \qquad (3)$$

$B_{mn}$ - foton nurlaydigan majburiy (indutsirlangan) o`tishlar uchun Eynshteyn koeffitsienti.

Foton chiqadigan majburiy nurlanish jarayoni rezonans va kogerent xususiyatga egadir. Eynshteyn $A_{mn}$, $B_{nm}$ va $B_{mn}$ doimiylar orasidagi munosabatni aniqladi.

Faraz qilaylik, $E_n$- sathda zarralar soni $N_n$, -$E_m$ sathda esa - $N_m$. U holda biror dt vaqt oralig'ida yutilgan yorug'lik kvantlar soni

$$N_n \cdot dW_{nm}^{yutil} = N_n B_{nm} \rho(\omega) dt \qquad (4)$$

Nurlangan zarralar soni: $N_m dW_{mn}^{ind} = N_m B_{mn} \rho(\omega) dt \qquad (5)$

Spontan nurlangan zarralar soni: $N_m dW_{mn}^{spont} = N_m A_{mn} dt (6)$

Termodinamik muvozanat sharoitida nurlangan zarralar soni yutilgan zarralar soniga teng bo`ladi:

$$N_m \left( dW_{mn}^{spont} + dW_{mn}^{ind} \right) = N_n dW_{nm}^{yutil}$$ ,u holda

$$\boxed{N_m \left( A_{mn} + B_{mn} \rho(\omega) \right) = N_n B_{nm} \rho(\omega)} \qquad (7)$$

Muvozanat sharoitida atomlar (molekula) eneriya bo`yicha Bolsman taqsimotiga bo`ysunadi.

$$N_m = \frac{N}{Z} g_m e^{-E_m / kT} \qquad (8)$$

$$N_n = \frac{N}{Z} g_n e^{-E_m / kT} \qquad (9)$$

$g_m$, $g_n$ – statistik og'irlik yoki sathning aynish karraligi .
Sathlar aynimagan holi uchun, $g_i = 1$.
Z – statistik yig`indi, $Z = \sum_i g_i e^{-E_i / kT}$

Shunday qilib, $N_m g_n / N_n g_m = -\exp(E_m - E_n)/KT$ sathdagi birlik hajmga to`g'ri kelgan zarralar sonining shu sathning statistik og'irligiga nisbati "sathning to`lishi yoki bandligi" deyiladi. Shunday qilib, aynimagan sathlar uchun sathning to`lishi ya'ni sathlardagi zarralar soni ushbu energetik sathdagi birlik hajmga to`g'ri keluvchi zarralar soniga teng. (8) va (9) tenglamalarni (7) tenglamaga qo`yib, quyidagini hosil qilamiz.

$$A_{mn} + B_{mn}\rho(\omega) = \frac{g_n}{g_m} B_{nm} e^{(E_m - E_n)/kT} \qquad (10)$$

Bu munosabat istalgan harorat uchun T, hatto T→∞ da o`rinlidir.

Agar, hω<<kT kichik chastota va yuqori haroratda T, ρ(ω) Reley-Jins formulasidan aniqlanadi.

$$\rho(\omega) = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} kT \qquad (11)$$

$T \to \infty$ $\rho \to \infty$ $a\left(e^{(E_m - E_n)/kT}\right) \to 1$ u holda

(10) ifodadan: $g_m B_{mn} = g_n B_{nm}$ $(12)$

Agar aynish karraligi 1 ga teng bo`lsa, $g_m = g_n = 1$, $V_{mn} = B_{nm}$, $A_{mn}$ va $V_{mn}$ orasidagi bog`lanishni (10) dan topamiz.

$$\frac{A_{mn}}{\rho} = \mathbf{B}_{mn}\left(e^{(E_m - E_n)/kT} - 1\right)$$

$$\rho(\omega) = \frac{A_{mn}}{B_{mn}} \frac{1}{e^{(E_m - E_n)/kT} - 1} \qquad (13)$$

$(E_m - E_n) << kT$ $e^{(E_m - E_n)/kT} \approx 1 + \left(\frac{E_m - E_n}{kT}\right)$ qatorga yoyish mumkin.

u holda nurlanish zichligi

$$\rho(\omega) = \frac{A_{mn}}{B_{mn}} \frac{kT}{(E_m - E_n)} \qquad (14)$$

(14) va (11) ni taqqoslab, quyidagini olamiz.

$$\frac{A_{mn}}{B_{mn}} = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3} \qquad (15)$$

Agar (15) ni (13) ga qo`ysak, nurlanishning spektral nurlanishlar zichligi ifodasiga kelamiz.

$$\rho(\omega)=\frac{\omega^2}{\pi^2c^3}\frac{\hbar\omega}{e^{\hbar\omega/kT}-1} \qquad (16)$$

Olingan munosabatlar va koeffitsientlar integral ifodadir (differensial emas), bunda fotonning yo`nalishi va qutblanishi e’tiborga olinmagan. Differensial

ifodani ham topish mumkin.

$A_{mn}=\sum_{\alpha=1}^{2}\int\limits_{\omega}\int\limits_{\Omega}a_{mn\alpha}(\omega,\Omega)=g_nb_{nm\alpha}(\omega,\Omega)$ shuningdek, $b_{mn\alpha}(\omega,\Omega)$, u holda:

$$g_mb_{mn\alpha}(\omega\Omega)=g_nb_{nm\alpha}(\omega\Omega)$$

$$\frac{a_{mn\alpha}(\omega\Omega)}{b_{mn\alpha}(\omega\Omega)}=\frac{A_{mn}}{B_{mn}}=\frac{\hbar\omega^3}{\pi^2c^3}$$

O`tishlar ehtimolligini xarakterlash uchun ko`pincha atomning uyg’ongan holatda bo`lish vaqti aniqlanadi.

$$\tau_{mn}=\frac{1}{A_{mn}} \qquad N_m(t)=N_m(0)e^{-t/\tau_{mn}}$$

$$\begin{bmatrix} -dN_m(t)=A_{mn}N_m(t)dt \\ \dfrac{dN_m}{N_m}=-A_{mn}dt=-\dfrac{dt}{\tau_{mn}} \end{bmatrix}$$

O`z-o`zidan nurlanishlar quvvati quyidagi qonuniyat bilan so`nadi.

$$P(t)=P_oe^{-t/\tau_{mn}}$$
$$P_o=A_{mn}N_m^o\hbar\omega_{mn}$$

## Dipol nurlanish

Yuqoridagi mulohazalarga ko’ra Eynshteyn koeffitsientlaridan birontasini bilgan holda, ular orasidagi munosabatdan boshqa koeffitsientni topish mumkin.

$$(1)\ B_{nm}g_n=B_{mn}g_m \qquad (2)\ \frac{A_{mn}}{B_{mn}}=\frac{\hbar\omega^3}{\pi^2c^3}$$

Uyg’otish ta’sirida bo`ladigan kvant o`tishlar ehtimolligini kvant o`tishlar nazariyasi yordamida aniqlash mumkin. Hisoblashlar natijasiga ko`ra:

$$A_{mn} = \frac{\omega_{mn}^3}{3\pi\varepsilon_o \hbar c^3}\left(D_{mn}\right)^2 \qquad (3)$$

$D_{mn}$ dipol yaqinlashish usulida o`tishning matritsali elementi,

$$D_{mn} = e\int_V \psi_m^* \vec{r}\, \psi_n dV \qquad (4)$$

$\psi_m^*$ - m - holat to`lqin funksiyasi;

$\psi_n$ - n - holat to`lqin funksiyasi;

(2) va (3) dan foydalanib, majburiy o`tishlar uchun koeffitsienti:

$$B_{mn} = \frac{\pi}{12\hbar^2\varepsilon_o}\left(D_{mn}\right)^2 \qquad (5)$$

Shunday qilib, Eynshteyn koeffitsientlari dipol matritsali elementlar orqali aniqlanishi mumkin ekan.

$A_{mn}$ uchun topilgan ifoda dipol momenti $\left[\bar{e}r\right] = 2er_{mn}\cos\omega_{mn}t$ ga teng bo`lgan ossillyator (elektrodinamikadagi) nurlanishiga mos keladi.

$$r_{mn} = \int_V \psi_m^* \bar{r}\, \psi_n dV \ (6)$$

Matritsali elementlarning $D_{mn}$ ba`zi nurlanishlari nolga teng bo`lishi mumkin. Bunday o`tishlar man etilgan o`tishlar hisoblanadi yoki ruxsat etilgan o`tishlar tanlash qoidasi yordamida aniqlanadi. Masalan, vodorod atomi uchun ruxsat etilgan o`tish - ikki sath turli juft songa qadar farq qilgani hisoblanadi:

l=0,2,4 (s,d) - juft sathlar;

l=1,3,5 (p,f) - toq sathlar.

Bunda d-s - o`tish man etilgan, p-s - ruxsat etilgan.

Agar atom sathlari uchta kvant sonlari bilan ($E_{n,l,m}$ , masalan, magnit maydonida tarmoqlanganda) ifodalansa, dipol o`tishlar uchun tanlash qoidasi quyidagicha bo`ladi:

1) bosh kvant soni n- ning o`zgarishi turlicha bo`lishi mumkin: n=0,1,2,3,...

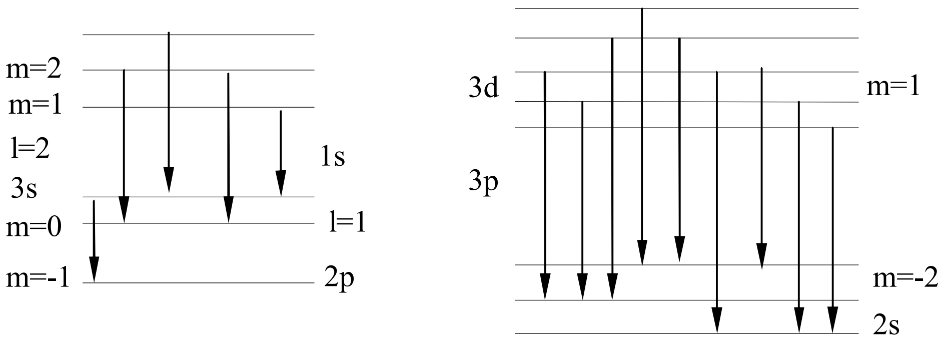
2) orbital kvant sonining o`zgarishi faqatgina - ±1ga qadar bo`lishi mumkin: $\Delta l = \pm 1$

3) magnit kvant soni m -ning o`zgarishi faqatgina 0 yoki ±1, $\Delta m=0, \pm 1$

Agar o`tishlar dipol o`tishlarga qadar bo`lsa, u holda

$$A_{mn} \approx 10^8 c^{-1}, \quad \tau_m \sim \frac{1}{10^8} c$$

Agar $D_{mn}=0$, quyidagi hollar uchun o`tishlar mavjudligini, ya'ni kvadrupol, oktupol nurlanishlar bo`lishini ko`ramiz. Biroq, bunday o`tishlar ehtimolligi bir necha daraja past; shuning uchun, agar sistema quyi sathlarga o`tishlar man etilgan holatda bo`lsa, bunday holatlar "metastabil`" holat deyiladi.




13 – rasm. p- va s- holatlar uchun mumkin bo`lgan kvant o`tishlar

**Adabiyotlar:**


1. [9] 5-9, 80-89-betlar.
2 . [10] 5-10-betlar.
3. [19] 7-12-betlar.
4. [18] 24-32-betlar.


## SPEKTRAL CHIZIQLARNING KENGAYISHI

Shu vaqtgacha fikr yuritilayotgan o`tishlarda ma'lum λ dagi yorug'lik nuri nurlanadi deb hisoblanar edi. Aslida hech qachon faqat bir donagina λ nurlanmaydi. Spektr chiziq ∞- cheksiz tor emas.

Nurlanish intensivligi $I=\int_{,,}^{\infty} g(\omega)d\omega$ har bir nurlanayotgan chiziq ma'lum kenglikka ega, toza monoxromatik nur olish juda murakkab va uni yo`q desa ham bo`ladi. Spektral chiziq ozmi-ko`pmi ma'lum miqdorda kengaygan; kengayishning bir necha sabablari mavjud:

1) tabiiy kenglik, Geyzenberg noaniqligi sababli $(\Delta E\tau \geq \hbar)$, $\tau$ - nurlanish vaqti. 2) Dopler kengayishi, bu kengayish atom va molekulalarning issiqlik harakati tufayli sodir bo`ladi, Dopler hodisasi $\Delta\nu \sim 10^{-3}$Gs. Agar manba (kuzatuvchi) harakatlansa, chastota o`zgaradi. Agar manba kuzatuvchiga yaqinlashsa, chastota ortadi, agar manba kuzatuvchidan uzoqlashsa - kamayadi.

$$\omega = \omega_o\left(1+\frac{v}{c}\cos\theta\right)$$

$$\Delta\omega_D = 2\sqrt{\ln 2}\,\frac{\omega_o}{c}\sqrt{\frac{2kT}{M}}$$

Masalan, gaz razryadi sharoitida

$$\sqrt{\frac{2kT}{M}} \approx 10^3\ {\scriptstyle m/s,\, u\ holda}\ \nu_o = 5\cdot 10^{14}\ {\scriptstyle Gs,}\ \Delta\nu_D\ \frac{\Delta\omega_D}{2\pi} \approx 3\cdot 10^9\ {\scriptstyle Gs}$$

Radiodiapazonda $\nu_0$=24870 MGs (ammiak uchun), xona haroratida $\Delta\nu$=70kGs.

Tajribalar ko`rsatadiki, Dopler kengayishi spektrning tabiiy kengligidan million marotaba katta.

3) Atomlarning to`qnashishlari (kristall panjarasidsa atomlarning tebranishlari) tufayli kengayish.

Atomlarning bir - biri bilan to`qnashishlari natijasida atomning uyg'ongan holatda bo`lish davri $\tau$ - kamayadi, bu hol spektral chiziqlarning kengayishiga sabab bo`ladi $\left(\Delta E \geq \frac{t}{\tau}\right)$. Panjarada atomlarning to`qnashishi tufayli spektrning effektiv kengayishi kuzatiladi (fononlar bilan to`qnashish tufayli). Ba'zi hollarda bunday to`qnashish tufayli kengayish Dopler kengayishidan ortib ketishi mumkin.

4) Ichki va tashqi elektr va magnit maydonlari ta’siri tufayli kengayish.

Bu kengayish sababi spektral chiziqlarning magnit maydonidagi tarmoqlanishi bilan bog’liqdir (Zeeman va Shtark effektlari). Masalan, qattiq jismli lazerlarda ion aktiv atomlaridan foydalaniladi, panjaraga kiritilgan xrom bilan legirlangan rubin $Al_2O_3$ $Cr^{3+}$ ionlari bilan almashtirilgan bo`lib, kuchli elektr maydoni ta’sirida Al atomining o`rnini egallaydi; natijada energetik sath tarmoqlanadi. Bu siljish taxminan issiqlik harakati energiyasi qadar bo`ladi (past harorat).

Eynshteynning differensial koeffitsientlarini aniqlash uchun spektral chiziqning shaklini bilish kerak. Eynshteynning differensial va integral koeffitsientlari o`zaro quyidagi bog’lanishda ekanligini isbotlash mumkin:

$$b_{mn}(\omega) = g(\omega)B_{mn}$$
$$b_{nm}(\omega) = g(\omega)B_{nm}$$

## Yorug’likning sochilishi va ikki fotonli yutilish

Shu vaqtgacha biz nurning yutilishi shu $\hbar\omega = E_m - E_n$ shart bajarilganda bo`ladi der edik, biroq yorug’likning yutilishi, ya’ni uning intensivligining kamayishi bu shart bajarilmaganda ham kuzatilishi mumkin. Bu jarayonlar uyg’onish nazariyasining ikkinchi va undan keyingi darajalariga mos keluvchi jarayonlardir. Ularning sodir bo`lish ehtimolligi sezilmaydigan darajada kam. Shunday jarayonlardan biri - yorug’likning sochilishidir. Yo`naltirilgan yorug’lik dastasi harakat yo`lida mikroskopik bir jinsliklarga uchrab sochiladi. Bunday sochilishning molekulyar sathlarda ham kuzatilishi ehtimolligi mavjud. Atom foton ta’sirida virtual (aylanma) holatga o`tadi, so`ngra tez o`z holatiga qaytadi. Bunda chastotasi, qutblanishi va yo`nalishi o`zgargan chastotali foton nurlanadi.

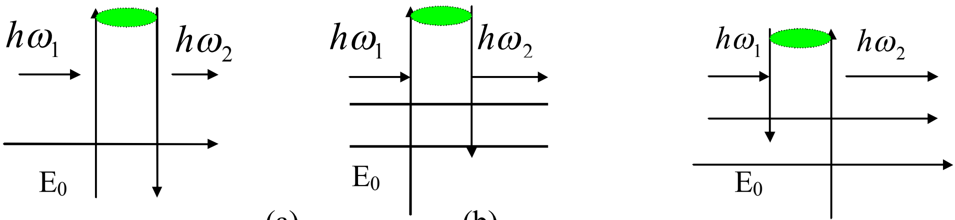
$\hbar\omega' = \hbar\omega$, но $\alpha_1 \neq \alpha_2$, $k_1 \neq k_2$, bunday sochilish “Rele sochilishi” deyiladi.

Agar hω katta bo`lsa, (hω >> E atomdagi bog'lanish energiyasidan katta) foton kvazi erkin elektronlarda sochiladi. Bunda Kopton effekti kuzatiladi.

$$\hbar\omega' \neq \hbar\omega \qquad\qquad \hbar\omega' = \hbar\omega - \left(E_1 - E_o\right)$$

Chastotaning ma'lum miqdorda o`zgargan qiymati bilan sodir bo`ladigan sochilish, "sochilish burchagiga bog'liq bo`lmagan, kombinatsion sochilish" deyiladi. Sochilishning bu turida sochilgan nur tarkibi turli chastotalar kombinatsiyasidan tashkil topgan bo`lib, unda muhitning xususiy tebranishlar chastotasi va tushayotgan nur chastotasining yig'indisi hamda ularning ayirmasiga teng chastotalar mavjud bo`ladi.

Energetik diagrammalar




(a) (b)

14-rasm

a)Releyev sochilishi; b) Kombinatsion sochilish.

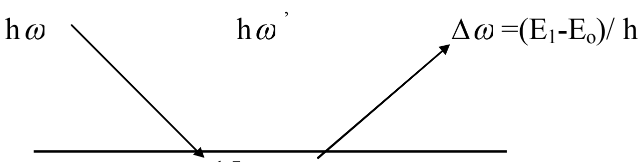
Kombinatsion sochilish 2 xil bo`lishi mumkin.

1) Boshlang'ich holat energiyasi $E_o < E_1$

Foton chastotasi kichik chastotalar tomon siljigan bo`ladi.

$\Delta\omega = (E_1 - E_o)/h$ $\omega^{`} = \omega - \Delta\omega$ bu siljish "Stoks siljishi" deyiladi.

2) $E_{bosh} > E_{ox}$ $\omega^1 = \omega + \Delta\omega$



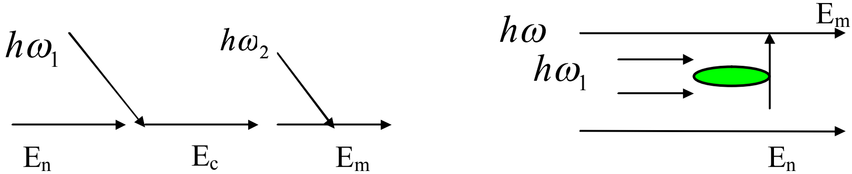

15-rasm

Bu tur siljishlar intensivligi, $E_1, \dots, E_e, \dots, E_o$ tarkibi uyg'ongan sistemani band bo`lish darajasiga, ya'ni haroratga bog'liq.

Muvozanat holatda uyg’ongan holatning bandlik darajasi $\left(\sim e^{-E_1/kT}\right)$ doimo normal holatning bandlik darajasidan ($\sim e^{-E_o/kT}$) kam bo`lib, Antistokov sochilishi komponentlari intensivligi Stokov sochilishi komponentlari intensivligidan doimo kichik bo`ladi.

Kombinatsion sochilish uchun ham tanlash qoidalari mavjud; biroq ular nurlanish bilan bo`ladigan o`tishlarnikidan boshqacha.

Yuqorida aytilgan sochilish jarayonlaridan tashqari, yorug’likning ikkilamchi foton yutilish turi ham mavjud.




16-rasm. Sathlarning uyg’onishi

Atom fotonni yutganda virtual holat ($E_e$ )ga o`tadi, , bu holatda u ikkinchi fotonni yutishi mumkin va agar ($h\omega_1+h\omega_2=E_m-E_n$) bo`lsa, atom bir virtual holatdan ikkinchi virtual holatga o`tadi. Xususiy holda quyidagicha bo`lishi ham mumkin: $\hbar\omega_1=\hbar\omega_2=\frac{1}{2}\left(E_m-E_n\right)$. Ikki fotonli yutilish jarayonlari yorug’lik intensivligining kvadratiga proporsional bo`lib, odatda juda zaif.

## Kvant sistemasining muvozanatsiz holat tavsiflari. Manfiy harorat

Eynshteyn koeffitsientlari orasidagi munosabat termodinamik muvozanatda turgan sistemalar uchun aniqlangan. Bunday sistemalar generator yoki kuchaytirgich vazifasini bajara olmaydilar. Shuning uchun muvozanat holatni buzish kerak. Muvozanat bo`lmagan holatning eng muhim tavsifi - manfiy haroratdir. Kvant elektronikasida bu tushunchani ikki sathli holat uchun kiritish (tushuntirish) mumkin. Termodinamik muvozanat holatida m-sathning elektronlar bilan bandligi

$$\overline{N}_m = \frac{N_m}{g_m} = \frac{N}{\Sigma} e^{-E_m/kT}$$

$$\overline{N}_n = \frac{N_n}{g_n} = \frac{N}{\Sigma} e^{-E_n/kT}$$

u holda

$$\frac{\overline{N}_m}{\overline{N}_n} = e^{-(E_m - E_n)/kT} \quad , \quad \text{yoki} \quad T = \frac{E_m - E_n}{k \ln \dfrac{\overline{N}_n}{\overline{N}_m}}$$

Ushbu ifoda musbat mutlaq haroratda sathlarning zarralar bilan bandlik darajasini ko`rsatadi. Bu ifodadan haroratni rasmiy aniqlashda foydalanish mumkin. U holda ma'lum darajadagi zarralar bilan bandliklar nisbatiga manfiy harorat mos keladi.

Agar $N_n > N_m$, bajarilsa $T>0$, agar $N_n < N_m$, bajarilsa $T<0$, bo`ladi, u holda "invers bandlik" deyiladi. Bunda, m- sath n- ga nisbatan ko`proq band bo`ladi.

Manfiy harorat va invers bandlik o`zaro ekvivalentdir (Manfiy harorat namuna harorati bilan hech qanday bog'liq emas).

Oddiy qizdirish yo`li bilan invers bandlikni hosil qilish mumkin emas

$$T \to \infty \qquad \overline{N}_m \cong \overline{N}_n$$

Indutsirlangan nurlanish intensivligi $I_{nurl}^{ind} \sim \overline{N}_m B_{mn} V \rho_\omega$

va $I_{yutil}^{ind} \sim \overline{N}_n B_{nm} V \rho_\omega$, u holda $B_{mn}=B_{nm}$, $\overline{N}_m > \overline{N}_n$ da, ya'ni manfiy haroratda sistema tushayotgan nurni kuchaytiradi.

Faraz qilaylik $I_w$- tushayotgan yorug'lik intensivligi, u holda nurlanish zichligi

$$\rho_\omega = \frac{I_\omega}{c} n$$

Faraz qilaylik $\hbar\omega = E_m - E_n 0$, to`lqin z- o`qi bo`ylab tarqalmoqda.

O`z-o`zidan nurlanish yo`nalishi har tarafga bir xil, shuning uchun bu nurlanishni hisobga olmasak ham bo`ladi.

$$dI_\omega = \rho(\omega)\cdot\hbar\omega\cdot[N_m b_{mn}(\omega) - N_n b_{nm}(\omega)]dz =$$

$$= \frac{\hbar\omega}{c} nI_\omega g(\omega)\cdot[N_m B_{mn} - N_n B_{nm}]dz$$

$B_{mn}g_m = B_{nm}g_n \quad (b_{mn}(\omega) = g(\omega)\cdot B_{mn})$ ekanligini nazarda tutsak, intensivlikning o`zgarishi quyidagicha bo`ladi.

$$dI_\omega = \frac{\hbar\omega n}{c} g(\omega)\cdot I_\omega B_{nm}\left[\frac{g_n}{g_m}N_m - N_n\right]dz$$

Bundan agar yuqori sath bandligi $\frac{N_m}{g_m} > \frac{N_n}{g_n}$ b o`lsa,

$dE_w > 0$, ya'ni tushayotgan yorug'lik intensivligi ortadi.

Invers band bo`lgan sath yoki manfiy haroratli muhit quyidagi chastotali elektromagnit nurlanishni kuchaytira oladi.

$$\omega_{mn} = \frac{E_m - E_n}{\hbar}$$

Bu shart bajarilishi majburiy, lekin yetarli emas. Koeffitsient $E_w dz$ ni - $k_w$, orqali ifodalasak,

$-\frac{dI_\omega}{I_\omega} = k_\omega dz$ bu ifodadan nurlanish intensivligi uchun quyeidagi ifoda o`rinli:

$I_\omega = I_{o\omega}e^{-k_\omega z}$ Buger-Lambert qonuni. $k_{w}$- natural yutilish koeffitsienti, $[k_w] = m^{-1}$

Agar $\frac{N_1}{g_1} > \frac{N_2}{g_2}$, $k_\omega > 0$ bo`lsa, muhit elektromagnit nurlanishni yutadi.

Invers bandlikda $\left(\frac{N_2}{g_2} > \frac{N_1}{g_1}\right)$ muhit tushgan yorug'likni kuchaytiradi.

$\alpha_\omega = -k_\omega$ - kuchaytirish darajasi, agar sathlarda bandlik bor bo`lsa, u holda $k_\omega = 0$ bu muhitni yorug'lashtiradi. $\int k_\omega d\omega = k$ - integral yutilish ko`rsatkichi. $\int g(\omega)d\omega = 1$ bo`lgani uchun $k = \frac{\hbar\omega n}{c} B_{12}\left( N_1 - \frac{g_1}{g_2} N_2 \right)$

Agar spektral chiziq $\omega_0$ yaqinida maksimal qiyematga ega bo`lsa, u holda max kuchayish $\omega=\omega_0$ chastotada bo`ladi.

$$\alpha_{\max} = \frac{2\hbar\omega_o}{\pi c\Delta\omega} nB_{12}\left( \frac{g_1}{g_2} N_2 - N_1 \right)$$

$[k_\omega] = [\alpha_\omega] = м^{-1}$, а $[N_{1,2}] = м^{-3}$ bo`lganligi uchun $\left( \frac{g_1}{g_2} N_2 - N_1 \right)$ning oldidagi proporsionallik koeffitsientining birligi [$m^2$ ] bo`ladi; shuning uchun uni ”yutilish yoki kuchaytirish kesimi” deb atash mumkin:

$$\alpha_\omega = \sigma_{mn}\left( \frac{g_n}{g_m} N_m - N_n \right)$$

$$\sigma_{nm} = \frac{\hbar\omega}{c} nB_{nm} - \text{yutilish kesimi}$$

Shunday qilib, agar $a_w > 0$ bo`lsa, muhit o`tayotgan nurlanishni kuchaytiradi, biroq nurlanish o`tayotganda aktiv muhitda bir qismi sochiladi, shuning uchun

$$dI = -k_{yutil} I dz$$

$$I = I_o e^{(\alpha_\omega - k_{yutil})z}$$

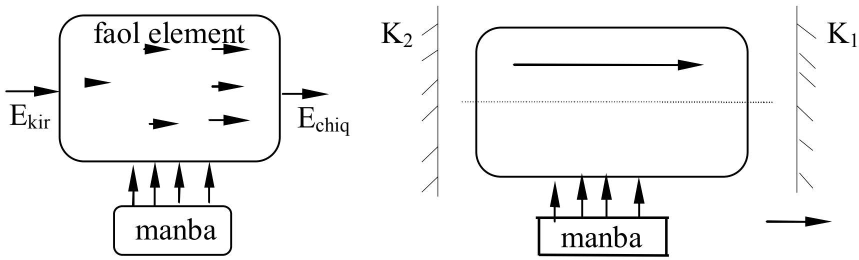
xullas, kuchaytirish sharti - $\alpha_\omega > k_{yutil}$ . Ma’lum sharoitda invers bandlik hosil bo`ladigan muhit “faol muhit”, yoki “lazer muhit’ deyiladi. Invers bandlik bo`ladigan sathlar “lazer sathlari”, yoki “ishchi lazer sathlar” deyiladi. Invers bandlik hosil bo`lish jarayoni va sathni uyg’otish jarayoni damlash (nakachka) deyiladi.

**Adabiyotlar:**


1. [9] 99-112-betlar.
2. [19] 12-19, 107-112-betlar.

## KVANT GENERATORLARINING PRINSIPIAL SXEMASI

$E_{chiq}$ – ko`chkili kuchaygan (ko`pchigan).




17-rasm Kvant generatorining prinsipial sxemasi

Kvant kuchaytirgichni kvant generatorga aylantirish uchun oddiy generatorlardagi kabi musbat qayta bog'lanishni sodir qilish kerak. Lazerlarda bunday bog'lanish optik rezonatorlar yordamida hosil qilinadi. Eng sodda optik rezonator 2 ta ko`zgu orasiga joylashtirilgan faol modda hamda yorug`lik manbaidan iborat bo`ladi. Ko`zgulardan biri yarim shaffof - $K_1$, ikkinchisi $K_2$- shaffof. $K_2$ dan qaytib, optik aktiv modda orqali o`tib, $K_1$ - dan nur qaytib, muhitni yana uyg'otadi va h.k.

Spontan nurlanish tufayli ko`p miqdorda foton paydo bo`ladi, ulardan juda bo`lmasa bittasi yoki bir nechtasi z- yo`nalish bo`ylab uchadi, ya'ni $3_1$ ko`zguga tushishi mumkin, so`ngra yana muhitga qaytadi. Shunday qilib, majburiy nurlanish tufayli ko`pchigan uyg'otuvchi fotonlar hosil bo`ladi. Natijada monoxromatik, kogerent va bir tomonga yo`nalgan nurlanish sodir bo`ladi.

### Damlash usullari

1.Qo`shimcha nurlanish yordamida optik usul.

Juda universal hisoblanadi, bu usul yordamida qattiq jismli, suyuq moddali, gazsimon hamda yarimo`tkazgichli lazerlar tayyorlashda qo`llaniladi. Aktiv modda kuchli elektromagnit to`lqin bilan nurlanadi. Yorug'lik manbai - oddiy lampalar, ksenon va simobli lampalar v.h.k. O`YuCh (o’ta yuqori chastota) diapazonida damlash manbalari – O`YuCh generatorlari (klistronlar, magnetronlar). Muhimi - yorug’lik nuri spektrida lazer yordamida hosil qilish mumkin bo`lgan chastotasi bo`lishi kerak , rezonans kuzatilishi uchun.

2.Gazli razryad - gazli razryad yordamida uyg’otiladi, atomlar bir-biri bilan to`qnashib uyg’onadilar, ya’ni elektronlar uyg’ongan holatga o`tadilar.

3.Tanlash usuli – O`YuCh - diapazonda ishlaydigan asboblarda hamda, dastaviy mazerlarda qo`llaniladi. Termodinamik muvozanatda turgan molekulalar fazoviy taqsimlanadi, bunda ishchi sohaga faqat uyg’ongan molekulalar tushishi kerak. Buning uchun gaz qizdiriladi, natijada atomlar uyg’onadi. Elektr maydonining uyg’ongan va uyg’onmagan zarralarga ta’siri turlicha bo`ladi. Natijada bir sohada uyg’ongan atomlar to`planib qoladi.

4.Noasosiy zaryadlarning p-n o`tish orqali injeksiyasi

Yarimo`tkazgichli injeksion lazerlarda qo`llaniladi. Bu usulning qulayligi shundaki, manbaning elektr energiyasini bevosita kogerent elektromagnit nurla-nishga aylantiradi. Yuqori energiyali zarralar bilan (masalan, tezlashtirilgan elektronlar bilan), uyg’otish yarimo`tkazgichli lazerlarda qo`llaniladi.

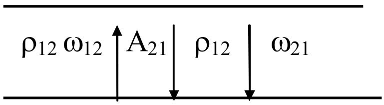
5.Kimyoviy usul, odatda gazli lazerlarda qo`llaniladi. Bunda quyidagi faktga asoslaniladi, ya’ni qator kimyoviy reaksiyalar shunday o`tadiki, oxirgi mahsulot atomlari uyg’ongan holga keladi.

6.Gazodinamik damlash - gazli lazerlarda qo`llaniladi. Ishchi gaz juda yuqori haroratgacha qizdiriladi, so`ngra keskin sovitiladi, zarralar metastabil holatda ushlab turiladi.

## Faol moddani uyg’otish usullari

Aktiv muhitni hosil qilish, ya’ni sathlarni invers to`lish shartini aniqlash uchun ma’lum kinetik tenglamalarni yechish lozim. Sathni invers to`ldirishning elementar jarayoni ishchi sathlararo kvant o`tishlar orqali sodir bo`ladi. Odatda kutilayotgan jarayonga (invers to`lish) sezilarli hissa qo`shadigan kvant o`tishlarnigina e’tiborga olinadi. Faol muhitni uyg’otishning ikki, uch va to`rt sathli usullarini ko`rish mumkin.

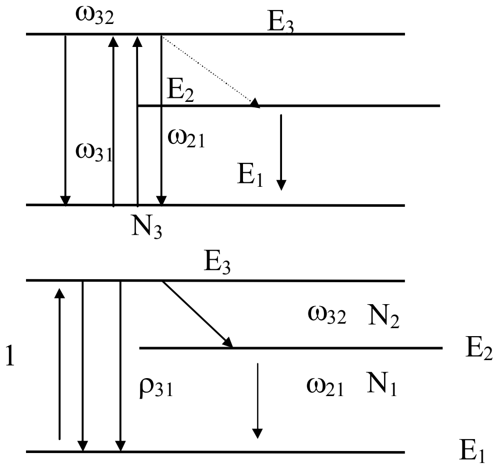
2 ta sathli oddiy sxemani ko`rib chiqaylik




Faraz qilailik, $g_1=g_2$ , u holda bu tenglamalarni yechib quyidagilarni topamiz:

$$\begin{cases} N_2 = \dfrac{\rho_{12} B_{21}}{A_{21} + 2\rho_{12} B_{21}} N \\ N_1 = \dfrac{A_{21} + \rho_{12} B_{21}}{A_{21} + 2\rho_{12} B_{21}} N \end{cases}$$

$\rho_{12} = 0$ $\quad\quad$ $N_2 = 0,\ N_1 = N$ agar $\rho_{12} \to \infty$ $\quad\quad$ $N_1 = N_2$



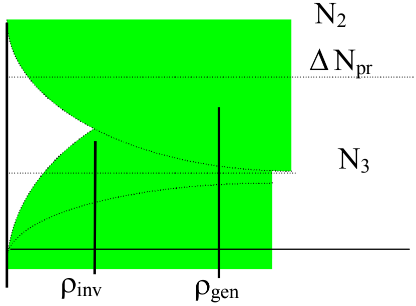

$E_2$ - metastabil sath

18-rasm. Metastabil holatga o`tish

Bundan ko`rinadiki, optik damlash usuli bilan ikkita ishchi sathli sistema sathlarida invers bandlik hosil qilish mumkin emas. Bunday sistemalarda zarralarni tanlash usulidan foydalanish mumkin.

1. Damlash.

$\omega_{21} \gg \omega_{32}$




19-rasm. Sathning nisbiy to`lishi (bandligi) ning damlash intensivligiga bog`liqligi

2. Uch sathli sistemalar.

Uch va to`rt ishchi sathli faol muhitlarning amaliyotda ishlatila boshlanishi kvant elektronikasida keskin burilish yasadi.Tenglamani uch sathli sistema uchun yozamiz:

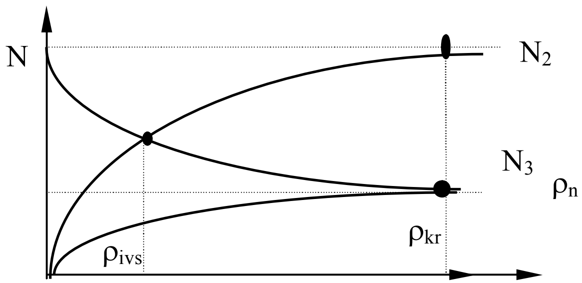
$$\frac{dN_3}{dt} = \rho_n B_{13} N_1 - [\rho_n B_{31} + (\omega_{32} + A_{31})] N_3 = 0$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \omega_{32} N_3 - \omega_{21} N_2 = 0$$

$$N_1 + N_2 + N_3 = N$$

Termodinamik muvozanatda hamma sathlarda zarralar o`zgarish tezligi nolga teng bo`ladi.

$\rho_n=0$ $N_1 \neq 0$; $N_2=0$; $N_3=0$, agar $\rho_n \neq 0$, $N_1$-kamaya boradi, $N_2$ va $N_3$ -orta boradi.



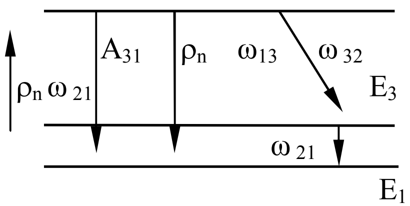

20-rasm. Sathlardagi xolatlar zichligi

$\rho_n \to \infty$ hol uchun quyidagi ifoda hosil bo`ladi:

$$\lim N_1 = \lim N_3 = \frac{\omega_{21}}{2\omega_{21} + \omega_{32}} N$$

$$\lim N_2 = \frac{\omega_{32}}{2\omega_{21} + \omega_{32}} N$$

$\omega_{32} > \omega_{21}$shart bajarilganda, sathlarda invers to`lish sodir b o`ladi, ya`ni $E_2$ sath metastabil holatda bo`ladi, $\rho_n$ – damlash zichligining invers bo`yicha chegaraviy qiymati. Agar $\omega_{32} > \omega_{21}$, $N_2>N_3>N_1$ olingan tenglamaga asosan, nurlanish zichligi katta bo`lgan hol uchun 2- va 1- sathlar orasida invers bandlik hosil bo`lib, $E_2$- metastabil sath $\omega_{21}=(E_2-E_1)/\hbar$ - chastotali EM to`lqin nurlaydi. Agar $\omega_{31}<<\omega_{21}$, $E_3$- metastabil $N_3 \approx N_1>>N_2$ lazerda hosil bo`lgan nur chastotasi: $\omega_{32}=(E_3-E_2)/\hbar$. Uch sathli sistemada lazerda hosil bo`lgan nur chastotasi damlash chastotasidan kichik. Invers rezonator mavjud bo`lganda $\Delta N$ ning qiymati to`yinadi, shuning uchun generatsiya $\Delta N$=const sharoitida sathlarning termik bandligi kuzatilmasligi kerakligini aytib o`tish lozim, $N_2,N_1$ - zarralar soni; $\rho_n$ - damlash zichligi;
$N_1+ N_2= N(1)$ - muhitdagi hamma zarralar soni;
Yetarli past harorat holini ko`ramiz, boshlang`ich holatda
$N_1 =N_0$, $N_2 =0$, $\rho_n=0$
damlash boshlanishida, $A_{12} \to \rho_n v_{12}$ - spontan o`tishlar kuzatiladi,
$\rho_n v_{21}$ - majburiy o`tishlar.




21-rasm Sathlararo kvant o`tihslar

1- va 2- sathda zarralar o`zgarish tezligi doimo bajariladi. Vaqt o`tishi bilan sathlararo termodinamik muvozanat hosil bo`ladi. Ikki sathli sistemalarda optik usul bilan invers bandlik  hosil qilish mumkin emas, bu sistemalarda tanlash (sortirovka) usulini qo`llash joiz.

Lazer texnikasining juda tez ravnaqi 3 yoki 4 sathli sistemalardan foydalanishga mos keladi, unda sathlardan biri albatta metastabil holatda bo`lishi kerak. 3 sathli sistemaning ikki xili mavjud.

**Adabiyotlar:**

1. [9] 112-128-betlar.
2. [10] 57-72-betlar.
3. [19] 37-44, 103-107-betlar.

## OPTIK REZONATORLAR

Rezonatorlar yorug`lik nurini ko`p marotaba qaytara olishi mumkin bo`lganligi tufayli elektromagnit nurlanish bilan faol muhit orasidagi o`zaro ta`sirini to`liq ifodalay oladi. Musbat teskari bog`lanish hosil qila olganligi tufayli, rezonator nurlanish xususiyatlariga sezilarli darajada ta`sir etishi mumkin (jumladan, spektral tarkibiga).

Rezonator - akustik, mexanik yoki elektromagnit tebranishlar energiyasini yig`ishi mumkin bo`lgan tebranma sistema. Masalan, elektromagnit rezonator bu tebranma konturdir. O`YuCh - diapazonda, to`lqin uzunlik kontur o`lchamlari qadar bo`lganda nurlanish ehtimolligi keskin ortadi, kontur o`zining rezonanslik xususiyatlarini yo`qotadi, shu boisdan hajmiy rezonatorlar ichida elektromagnit tebranishlar hosil qiluvchi o`tkazuvchi bo`shliq mavjud.

Rezonatorlarda hosil qilingan chastota - xususiy yoki rezonans chastota deyiladi. Tebranishlar - rezonatorning xususiy tebranishlari yoki modlar deyiladi. Masalan, agar hajmiy rezonator tomonlari $L_1$ $L_2$ $L_3$, bo`lgan parallelepipeddan tashkil topgan bo`lsa, uning xususiy tebranishlar to`lqin uzunligi quyidagiga teng bo`ladi,

$$\frac{1}{\lambda_{mnq}} = \sqrt{\left(\frac{m}{2L_1}\right)^2 + \left(\frac{n}{2L_2}\right)^2 + \left(\frac{q}{2L_3}\right)^2} \quad m,n,q \text{ - butun sonlar,}$$

(bu turg`un to`lqin hosil bo`lish sharti)

Hajmiy rezonatorlarning xususiy chastotalari ularning geometrik shakli va o`lchamiga bog`liq (silindrsimon hajmiy rezonator uchun m, n, q - diametr, aylana va uzunlik bo`yicha yarim to`lqin uzunlik soni). Hajmiy rezonatorlarda tebranishlar sirtmoqsimon o`tkazgich yoki tirqish orqali uyg`otiladi. Rezonatorlar xususiy chastota va xususiy tebranishlardan tashqari energiya yo`qotish (issiqlik va atrof-muhitga nurlanish ko`rinishida) xarakteristikasi bilan ham ifodalanadilar. Bu xususiyat asllik - Q orqali ifodalanadi,

$$Q = \frac{\text{Rezonatordagi zaxira energiya}}{1/2\pi \text{ davr tebranishida yo'qotilayotgan o'rtacha energiya}}$$

Rezonator o`lchamlari o`zgarmagan holda, optik diapazonga o`tilgan sari xususiy tebranishlar chastotasi jipslasha boshlaydi, ajratish qobiliyati yo`qola boshlaydi. Mutlaq qora jism nurlanishi yordamida xususiy tebranishlar sonini aniqlash mumkin.

$$k_x = \frac{\pi m}{L}, \qquad k_y = \frac{\pi n}{L}, \qquad k_z = \frac{\pi q}{L}$$

$$N_k = \frac{k^3}{3\pi^2} L^3 = \frac{\omega^3}{3\pi^2 c^3} L^3 \qquad\qquad k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{c}$$

Birlik hajm va chastotaning birlik intervalida xususiy tebranishlar soni,

$$\frac{1}{V}\frac{dN_{12}}{d\omega} = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3}$$

Har bir rezonans chiziqlar kengligi uning aslligi bilan ifodalanadi: $\Delta\omega = \frac{\omega}{Q}$

Katta chastotalarda $\Delta\omega$ -ning qiymati katta bo`lib ketadi, natijada spektr chiziqlar bir-biriga o`tib ketadi. Shuning uchun optik rezonator yaratilayotganida faqatgina oz miqdordagi xususiy tebranishlari saqlanib, boshqalari o`chib ketadigan bo`lishi nazarda tutilishi lozim. Shu maqsadda ochiq rezonatorlardan (optik), masalan, ikkita ko`zgudan tashkil topgan yassi rezonatordan foydalaniladi. Bunday rezonator to`g`ri to`rtburchakning ikki yon devorlari olinib tashlanib hosil qilinadi. Bunday rezonatorlarda turg`un to`lqin ko`zgulardan qaytgadagi va ularning interferensiyasi tufayli hosil bo`ladi, agar quyidagi shart bajarilsa, $\lambda = \frac{2L}{m}$ (m-butun son).

Rezonatorning optik o`qidan (OO’) burchak ostida qaytgan to`lqinlar biror muddatdan so`ng rezonatordan chiqadilar. Faol muhitdan bir necha bor o`tganligi tufayli to`lqinning ishchi jism bilan ta`sir effekti keskin ortadi. $OO^{/}$- o`qi bo`ylab tarqaladigan to`lqinlar “aksial` to`lqin” deyiladi. Ularning aslligi juda yuqori.

Qo`shni xususiy tur tebranishlari orasidagi masofa:

$$\Delta\nu_m = \nu_m - \nu_{m-1} = \frac{c}{\lambda_m} - \frac{c}{\lambda_{m-1}} = \frac{c}{2L}$$

$$\Delta\nu = \Delta\left(\frac{c}{\lambda}\right) = \Delta\left(\frac{c}{2L}m\right) = \frac{c}{2L}$$

Tebranishlarning shunday siyraklanishiga qaramay, lazer faol muhitidagi spektral chiziqlarning eng chegaraviy kengligiga ham 10-10000 xususiy tur tebranishlar sig`a oladi. Shuning uchun bunday rezonator “ko`p chastotali” yoki “ko`p modli” deyiladi. Spektrning maksimal chizig`i yaqinidagi chastota lazer nurining chastotasini ifodalaydi. Radiodiapazonda esa, aksincha, spektral chiziqlar kengligi kam, modlar orasidagi masofa esa keng, natijada nur bir xil chastotali, ya`ni “bir modli rezonator (mazer)” deyiladi. Xususiy chastota spektri asosan ishchi modda bilan ifodalanadi. Ochiq rezonatorlarda aksial modlar $TEM_{00}$ , $TEM_{max}$ (m=0 va n=0) dan tashqari m va n ning qiymatlari kichik bo`lgan modlar - $TEM_{10}$, $TEM_{20}$, $TEM_{01}$, bularning mavjud bo`lishiga sabab OO’ o`qi bilan kichik burchak hosil qiluvchi rezonator chetlarida bo`ladigan difraksiyadir.

$$Q = 2\pi \frac{E_{to`l}}{E_{yo`qot}(T)} = \omega \frac{E_{to`l}}{E_{yo`qot}(1\,сек)}$$

dt vaqt oralig`ida energiyaning o`zgarishi:

$$dE_{\omega} = -E_{\omega}\frac{\omega}{Q}dt$$

$$E_{\omega}(t) = E_{\omega}(0)\cdot e^{-\frac{\omega}{Q}t}$$

Shunday qilib, yig`ilgan energiya eksponenta bo`ylab kamayadi.

$t_{ф} = \frac{Q}{\omega}$ - muayyan modning so`nish doimiysi yoki fotonning yashash davri.

"Energiya yo`qolishi" deganda nimani tushunamiz? Foydasiz y o`qolishlar bilan bir qatorda energiyaning foydali tulari ham mavjud (nurlanishning yarim shaffof ko`zgu orqali chiqishi).

Agar ko`zgu qaytarish koeffitsienti R bo`lsa, uning o`tkazish koeffitsienti T=1-R bo`ladi.

Agar rezonator uzunligi L bo`lganda birlik vaqtda yo`qolgan nurlanish energiyasi:

$E_{nur} = E_{\omega}(1-R)\frac{c}{L}$ energiya uchun yuqoridagi ifodaga k o`ra

rezonatorning

asilligini aniqlash mumkin,

$$Q = \frac{\omega E_{to`l}}{E_{nur.\,1sek.da}} = \frac{\omega L}{(1-R)\cdot c} = \frac{kL}{1-R}.$$

To`lqin uzunligi λ=1mkm, rezonator uzunligi L=1m va qaytarish koeffitsienti R=0,9 bo`lsa, rezonator aslligi $Q \approx 6\cdot 10^{7}$ teng bo`ladi, bu qiymat radiodiapazondagi asllik qiymatidan sezilarli darajada katta.

Real rezonatorlarda energiya yo`qolishining zarur bo`lgan turlaridan tashqari quyidagi yo`qolishlar ham mavjud:

1. Difraksiya tufayli. Ko`zgu chetlaridagi difraksiya. Ko`zguning kesim o`lchamlari qanchalik kichik bo`lsa, difraktsiya tufayli yo`qotishlar shunchalik katta bo`ladi. Yo`qotishlar $TEM_{00\text{-}mod}$ –lar uchun minimal qiymatga ega, m va n ning katta qiymatlari uchun, noaksial modda ishlatiladiganlar uchun yo`qotishlar ortadi.

2. Ko`zguning yustirovkasi buzilishi tufayli. Ko`zgular o`zaro parallel bo`lishlari shart. Yustirovkaning buzilish burchagidan katta bo`lmasligi lozim.

3. Ko`zgularning a`lo sifati tufayli. Ko`zgularning sifatiga qo`yiladigan talab juda yuqori. Ko`zgularning silliqlik darajasi ~ 0,1λ.

4. Faol moddadagi yo`qotishlar. Bular nurlanishning faol muhitning nuqsonlarida bo`ladigan yutilishi va sochilishi tufaylidir.

## Rezonator turlari

Yassi ko`zguli ochiq rezonatorlardan tashqari quyidagi rezonatorlardan ham foydalaniladi:

1) juft sferik ko`zguli rezonatorlar (konfokal rezonator). Bunda maydon rezonator o`qi bo`ylab zichroq yig`ilgan bo`ladi. Difraksion yo`qotishlar kamroq bo`ladi. Nur dastasi X va Y o`qlari bo`ylab Gauss taqsimoti bo`yicha bo`ladi.

Ba`zida, ko`zgulardan biri sferik, ikkinchisi yassi olinadi. Agar qaytarish koeffitsientlari R bir xil bo`lgan ko`zgudan foydalanilsa, bunday konfokal rezonator "konsentrik rezonator" deyiladi.

Halqasimon rezonator - ochiq rezonator. Bunday rezonatorda elektromagnit nurlanish berk aylana bo`ylab tarqaladi.

2) 4 -ko`zguli sistema. Bunday rezonatorlarda yuguruvchi to`lqin holatini hosil qilish mumkin. Turg`un to`lqinda faol modda bilan ta`sir to`lqinning past chastotasidagina sodir bo`ladi, yuguruvchi to`lqin maydoni bir jinsli; shuning uchun bu rejim energetik jihatdan foydaliroq. Agar halqasimon rezonator aylanma harakatga keltirilsa, to`lqin tarqaladigan yo`l uzunligi, aylanish bo`ylab va unga teskari yo`nalishda turlicha bo`ladi. Bunday xususiyatdan lazer giroskoplarini ixtiro qilishda hamda aylanish tezligini aniqlashda foydalanish mumkin.

3) Tarkibiy rezonator – bu ikki yoki undan ko`p bo`lgan rezonatorlar tizimidan iborat.

4) Bir ko`zguli rezonator. To`lqin uzunligiga λ bog`liq ravishda qaytarish koeffitsienti R o`zgaradigan ko`zgu. Masalan, ko`zgu o`rnida difraksion panjara olish mumkin. Vulf-Breg, $b\sin\theta = \frac{m\lambda}{2}$, sharti

bajarilganda bunday panjara nurni qaytaradi. Panjaraning holatini o`zgartirib rezonans kuzatiladigan to`lqin uzunligini o`zgartirish mumkin, ya`ni lazerning generatsiya chastotasini o`zgartirish mumkin.

5) Teskari bog`lanish taqsimlangan rezonator. Bunday rezonatorda qirrada (chetki) ko`zgular bo`lmaydi, musbat tashqari bog`lanish davriy panjarani tashkil etgan nuqsonlarda sochilish tufayli sodir bo`ladi. Masalan, nurlanish yupqa yassi dielektrik faol modda bilan to`ldirilgan volnovodda (to'lqin tutgich) tarqalayotgan bo`lsin. Faol qatlam yaqiniga davri l ga teng bo`lgan difraksion panjara joylashtiriladi. Elektromagnit to`lqin dielektrik volnovodda tarqalib uning devori orqasiga ~ $\lambda$ - masofaga sizib o`tadi. Agar $l \leq \lambda$ bo`lsa, volnovodda mod tarqalib "dumi" bilan difraksion panjara o`tkazilgan sirtni turtib o`tadi. Agar $l = n\lambda$ bo`lsa, volnovod modining Breg qaytishi nurlanish tarqalishining yo`nalishini teskari tomonga o`zgartiradi, natijada teskari bog`lanish hosil bo`ladi. Bu bog`lanish faol muhitning uzunligi bo`ylab tarqalgan bo`ladi. Ma`lum sharoitda shu panjara yordamida nurlanishni dielektrik volnovoddan tashqariga chiqarish mumkin; bunda nurlanish faol qatlam sirtidan ma`lum burchak ostida tarqaladi. Masalan, agar $l = \lambda$ bo`lsa, teskari bog`lanish $m=2$ va $\theta = 90^0$ da sodir bo`ladi. Faol qatlamda ikkita to`lqin qarama-qarshi tarqaladi. To`lqinlardan biri rezonator bo`ylab (Z) tarqalishi mobaynida difraksiya tufayli unga qarama-qarshi kelayotgan to`lqindan energiya oladi, natijada davriy strukturaning uzunligi bo`ylab tarqaluvchi musbat teskari bog`lanish sodir bo`ladi. Davrni l ga o`zgartirib, bog`lanish kattaligini va energiya yo`qotish koeffitsientini aniqlash mumkin. Shunday qurilma yordamida volnovoddan nafaqat nurlanish chiqarish, balki volnovodga nurlanish kiritish ham mumkin. Oxirgi operatsiya integral optika qurilmalarda foydalaniladi.

**Adabiyotlar:**


1. [2] 347-350-betlar.
2. [9] 129-152-betlar.
3. [19] 182-190-betlar.

## O`Z-O`ZIDAN UYG`ONISH SHARTI VA KUCHAYISHINING TO`YINISHI

O`z-o`zidan uyg`onishning asosiy sharti - sathlarda invers to`lishni hosil qilish. Generatsiya vujudga kelishi uchun, faol moddadan nurlanishni bir marotaba o`tishidagi kuchayishi barcha yo`qotishlardan katta bo`lishi kerak. Bu generatsiyaing vujudga kelishining asosiy majburiy shartidir. Yo`qotish turlari:

- nurlanishni qisman tashqariga chiqarish,
- difraksion yo`qotishlar;
- ishchi elementi nofaol yo`qotishlar.

Shunday qilib, sathlararo invers to`lish -ΔN shunday qiymatga yetishi lozimki, $\omega$ chastotasida kuchayish darajasi $a_\omega$ yo`qotish darajasidan $b_\omega$ katta bo`lishi kerak.

$$\alpha_\omega = \frac{\hbar\omega n B_{mn}}{c} g(\omega)\left(\frac{g_n}{g_m} N_m - N_n\right) \qquad (1)$$

O`z-o`zidan uyg`onish sharti zaif so`nuvchi modlar uchun bajariladi. Ma`lumki, rezonatordagi yo`qotishlar uning asilligi Q bilan quyidagicha bog`langan;

$$-\frac{\delta I}{I} = \frac{\omega}{Q}\delta t = \frac{\omega}{Q}\frac{n}{c}\delta z \qquad (2)$$

(faol modda qatlamidan o`tish vaqti, $dz \ esa \ dt = \dfrac{dz}{c/n}$ ga teng

Ikkinchi tomondan faol moddada nurlanishning nisbiy intensivligin ortishi, majburiy nurlanish jarayoni bilan bog`liq bo`lib, quyidagicha: $\dfrac{\delta I_\omega}{I_\omega} = \alpha_\omega \delta z \qquad (3)$ , holda, kuchayishning yo`qotishlardan ortishi quyidagi ko`rinishda bo`ladi:

$$\alpha_\omega > \frac{\omega}{Q}\frac{n}{c} \qquad (4)$$

(1) ni e`tiborga olgan holda ($a_w$ ni o`rniga qo`yib):

$$\hbar\omega B_{mn} g(\omega)\cdot\left(\frac{g_n}{g_m}N_m - N_n\right)\geq\frac{\omega}{Q} \qquad (5)$$

Eynshteyn munosabatlarini hisobga olib, majburiy va spontan nurlanish koeffitsientlari orasidagi munosabatni topamiz, u holda o`z-o`zidan uyg`onish sharti:

$$\frac{\pi^2 c^3 A_{mn}}{\omega^2}\left(N_m - \frac{g_m}{g_n}N_n\right)\cdot g(\omega)\geq\frac{\omega}{Q} \qquad (6)$$

Bu yerda, $N_m$ - statistik og`irligi $g_m$ bo`lgan yuqori $E_m$ – sathdagi zarralar soni. $N_n$ – quyi $E_n$ sathdagi zarralar soni, $g(\omega)$ – statistik og`irlik.

Tenglik belgisi o`z-o`zidan uyg`onishning chegaraviy qiymatiga taalluqli.

$\Delta N$ – generatsiya boshlanadigan minimal invers to`lish.

$\rho_n^{\min}$ - damlashning chegaraviy quvvati.

(6) ifodadan ko`rinadiki, damlashning chegaraviy quvvati asllik qancha katta bo`lsa, shuncha kam. Energiya yo`qotishlar qancha kam bo`lsa, shuningdek, nurlanishga sarflangan yo`qotishlar, asllik Q shu qadar yuqori bo`ladi. Shunday qilib, chiqishdagi maksimal qiymatga ega bo`lishi uchun ko`zguning qaytarish va o`tkazish koeffitsientlarining optimal qiymatlarini aniqlab olish lozim, chunki asllik Q chastotaga bog`liq bo`lib, o`z-o`zidan uyg`onish sharti max. asillik Q va ω- chastotasi g(ω) - ni maksimum qiymatiga yaqin bo`lgan tebranishlari uchun bajariladi. Bunda lazer xususiy chastotasi faol moddaning maksimal spektrial chizig`iga yaqin bo`lgan noaksial mod nurlay boshlaydi, modning energiyasi, to`yinish boshlangunga qadar ortadi.

Majburiy nurlanish ehtimolligi majburiy yutilish intensivligiga proporsional. Yutilish intensivligi katta bo`lganda damlash energiyasi juda tez nurlanish energiyasiga o`tadi, u nurlanish shunday mod chastotasi bilan bo`ladiki, bu chastotalar uchun energetik yo`qotishlar eng kam. Chegaraviy quvvat ortgan sari, $\rho_n > \rho_n^{\min}$ quyi sathlarga o`tishlar tufayli, invers to`yinish ortmaydi. Shuning uchun, sodir bo`lgan invers to`lish darajasi o`zgarmay qoladi, lazer kuchaytirishi esa, to`yinish qiymatiga erishadi. Shuni nazarda tutish lozimki, damlash ta`sirida invers to`lish ma`lum qiymatga yetganda, avval generatsiya biror $Q=Q_{max}$ shart bajariladigan modda, so`ngra, kichikroq asllikka ega bo`lgan, yoki spektral chiziqning max qiymatidan yiroqroq bo`lgan chastotalar uchun ham bajariladi. Bu jarayon rezonator va aktiv moddaning parametrlariga bog`liq. Kvant generatori, asosan, birgina mod nurlaydigan rejim “bir modli generatsiya” deyiladi. Agar generatsiya turli chastotalarda sodir bo`lsa,“ko`p modli generatsiya sharti (rejimi)” deyiladi. Bunday hollarda ayrim modlar o`zaro ta`sirlashuvi mumkin.

## Lazer nurlanishining xususiyatlari

1. Nurlanish rejimlari (generatsiyaning bir modli holi)

a) Erkin generatsiya sharti (rejimi), $t_1$- sathning to`lishi (chegaraviy bandlik) uchun zarur vaqt.

Sathlar to`lishining asosiy mexanizmi - elektromagnit maydonning faol muhit bilan ta`siri. Agar statsionar panjarada biror uyg`otuvchi ta`sir paydo bo`lsa, nurlanish spektrida kichik amplitudali maksimumlar hosil bo`ladi.

Real sharoitda- boshqarib bo`lmaydigan cho`qqilar sharti (rejimi) mavjud.

a) Q va $N_{2por-}$ - o`zgarmaydi.

b) Modulyatsiya sharoiti (rejimi).

Biror vaqt $t_1<t<t_2$ davomida rezonatorda asllikni Q susaytiruvchi hamda katta energetik yo`qotishlarni vujudga keltiruvchi sabab (to`siq) ta`sir etadi. Faol
muhit energiya yo’go`tadi; so`ngra to’siq (zatvor) ochiladi, inversiya tugaydi, natijada kuchli impuls vujudga keladi.

Faol muhitda ma`lum miqdorda energiya to`planadi, so`ngra to`siq ochiladi, natijada kuchli impuls sodir bo`ladi .

1. Ko`zgulardan biri o`z o`qi atrofida aylanadi. Ko`zgular parallel bo`lgan holdan tashqari barcha hollarda, energetik yo`qotishlar maksimal bo`ladi.

2. Rezonator ichida optik xususiyatlarini tashqi ta`sir yordamida o`zgartish mumkin bo`lgan maxsus element (elektrooptik modulyatorlar) mavjud.

3. Rezonator ichida to`yintiruvchi, yutish koeffitsienti nurlanish intensivligi ortishi bilan ortuvchi, yutuvchi modda mavjud. Bunday modda vazifasini, aksariyat, yorituvchi bo`g'imlar bajaradi.

Modulyatsiyaning 1- va 2- usullari faol usul hisoblanadi, 3- usul passiv bo`lib, yo`qotishlar avtomatik tarzda boshqariladi.

Ko`p modli generatsiya usulida agar ayrim modlar fazasi tasodifiy bo`lsa, nurlanishning umumiy quvvati ayrim nurlanish quvvatlari yig`indisiga teng bo`ladi. Agar fazalar sinxron bo`lsa, modlar sinxronlashuvi degan hodisa ro`y beradi, bunda hosil bo`lgan quvvat 2NH -modlar soni qonuniyati bo`ylab bo`ladi.

$\omega_0$ - markaziy mod chastotasi.

Shunday qilib, sinxronizatsiya rejimida mod quvvati $R_{vix}$ quyidagi xususiyatlarga ega:

1. Energiya qisqa yorug`lik impulslar ketma-ketligi ko`rinishida nurlanadi. Energiya max qiymatiga maxraj 0 ga teng bo`lganda erishadi, ya`ni 2 impuls biror vaqt intervalida sodir bo`ladi - bu vaqt rezonator bo`ylab foton o`tadigan vaqtdir.
2. Impuls kengligi

$\tau_u = \Delta\tau = \dfrac{\tau}{2N+1}$, bu yerda (2N+1)- modlar sonini, uning qiymati son jihatdan spektral chiziq kengligi $\Delta\nu$ -ning modlararo interval nisbatiga tengdir

yuqoridagi ifodalardan, $\tau_u = \dfrac{\tau}{\Delta\nu/\tau} = \dfrac{1}{\Delta\nu}$ kelib chiqadi.

Demak, qisqa impulslar hosil qilish uchun kuchaytirish chiziqlar kengligi katta bo`lishi lozim, masalan gaz lazerlarida spektr chiziq kengligi $\Delta\nu\approx 10^9$ Gs hamda impuls davomiyligi -1 ns.

Qattiq jismli lazerlarda spektr chiziqlar kristall panjara maydonining ta`siri tufayli ma`lum darajada kengaygan bo`lib, impuls davomiyligi ~ 1ps $\approx 10^{-12}$ s.

3. Quvvatning maksimal qiymati ayrim modlar quvvatlari yig`indisidan taxminan (2N+1) marotaba katta. Modlarni chastota bo`ylab yo`qotishlarning modulyatsiyasi orqali sinxronlash mumkin (faol hamda nofaol modulyator yordamida). Impulsning davomiylik vaqti ichida yorug`lik nuri taxminan 0,3m masofani bosib o`tadi.

Har bir impulsning quvvati, ya`ni har bir impuls ~ 1J energiya olib o`tadi. Shunday qilib 0,3 mm sohada yorug`lik tezligi bilan harakatlanuvchi 1 MVt quvvatga ega bo`lgan energiya to`planadi.

## Lazer nurining xossalari

1. Monoxromatiklik.

Hosil bo`lgan lazer nurining monoxromatiklik miqdoriy mezoni spektral chiziqlarning 0,5 balandligiga to`g`ri kelgan kenglik hisoblanadi. Shuningdek, bu mezonni spektral chiziqlarni nisbiy kengligi orqali ham ifodalash mumkin:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}$$ - nurlanishning spektral chastotasi.

Modning spektral kengligi $\Delta\omega_c = \frac{\omega_0}{Q} = \frac{1}{T_f}$

$T_f$ – fotonning rezonatordagi yashash davri $Q\to\infty$, da $\Delta\omega\to 0$ bo`ladi.

Chastotaning, nazariy hisoblangan kengligi $\Delta\omega$ issiqlik nurlanishi hamda faol moddaning spontan nurlanishida sodir bo`ladigan “shovqin”lar bilan belgilanadi. Agar faqatgina spontan nurlanish e`tiborga olinsa, spektral chiziqlar kengligi

$$\Delta\omega = \frac{2\hbar\omega_0(\Delta\omega_0)^2}{P_{chiq}}$$ bo’ladi

$$m = 1mVt, \lambda_0 = 0{,}63mkm(galiy - neonli\ lazer)$$

misol, $\frac{\omega_0}{2\pi} = 4{,}76\cdot 10^{14}\, Gs, \hbar\omega_0 = 3{,}15\cdot 10^{-19}\, J, Q \approx 10^8, u\ holda$

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = 5\cdot 10^{-16}$$

Bunday chastotali nurlanish sodir bo`lishi uchun quyidagi shart bajarilishi zarur, L: $\frac{\Delta L}{L} = \frac{\Delta\omega}{\omega_0}$ biroq, bu hol amaliyotda kuzatilmaydi (issiqlik tebranishlar)

Aksariyat, $\frac{\Delta\omega}{\omega_0} \approx 10^{-12} - 10^{-13}$ shunday qiymat olinadi.

Mavjud bo`lgan klassik manbalardan hech biri bunday chastotali yorug`lik nurini berolmaydi.

Masalan, isituvchi, yoki simob lampalarida $\frac{\Delta\omega}{\omega_0} \approx 10^{-6}$

Lazer yordamida hosil qilingan nurning spektral kengligi tabiiy lampalardan hosil qilingan nur spektrining chiziqlar kengligidan sezilarli darajada tor. Tabiiy yoruqlik uchun $\hbar\Delta\nu \cdot \tau_c \approx \hbar$, $\tau_m$ – atomning uyg`ongan holatda yashash davri. Lazerda esa tashqaridan damlash yordamida energiya berib turilganligi tufayli, atomning uyg`ongan holatda yashash davri juda katta bo`lishi mumkin.

Kogerentlilik – kechadigan jarayonlarning vaqt mos tushuvidir. Lazer nurlanishlar juda yuqori darajada kogerent nurlardir. Lazer nuridagi donsimonlik hamda dog`simonlik nurning o`ta kogerentligi tufaylidir. Bunday manzaralarni lazer nurlanishini ekranda kuzatib ko`rish mumkin. Qorong`i va yorug` dog`larning hosil bo`lishi interferensiya tufaylidur.

Aniq muayyan yo`nalish - dastaning tarqalishi aniqlanadi. Lazer manbalari, faqat tirqish chetlaridagi difraksiya bilan chegaralangan, yuqori darajadagi yo`nalish bilan ta'riflanadi. Gauss dastasi uchun (sferik ko`zgu) tarmoqlanish yassi ko`zgudagi dastaga qaraganda ikki marotaba kam.

Ravshanlik (energetik ravshanlik) - birlik yuzadan tik sirtning birlik burchagi ostida tarqalayotgan nurning quvvati. Hatto juda kam quvvatli lazer, R=1mVt, nurlanishining energiyasi Quyosh nurlanishidan 10 marta katta. Spektral ravshanlik esa (berilgan $\lambda$ uchun) Quyosh spektral nurlanishidan $10^{10} \div 10^{12}$ marotaba kuchli.

**Adabiyotlar:**

1. [2] 347-350-betlar.
2. [9] 153-179-betlar.
3. [19] 43-61-betlar.

## KVANT GENERATORLARINING O`Z-O`ZIDAN UYG`ONISHI VA TO`YINISHI

O`z-o`zidan uyg`onish sharti shundan iboratki, faol moddadan nurning bir marta o`tishida kuzatiladigan barcha yo`qotishlar kuchaytirishidan past bo`lishi shart. Kuchaytirish koeffitsienti - $\alpha_\omega$, u holda yutilish qonuniga asosan $dI_\omega^+ = \alpha_\omega I_\omega dZ$ $\qquad (\alpha_\omega > 0)$ bo'ladi.

Energiyaning yo`qotilishi quyidagi jarayonlarga ko`ra bo`lishi mumkin: nurlanishning qisman tashqariga chiqishi; difraksion yo`qotishlar; ishchi jismda yo`qotishlar (nofaol).

Bu yo`qotishlar rezonatorning aslligi Q bilan ifodalanadi,

$$-dI_\omega = \frac{\omega n}{Qc} \cdot I\omega_0 dZ$$

$$dI^+ > dI^-$$

$$\alpha_\omega > \frac{\omega}{Q} \cdot \frac{n}{-}$$

$$\alpha_\omega = \hbar\omega \frac{n}{c} B_{mn} g(\omega)(N_m - N_n) > \frac{\omega}{g} \frac{n}{c}$$

$$\Delta N_{por} > \frac{1}{Q\hbar g(\omega) B_{mn}}$$

Shunday qilib, asllik qancha katta bo`lsa, chegaraviy invers joylashish va damlashning mazkur chastotaga mos keluvchi kritik quvvati shuncha kam bo`ladi.

O`z-o`zidan uyg`onish sharti. Ma`lum chastotaga to`g`ri keluvchi, g(ω) ortishi bilan boshqa chastotalar ham uyg`onishi mumkin. Agar kvant generator asosan bir xil chastota nurlasa, sharoit (rejim) bir modli deyiladi, agar bir necha chastotada nurlasa ko`p modli sharoit (rejim) deyiladi.

Agar nurlanish zichligi (ρ) $\rho_{ch}$-ga erishgan bo`lsa, hamda $\Delta N = \Delta N_{ch}$ bundan oshirish chegaraviy joylashishni oshirmaydi, ya`ni tezda quyi sathlarga o`tish boshlanadi. Ma`lumki, nurlanish tashqariga qancha kam sarf bo`lsa, asllik shuncha katta bo`ladi.

$$Q = \frac{\omega L}{(1-R)C}$$ - nurlanishning ma`lum qiymatlari yo`qolgan holi uchun.

Asllik qancha katta bo`lsa, shuncha foydali - damlashning kritik qiymati shuncha kam, bu holda chiqqan signal qiymati kam bo`ladi. Shuning uchun asllikning optimal qiymatini tanlash kerak.

**Yarim o`tkazgichlarda optik hodisalar.** Yarim o`tkazgichlarning zonalar tarkibni nazarda tutgan holda electron va kovaklar taqsimoti quidagicha;

$$n_0 = N_c e^{-\frac{E_c - E_f}{kT}}$$

$$p_0 = N_v e^{-\frac{E_f - E_v}{kT}}$$

Fermi sathi. $n_0 >> p_0$ u holda , solishtrilma elektr

$$\sigma_n = e\mu_n n_0$$

$$\sigma_p = e\mu_n n_0$$

o’tkazuvchanlik:

Yarim o`tkazgichlarda muvozanatli va muvozanatsiz tok tashuvchilar.

$$\Delta\sigma = e(\mu_n \Delta n + \mu_p \Delta p)$$

Yarim o`tkazgichlarda yorug`likning yutilishi. $I = I_0 e^{-\alpha x}$

$\Delta\sigma$ - fotoo`tkazuvchanlik.

Yutilish mexanizmlari (fotofaol jarayonlar)

1) to`g`ridan-to`g`ri zonalararo o`tishlar.

$$\alpha_c = 3 \cdot 10^5 (\hbar\omega - E_g)^{1/2} - ``^{-1}$$

$$h\omega_{\min} = E_g$$ - xususiy yutish chegarasi.

2) kirishmali yutilish

3) muvozanatsiz zaryad tashuvchilarning rekombinatsiyasi.

Rekombinatsiya tezligi $R_n = \frac{n}{\tau}$ $R_p = \frac{p}{\tau_p}$

$$\Delta n(t) = \Delta n(t_0) e^{\frac{-t}{\tau}}$$

a) zonalararo rekombinatsiya vaqti: $\tau = \dfrac{n_i^2}{g_0\left(n_0 + p_0\right)}$

$g_0$ – generatsiya tezligi

b) lokal sathlar orqali rekombinatsiya, $\tau = \tau_{po}$ n -tip yarim o`tkazgichlarda,

$\tau = \tau_{no}$ p-tip yarimo`tkazgichlarda.

Fotorezistorlar – yorug`lik nurini fotoo`tkazuvchanlik hodisasi yordamida qayd etuvchi asboblar.

$\dfrac{I_{o`rt}}{W_o}$ - fotorezistorning sezgirligi. t qancha yuqori bo`lsa, $E_{o`rt}$ shuncha katta, sezgirlik kattaroq, biroq t ortishi bilan asbobning inersionligi ortadi.

$\sigma_{o`rt} = \sigma_{o`rt.o"} e^{-t/\tau}$

Signallarni ajrata bilish uchun: $t \ll t_o$ bo`lishi shart

**p-n o`tish,** p-n-o`tishning baryer balandligi nur ta`sirida kamayadi (to`g`ri tokdagi kabi), natijada baryer orqali fototok o`ta boshlaydi.

$$I_q = I_s\left(e^{\left(eU_{o'rt}/kT\right)} - 1\right)$$

Yorug`lik ta`siridagi p-n - o`tish uchlaridagi potensiallar farqi:

$$U_{o'rt} = \frac{kT}{e}\ln\left(\frac{I_{o'rt}}{I_s} + 1\right)$$

Yorug`lik ta`siridagi p-n - o`tishning volt-amper tavsifi

$$I = I_s\left(e^{eV/kT} - 1\right) - I_{o'rt}$$

**Elektr signallarini yorug`lik signaliga aylantirish.** Rekombinatsiya natijasida nurlanish sodir bo`ladi (nurlanishsiz o`tishlardan tashqari barcha hollarda).

Nurlanishli o`tishlarning asosiy turlari:

a) zonalararo;

b) sayoz donor sathdan valent sohasiga;

c) o`tkazuvchanlik sohasidan sayoz akseptor sathiga.

Nurlanish intensivligi - E = gnp, g - nurlanish rekombinatsiya koeffitsienti.
**Svetodiodlar .** p-n-o`tishlar orqali to`g`ri tok o`tkazilsa, p-n-o`tishlar yaqinida zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi keskin ortadi, mos tarzda nurlanish rekombi-natsiyasi ham ortadi, agar nurlanishni biror yo`l bilan tashqariga chiqarilsa, svetodiod deyiladi.
Ichki kvant generatorining effektivligi:

$$h_{tash} = \frac{\mathrm{p}_{nurl}}{\mathrm{p}_{nurl} + \mathrm{p}_{nurl.siz}}$$

## Optoelektronika prinsiplari va elementlari

1. Ichki optik bog`lanishning optron - elektr signallarini kuchaytiruvchi va o`zgartiruvchi, ya`ni generator va kalitlar (pereklyuchatel).
2. Ichki elektr bog`lanishli optron.

$E_{kirish}$ning o`zgarishi tokni o`zgartiradi, tokning o`zgarishi esa $\rightarrow$ $E_{chiqish}$ ni o`zgartiradi, bu monoxromatik yoki geteroxromatik kuchaytirgich.

Infraqizil nurlanishni ko`rish sohasidagi nurlanishga aylantirish mumkin. Bu jarayonni Luivil isbotladi va bu isbot teoremaga asos soldi. Luivill teoremasiga ko`ra, fazoviy muhitdagi nuqtalar zichligi (holatlar zichligi) vaqt o`tishi bilan o`zgarmaydi, $\left[\frac{d\rho}{dt} = 0\right]$. Shunday ekan, element hajmi ham vaqt o`tishi bilan o`zgarmaydi. Bundan ko`rinadiki, mexanikada foydalaniladigan boshlang`ich shartlar o`rniga teng hajmli fazoviy muhitda holatlarning teng taqsimlanish statistik usulidan foydalanish mumkin. Luivill teoremasidan juda muhim quyidagi xulosa kelib chiqadi:

Taqsimot funksiyasi $\omega(X)$ vaqt o`tishi bilan o`zgarmaydigan koordinata va impulsning kombinatsiyalari orqali ifodalanishi kerak. Koordinata va impulsning vaqt bo`yicha o`zgarmaydigan funksiyalari *holat integrallari* deyiladi. Eng asosiy holat integrali Gamilton funksiyasidir: $H(q,p) = H(X,a)$, bu yerda $a$-barcha zarralar uchun bir xil bo`lgan tashqi parametr (masalan, turli tashqi maydon, gravitatsion maydon), shunday qilib $\omega(X)=\omega(H(X,a))$.

**Adabiyotlar:**


1. [2] 352-357, 360-366-betlar.
2. [9] 179-187,201-236-betlar.

## Adabiyotlar


1. Блохинцев Д. И.. Основы квантовой механики. -М.: Высшая школа., 1968.
2. Шалимова К. В. Физика полупроводников. -М.: Энергия., 1985.
3. Давыдов А. С. Квантовая механика. -М.: Наука., 1977.
4. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. -М.: Наука., 1978.
5. Тўраев Е.Й., Жўраев Ш., Тўраев Й. Термодинамика ва статистик физика. Т.: Шарқ нашриёти., 2002.
6. Терлецкий Я. Г. Статистическая физика. -М. Выс. шк.., 1980.
7. Физика микромира. Маленькая энциклопедия. -М.: Изд. Советская энциклопедия. 1980.
8. Стильбанс Л.С. Физика полупроводников. -М.: Изд. Сов. Радио. 1987.
9. Пихтин А.Н. Физические основы квантовой и оптической электроники. -М.: Высшая школа, 1989.
10. Ярив А. Введение в оптическую электронику. -М.: Высшая школа., 1989.
11. Верховский Е.И. Лазерная технология в производстве интегральных микросхем. –М.: Изд. Высшая школа, 1990.
12. Матвеев В.И., Рахимов Х.Ю. Неупругие процессы при столкновении быстрых многозарядных ионов с атомами. Узб. Физический журнал. №3 26-35с., 1998.
13. Редин В.М., Данилин Б.С., Пастушков А.Р. Технологические проблемы преодоления субмикронного рубежа в производстве ИС. Журнал. Технология и конструирование в электронной аппаратуре. -М.: №1. 3-9с. 1997г.
14. Савельев И.В. Основы теоретической физики. т.2, -М.: 1997,
15. Хошимов Ғ.Ҳ, Расулов Р.Я. Юлдошев Н.Ҳ. Квант механика асослари. Тошкент, Ўқитувчи 1995.
16. Глазенко Т.А., Пряников В.А. Электротехника и основы электроники. -М.: Высшая школа, 1996.
17. Круковский С.И. Комплексно–легированные эпитаксиальные стр-ры JnPJnGaAsP для оптоэлетроники. Тех-я и конструирование в элетронной аппаратуре. 2006. №2 27-31

18. Страховский Г.М., Успенский А.В. Основы квантовой электроники. -М.: Выс. шк.., 1979.
19. Электронные, квантовые приборы и микроэлектроника. -М.: Радио и связь, 1997.
20. Верещагин И.К., Косяченко Л.А., Кокин С.М. Введение в оптоэлектронику. –М.: Высшая школа, 1991.
21. http://tkea.wallst.ru/
22. http://www.sciencedirect.com/science/journal/13698001

Мундарижа

Muharrir: Botirbekova M.M.