

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



**BUXORO OZIQ-OVQAT VA YENGIL SANOAT TEXNOLOGIYASI
INSTITUTI**

S.X.Astanov, U.N.Islomov, N.N.Dalmuradova

“UMUMIY FIZIKA” kursining

QATTIQ JISM FIZIKASI ELEMENTLARI

bo'limidan

MA'RUZA MAVZULARINI MUSTAQIL O'RGANISH UCHUN

uslubiy ko'rsatma

BUXORO - 2006

Tuzuvchilar: S.X.Astanov, U.N.Islomov, N.N.Dalmuradova

Taqrizchilar: "NGI" kafedrası mudiri prof. Do'stov H.B.

Bux DU "Nazariy fizika va qattiq jismlar fizikasi" kafedrası mudiri f-m.f.d. Djuraev D.R.

Uslubiy ko'rsatma institut o'quv-uslubiy kengashi tomonidan
"___" _____2006 y. tasdiqlangan. Bayonnoma №___

Uslubiy ko'rsatma "Umumiy fizika" kafedrasining 26 avgust 2006 yildagi majlisida ko'rib chiqildi. Bayonnoma №___

QATTIQ JISM FIZIKASI ELEMENTLARI

Ushbu o'quv ko'rsatma fizika kursini 3 semestr davomida o'rganadigan bakalavriyatning texnika yo'nalishlari bo'yicha ta'lim olayotgan talabalar uchun mo'ljallangan. Unda fizika kursining kvant statistikasi va qattiq jism fizikasi elementlari bo'limlariga bag'ishlangan 6 ma'ruzalarning matnlari keltirilgan.

Ma'ruzalar professional oliy ta'lim davlat standartiga binoan ishlab chiqilgan va O'zbekiston Respublikasi Oliy va o'rta maxsus ta'lim Vazirligi qoshidagi Oliy o'quv yurtlari bosh boshqarmasi tomonidan tasdiqlangan fizika fanining namunaviy dasturiga asosan tayyorlangan.

MUNDARIJA:	3
1 - MA'RUZA. KVANT STATISTIKASI ELEMENTLARI	4
1. KVANT TIZIMINING STATISTIK TAVSIFI.....	4
2. KVANT XOSSALI IDEAL GAZ.....	8
3. ELEKTRON GAZNING G'ALAYoNLANISHI.....	8
MUSTAHKAMLASH UChUN SAVOLLAR:.....	10
ADABIYoTLAR:.....	10
2- MA'RUZA.QATTIQ JISMLAR FIZIKASI ELEMENTLARI	11
1. KRISTALLARNING TUZILISHI.....	11
2. KRISTALLARDAGI NUQSONLAR.....	13
3. FONONLAR.....	14
4. KRISTALLARNING ISSIQLIK SIG'IMI.....	16
MUSTAHKAMLASH UChUN SAVOLLAR:.....	18
ADABIYoTLAR:.....	18
3-MA'RUZA. PANJARAVIY ISSIQLIK O'TKAZUVChANLIGI	19
1. KRISTALLARDA ISSIQLIK O'TKAZUVChANLIK.....	19
2. FANONLARNING KO'ChISH JARAYoNI.....	21
3. MESSBAUER EFFYeKTI.....	23
MUSTAHKAMLASH UChUN SAVOLLAR:.....	24
ADABIYoTLAR:.....	24
4-MA'RUZA: QATTIQ JISMLARNING ELEKTR O'TKAZUVChANLIGI	25
1. ZONALAR NAZARIYaSINING ELEMENTLARI.....	25
2. KRISTALL PANJARADAGI ELEKTRONNING HARAKATI. EFFEKTIV MASSA.....	27
3. METALLARDA ELEKTR O'TKAZUVChANLIK.....	29
4. YaRIM O'TKAZGICHLARDA ELEKTR O'TKAZUVChANLIK.....	31
YaRIM O'TKAZGICHLARDA XUSUSIY ELEKTR O'TKAZUVChANLIK.....	31
YaRIM O'TKAZGICHLARNING ARALASHMALI ELEKTR O'TKAZUVChANLIGI.....	33
MUSTAHKAMLASH UChUN SAVOLLAR:.....	33
ADABIYoTLAR:.....	33
5-MA'RUZA. O'ta o'tkazuvchanlik HODISASI. MAGNETIKLAR	34
1. O'ta o'tkazuvchanlik.....	34
2. FERROMAGNETIZM NAZARIYaSI ELEMENTLARI.....	36
FERROMAGNETIZMNING TABIATI.....	39
3. ANTIFERROMAGNETIZM.....	41
4. FERRITLAR.....	41
MUSTAHKAMLASH UChUN SAVOLLAR.....	42
ADABIYoTLAR.....	42
6 - MA'RUZA. KVANT ELEKTRONIKASI ELEMENTLARI	43
1. UYG'ONGAN HOLAT UChUN O'TISH EHTIMOLLIGI.....	43
2. MUVOZANATLI NURLANISH. EYNShTEYN KOEFFITSENTLARI.....	44
3. OPTIK KVANT GENERATORLARI. (LAZERLAR)	56
MUSTAHKAMLASH UChUN SAVOLLAR:.....	48
ADABIYoTLAR:.....	48

1 - MA'RUZA. KVANT STATISTIKASI ELEMENTLARI

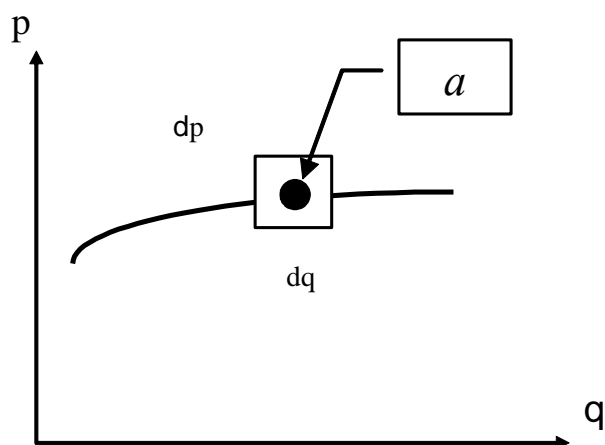
Reja:

1. Kvant tizimini statistik tavsiflash.
2. Kvant xossalari ideal gaz.
3. Elektron gazning g'alayonlanishi.

Tayanch so'z va iboralar: ko'p zarrachali sistemalar, bir xil ko'p zarrachalar to'lqin funksiyalarining simmetriyasi, N -o'lchovli tasviriy fazo, umumlashgan koordinatalar, hajm elementi, sistemaning mikroholatlari, mikroholatlarning ehtimolligi, klassik va kvant statistik ehtimolliklar orasidagi farq, koordinata va impulslar fazosida hajm elementlari, fizik kattaliklarning o'rtacha qiymati, turli mikrozarrachalarning taqsimot funksiyalari, kimyoviy potentsial; Boze-Eynshteyn, Fermi-Dirak, Maksvell taqsimotlari; Muvozanatdagi issiqlik nurlanishi energiyasining zichligi, fotonlar, mikrozarrachalarning ichki erkinlik darajasi, chastotalari ν va $\nu + d\nu$ bo'lgan zarrachalar soni, energiyasi. Metallarning erkin elektronlari, energiyalari E va $E + dE$ oraligida bo'lgan valent elektronlarining soni, Fermi sathi, elektronlarning g'alayonlanishi,

1. Kvant tizimining statistik tavsifi

Ma'lumki moddalar tinimsiz va tartibsiz harakat qiluvchi atom va molekullardan tashkil topgan. Ularning atom va molekullari haqidagi ma'lumotlarga asoslanib, makroxossalarini o'rganuvchi fizikaning bo'limiga statistik fizika deyiladi. Ko'psonli zarrachalardan tashkil topgan sistemaning xossalari statistik qonunlarga bo'ysunadi. Statistik qonunlarni o'rganish natijasida sistema makroxossalarini hisoblash mumkin. Mazkur hisoblar sistema tarkibiga kirgan zarrachalarning ichki xossalari, ularning harakatiga, o'zaro va tashqi muhit (jism) bilan ta'sirlashishlariga bog'liq bo'ladi.



1.1-rasm

Sharoitga qarab sistemaning zarrachalari klassik yoki kvant mexanikasi qonunlariga bo'ysunadi. Nyuton mexanikasiga bo'ysunuvchi ko'psonli zarrachalardan tashkil topgan sistemalarning makroxossalarini (masalan: gazning energiyasini, uning idish devorlariga bosimini, ma'lum termodinamik jarayonlarda, ish va energiya orasidagi bog'lanishlarni) klassik statistika o'rganadi. Kvant mexanikasi qonunlariga bo'ysunuvchi ko'p sonli mikrozarrachalardan tashkil topgan

sistemalarning makroxossalarini (masalan: kristall panjaraning issiqlik sig'imi, qattiq

jismlarning issiqlik va elektr o'tkazuvchanligi, issiqlik nurlanishi energiyasi va h.k.larni) kvant statistikasi o'rganadi.

Har ikki holda ham statistik qonuniyatlarni miqdor jihatdan tavsiflash uchun ko'p o'lchovli tasviriy fazodan foydalaniladi. Tasviriy fazoni odatda fazaviy fazo deyiladi. Fazaviy fazoning koordinata o'qlari sifatida sistemaga kirgan zarrachalarning q_i koordinata va p_i impulslari qabul qilinadi ($i = 1,2,3,\dots,N$). Berilgan sistema N zarrachadan tashkil topgan bo'lsa fazaviy fazo $6N$ o'lchovli bo'ladi. O'qlardan $3N$ tasi sistemadagi barcha zarrachalar koordinatalarining uchtdan proektsiyasiga, qolgan $3N$ o'qlar esa, mos ravishda impulsning proektsiyalariga tegishli bo'ladi. Sistema bitta erkinlik darajasi bilan xarak-terlansa fazaviy fazo ikki o'lchovli, erkinlik darajasi f bo'lsa - $2f$ o'lchovli bo'ladi.

Tasviriy fazodagi q va p larning qiymatiga mos kelgan "a" nuqta (1.1-rasm) berilgan va q tdagi makroholatga mos sistemaning mikroholatini aniqlaydi yoki berilgan vaqtda sistemaning barcha zarrachalarining q_i koordinatalari va p_i impulslarining majmuini belgilaydi va uni tasviriy yoki fazaviy nuqta deyiladi. Zarrachalarning o'zaro yoki sistemani o'rab olgan nuqta bilan ta'sirlashishi tufayli vaqt o'tishi bilan sistemaning makroholati o'zgaradi. Bu hodisani fazaviy fazoda nuqtaning siljishi bilan ifodalash mumkin. Yetarlicha ko'p vaqt o'tishi bilan ($T \rightarrow \infty$) fazoda nuqtalar buluti hosil bo'ladi. Bu nuqtalar sistemaning berilgan makroholatiga mos mumkin bo'lgan mikroholatlaridan birini belgilaydi. Vaqt o'tishi bilan fazaviy nuqta tasviriy fazoning ixtiyoriy joyiga borib qolishi mumkin. Demak etarlicha ko'p vaqt oralig'ida sistema, berilgan makroholatga mos, mumkin bo'lgan barcha mikroholatlardan o'tadi.

Yuqorida tasvirlangan fazaviy fazodagi manzara sistema xossalarini statistik bayon etish uchun muhim kattalikni kiritishga imkon beradi. Shu maqsadda fazaviy fazoning quyidagi kichik bir hajm elementini ajratib olamiz:

$$dV = dq_1 dq_2 dq_3 \dots dq_{3N} dp_1 dp_2 dp_3 \dots dp_{3N}. \quad (1.1)$$

Mazkur hajm zarrachalarning koordinata va impulslari q_i , $q_i + dq_i$ va p_i , $p_i + dp_i$ oraliqlarida bo'lgan qiymatlariga mos keladi.

Yetarlicha ko'p vaqt o'tganda fazaviy fazoning istalgan $d=dr$ qismidan o'ta chalkash fazaviy traektoriya ko'p marotaba o'tadi deb aytish mumkin.

Faraz qilaylik dt vaqt davomida sistemaning mikroholatlari $d=dr$ hajm elementi ichidagi fazaviy nuqtalar bilan ifodalansin, u holda

$$dw = \lim_{T} \frac{dw}{T} \quad (1.2)$$

ifodani hodisalarning sodir bo'lish chastotasi yoki aniqrog'i, agar sistema kuzatilsa u istalgan vaqt lahzasida koordinata va impulslari q , $q+dq$ va r , $r+dr$ bo'lgan mikroholatlarning birida bo'lish ehtimolligi deb qarash mumkin.

Demak (10.1) dan ko'rinib turibdiki, hajm elementi qancha katta bo'lsa fazaviy nuqtaning uning ichida bo'lish ehtimolligi shuncha ko'p bo'ladi, ya'ni $dw \propto dq dr$

Bu ifodaga $f(q,r)$ ko'rinishida proporsionallik koeffitsiyentini kiritib quyidagini hosil qilamiz:

$$dw = f(q,p) dq dp \quad (1.3)$$

bu erda $f(q,p)$ - ehtimollik zichligi vazifasini o'taydi va uni statistik taqsimot funksiyasi yoki oddiygina taqsimot funksiyasi deb ataymiz. Taqsimot funksiyasi shunday bo'lishi kerakki, u quyidagi shartni bajarilishini ta'minlashi lozim:

$$\int dw(q,p) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(q,p)dqdp = 1 \quad (1.4)$$

(10.4) ifodani normallashtirish sharti deyiladi. Uning ma'nosi shundan iboratki, agar zarracha mavjud bo'lsa, butun fazo bo'yicha topilishi muqarrar hodisadir.

Koordinata va impulslari $q, q+dq$ va $r, r+dr$ oraliqida bo'lgan mikroholatlarning ehtimolliqi $dw(q,r)$ yoki taqsimot funksiyasining aniq analitik ko'rinishi ma'lum bo'lsa sistemaning har qanday o'rtacha xossasi $\langle x \rangle$ ni hisoblash mumkin. Haqiqatdan ham ehtimollar nazariyasiga binoan x xossaning o'rtacha qiymati quyidagiga teng:

$$\langle x \rangle = \int x(q,p)dw(q,p) = \int x(q,p)f(q,p)dqdp, \quad (1.5)$$

bu erda $\langle x \rangle$ -ixtiyoriy fizik kattalikning o'rtacha qiymati.

Taqsimot funksiyasini topishga erishish o'ta muhim ahamiyatga ega, chunki u sistema makroxossasi x ning (dS) dan hisoblangan va tajribada aniqlangan (haqiqiy) qiymatlari bir xil bo'lishini ta'minlashga xizmat qiladi.

quyida taqsimot funksiyasiga yana qaytamiz. Hozir esa kvant va klassik stati-stikalari orasidagi umumiylik va farqni oydinlashtirib olamiz.

Yuqorida bayon etilgan fikrlar ham klassik, ham kvant mexanikasi qonunlariga bo'ysunuvchi ko'p sonli zarrachalardan tashkil topgan sistemalarning xossalarini o'rganish uchun umumiydir. Ular orasidagi farq esa klassik va kvant zarrachalarning xossalari bilan belgilanadi:

" kvant zarrachalarning holatlari diskret o'zgaradi, klassik zarrachalarniki esa uzliksiz o'zgaradi;

" berilgan holatdagi bir xil kvant zarrachalari (masalan: elektronlar, protonlar) mutlaqo bir-birlaridan farqlanmaydilar, chunki ularning holatlari to'liq funksiyalari modulining kvadrati bilan aniqlanganligi uchun funksiyaning ishorasiga bog'liq emas:

$$|\psi(x_1, x_2)|^2 = |\psi(x_2, x_1)|^2$$

bu erda x_1 va x_2 lar ikkita birxil kvant zarrachalarining koordinatalari.

" kvant zarralari xususiy mexanik momentga, ya'ni spinga ega;

" kvant zarrachalari korpuskulyar - to'liq xususiyatiga ega bo'lganliklari tufayli, noaniqliklar prinsipiga binoan, fazaviy fazodagi hajm elementi $dqdp \geq h^3$ dan kichik bo'la olmaydi. Demak berilgan hajm elementiga kirgan holatlar soni cheklangan va quyidagi ifoda

$$dg = \frac{dV}{h^3} = \frac{dV_q dV_p}{h^3}$$

-koordinatalari $q, q+dq$ va impulslari $p, p+dp$ oraliqida bo'lgan holatlarning sonini bildiradi. Bu erda - $dV_q = dq_1 dq_2 dq_3 \dots dq_{3N}$ va $dV_p = dp_1 dp_2 dp_3 \dots dp_{3N}$.

Koordinatalar fazosi bo'yicha (10.3) integrallansa dV_q larning yig'indisi sistema egallagan to'la hajm V ni beradi.

Impulslar fazosidagi hajm elementi esa quyidagicha aniqlanadi (1.2-rasm):

$$dV_p = 4\pi p^2 dp. \quad (1.6)$$

(10.6) ni inobatga olsak, impulslari p va $p+dp$ oraliqida bo'lgan kvant holatlarning soni

$$dg = \frac{4\pi V}{h^3} p^2 dp \quad (1.7)$$

Zarrachaning impulsi bilan kinetik energiyasi orasidagi bog'lanishni inobatga olsak, energiyalari E va $E+dE$ oraliqida bo'lgan kvant holatlarning soni

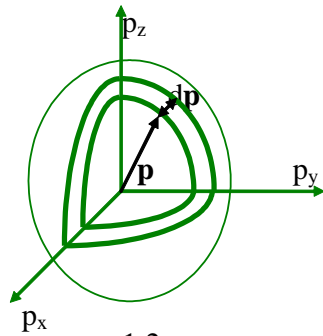
$$dg = \frac{2\pi V (2m)^{\frac{3}{2}}}{h^3} E^{\frac{1}{2}} dE \quad (1.8)$$

ko'rinishini oladi.

Ehtimollar nazariyasiga binoan, agar sistema tarkibidagi zarrachalar soni $N \gg 1$ bo'lsa berilgan holatdagi zarrachalar soni

$$f(E_i) = \frac{\Delta N(E_i)}{\Delta g_i} \quad (1.9)$$

bo'ladi, bu erda $N(E_i)$ - energiyasi E_i va $E_i + \Delta E_i$ oraliqida bo'lgani zarrachalar soni; g_i - energiyalari E_i va $E_i + \Delta E_i$ oraliqida bo'lgan holatlar soni, $f(E)$ - zarrachalarning taqsimot funktsiyasi va u har bir holatdagi zarrachalarning o'rtacha soniga teng.



1.2-rasm.

Mazkur funktsiyaning analitik ko'rinishini ehtimollar nazariyasi qonun va qoidalaridan foydalanib xususiy hollar uchun Maksvell, Boltsman, Fermi - Diraklar va umumiy hol uchun esa Gibbs aniqlagan. Uni quyidagi umumiy ko'rinishda yozish mumkin:

$$f(E_i) = \frac{1}{e^{(E_i - \mu)/kT} + \delta} \quad (1.10)$$

bunda E_i - i holatdagi zarrachalar energiyasi, μ - sistemaning kimyoviy potentsiali, ya'ni sistemadagi zarrachalar sonini bittaga oshirish uchun kerak bo'lgan energiya. k - Boltsman doimiysi, T - absolyut temperatura, δ - doimiy son bo'lib zarrachalarning turiga bog'liq. Masalan: bozonlar uchun $\delta = -1$; fermionlar uchun $\delta = +1$, klassik zarrachalar uchun esa $\delta = 0$.

Demak spinlari nolga va $\pm \frac{\hbar}{2}$ ga juft son marta karrali bo'lgan zarrachalar, ya'ni bozonlar uchun, taqsimot funktsiyasi quyidagi ko'rinishga ega va uni Boze-Eynshteyn taqsimoti deyiladi

$$f_{\Phi} = \frac{1}{e^{(E_i - \mu)/kT} + 1} \quad (1.11)$$

Spinlari $\pm \frac{\hbar}{2}$ ga toq son marta karrali bo'lgan zarrachalar, ya'ni fermionlar uchun esa taqsimot funktsiyasini Fermi - Dirak taqsimoti deyiladi

$$f_{\Phi} = \frac{1}{e^{(E_i - \mu)/kT} + 1} \quad (1.12)$$

(1.11) va (1.12) taqsimot funktsiyalardan foydalanib tarkibida $N \gg 1$ zarrachalari bo'lgan har qanday berk sistemadagi energiyasi Y_e va $Y_e + dY_e$ oraliqida bo'lgan zarrachalarning dN sonini quyidagi ifoda bilan hisoblash mumkin

$$dN = \nu f dg \quad (1.13)$$

Bunda ν - zarrachalarning ichki holatini (erkinlik darajasini) hisobga oladigan son. Masalan: fermionlar va fotonlar uchun $\nu = 2$.

2. Kvant xossali ideal gaz

Bizga ma'lumki, yorug'lik elektromagnit to'lqinlaridan iborat bo'lib to'lqin, ham kopuskulyar xossalariga ega. Absolyut qora jism modeli vazifasini o'tovchi yopiq bo'sh kovakning ichida mujassamlashgan issiqlik nurlanishini fotonlardan tashkil topgan gaz deb qarash mumkin. Shu bilan birga fotonlar bir-birlari bilan o'zaro ta'sirlashmaganliklari uchun foton gazni ideal gaz deyish mumkin. Fotonning spini ?, ya'ni butun songa teng bo'lgani sababli foton Boze-Eynshteyn statistikasiga bo'ysunadi. U holda (1.7), (1.11) ifodalarni inobatga olib hamda $\nu = 2$ deb (chunki har bir yo'nalishda o'zaro perpendikulyar tekisliklarda qutblangan ikkita to'lqin-foton tarqala oladi) kvant statistikasi yordamida absolyut qora jismning muvozanatdagi nurlanish energiyasi zichligini hisoblash uchun, (1.13) ifodani quyidagicha yozamiz:

$$dN = 2V \frac{4\pi p^2 dp}{e^{E/kT} - 1} \frac{h^3}{c^3} \quad (1.14)$$

bunda $\mu = 0$ deb olindi, chunki fotonlar soni saqlanmaydi. (1.14) dagi p va dp larni quyidagilar bilan almashtirsak $p = \frac{E}{c} = \frac{\hbar\omega}{c}$ $dp = \frac{\hbar}{c} d\omega$, chastotalari ω va $\omega + d\omega$

bo'lgan fotonlarning soni: $dN = \frac{V}{\pi^2 c^3} \frac{\omega^2 d\omega}{e^{\hbar\omega/kT} - 1}$ bo'ladi.

U holda chastotalari ω , va $\omega + d\omega$ oraliqida bo'lgan fotonlar energiyasining zichligi:

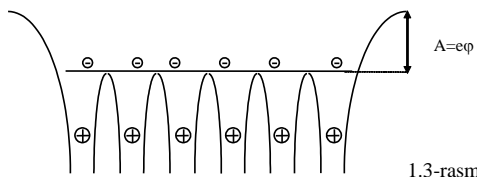
$$u(\omega, T)d\omega = \frac{\hbar\omega dN}{V} = \frac{\hbar}{\pi^2 c^3} \frac{\omega^3 d\omega}{e^{\hbar\omega/kT} - 1}$$

yoki chastotalari bo'lgan muvozanatdagi issiqlik nurlanishi energiyasining zichligi

$$u(\omega, T) = \frac{\hbar}{\pi^2 c^3} \frac{\omega^3}{e^{\hbar\omega/kT} - 1} \quad (1.15)$$

Bu ifoda absolyut qora jism uchun yozilgan Plank formulasining aynan o'zidir.

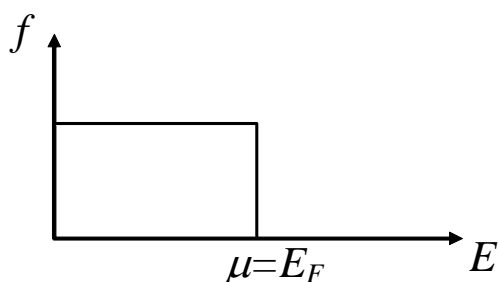
3. Elektron gazning g'alayonlanishi



Metallardagi erkin valent elektronlarni yassi tubli potentsial o'radagi ideal elektron gaz deb harash mumkin (1.3-rasm). Elektronlar, spini $\pm \frac{\hbar}{2}$ ga teng

bo'lgani uchun, Fermi - Dirak taqsimotiga

buysunadilar.



1.4-rasm

harorat $T = 0$ K bo'lganda valent elektronlarining metall ichida qabul qilishi mumkin bo'lgan energiyalarining diskret qiymatlarini, ya'ni energetik sathlarlarni va ularda elektronning joylashish tartibini ko'rib chiqaylik. Bu-ning uchun Fermi-Dirak taqsimot funksiyasi (1.12) ning grafigini chizamiz (1.4-rasm):

$T = 0$ K da agar $E < \mu(0)$ bo'lsa, taqsimot funksiyasidagi e ning darajasi manfiy bo'lib holadi

va

bo'lgani uchun energiyaning 0 dan $\mu(0)=E_F(0)$ gacha bo'lgan qiymatlarida taqsimot

$$\begin{aligned} \text{funktsiyasi o'zgarmas va } e^{(E-\mu_0)/kT} = e^{-\infty} \rightarrow 0 \\ f[E(0)] = 1. \end{aligned} \quad (1.16)$$

Buning ma'nosi shundan iboratki, metallning valent elektronlari 0 dan E_F gacha bo'lgan diskret energiyalarga ega bo'lishlari mumkin yoki shu oraliqdagi energiya-sathlarning barchasi elektronlar bilan band.

$$\begin{aligned} \text{Agar } E > \mu(0) \text{ bo'lsa, } e^{(E-\mu_0)/kT} = e^{\infty} \rightarrow \infty \text{ ga intiladi natijada} \\ f(E) = 0. \end{aligned} \quad (1.17)$$

bo'ladi, ya'ni $T=0$ K da metallning erkin elektronlari E_F dan katta energiyalarga ega bo'la olmaydi yoki E_F dan keyingi energetik sathlar bo'sh bo'ladi. E_F ni Fermi energiyasi yoki sathi deyiladi.

Demak, Fermi sathi $T=0$ K da valent elektronlari ega bo'lishi mumkin bo'lgan energiyaning maksimal qiymatini ko'rsatadi deb xulosa qilish mumkin va uning qiymatini kvant statistikasi yordamida hisoblash mumkin.

Buning uchun dastlab energiyasi E va $E+dE$ bo'lgan valent elektronlarining sonini (1.13) yordamida aniqlaymiz.

Elektronning spini $\pm \frac{\hbar}{2}$ bo'lgani uchun mazkur ifodadagi $\nu = 2$. U holda

$$dN = \nu dq = 2 \cdot \frac{4\pi V (2m)^{3/2} E^{1/2} dE}{h^3 (e^{(E-\mu(0))/kT} + 1)} = \frac{4\pi V}{h^3} (2m)^{3/2} E^{1/2} dE$$

yoki

$$\frac{dN}{V} = dn = \frac{4\pi (2m)^{3/2}}{h^3} E^{1/2} dE$$

Oxirgi ifodani integrallasak metalldagi valent elektronlarining konsentratsiyasi uchun

$$n = \frac{8\pi (2m)^{3/2}}{3h^3} E_F^{3/2}(0) \quad (1.18)$$

ifodani hosil qilish mumkin.

(1.18) ni $2/3$ darajaga ko'tarib esa, $T = 0$ K dagi Fermi energiyasining quyidagi ifodasini topamiz:

$$n = \frac{8\pi (2m)^{3/2}}{3h^3} E_F^{3/2}(0) \quad (1.19)$$

Turli tajribalarning ko'rsatishicha metallardagi erkin elektronlarning konsentratsiyasi $n \sim (10^{28}-10^{29}) \text{ m}^{-3} \approx 5 \cdot 10^{28} \text{ m}^{-3}$ tartibida bo'ladi. U holda (1.19) formulaga asosan

$$E_F(0) = 8 \cdot 10^{-19} \text{ Ж} = 5 \text{ эВ}$$

yoki

metallardagi valent elektronlarining o'rtacha energiyasi

$$\langle E \rangle = \frac{3}{5} E_F(0) = 3 \text{ эВ}$$

ni tashkil etadi.

Shuning uchun ham metallarning issiqlik sig'imga elektronlar o'z xissalarini amalda qo'shmaydilar, chunki ularning holati harorat o'zgarishi bilan sezilarli o'zgarmaydi. Masalan, metallning harorati 1000 K ga ortganda elektronlarning energiyasi atiga

$$\langle E \rangle = \frac{3}{2} kT = \frac{3}{2} 0,86 \cdot 10^{-4} \cdot 1000 = 0,129 \text{ eV}$$

ga o'zgaradi.

Elektronning haroratga bog'liq bo'lmagan holatlarini aynigan holatlar deyiladi. Bu holatlardagi elektronlarni esa g'alayonlangan deyiladi. Demak, T=0 K da metallning erkin elektronlari g'alayonlangan va aynigan holatlarda bo'ladi.

Yuqoridagilardan, kvant mexanikasi qonunlariga bo'yso'nadigan, ko'p sonli zarrachalardan tashkil topgan sistemalarning makroxossalarini kvant statistikasi yordamida aniqlash zarur degan xulosa kelib chiqadi.

MUSTAHKAMLASH UCHUN SAVOLLAR:

1. Ko'p sonli zarrachalardan tashkil topgan sistemalarning xossalarini qanday o'rganish mumkin?
2. Fazaviy fazo nima?
3. Kvant va klassik statistikalari orasida qanday umumiylik va farqlar mavjud?
4. holat va holat zichligini tushintiring.
5. Kvant xossali ideal gaz nima?
6. Kimyoviy potentsialning ma'nosi nima?
7. Metalldagi erkin valent elektronlarining holatlarini tushintiring.
8. Fermi sathining ma'nosi nima?
9. Nima uchun metallarning issiqlik sig'imga elektronlar o'z hissalarini qo'shmaydilar?
10. Qachon elektronlar g'alayonlangan deyiladi?

ADABIYOTLAR:

1. A.A.Detlaf. Yavorskiy B.M. Kurs fiziki, M.1989. §§ 41.1-41.6.
2. O.Axmadjonov. Fizika kursi, 3 k. T. 1989. 9 bob §§ 1-4.
3. T.I.Trofimova. Kurs fiziki, M. 1985. §§ 234-237.
4. I.V.Savelev. Kurs obshey fiziki, 3. t. M.1998.

2 - MA'RUZA. QATTIQ JISMLAR FIZIKASI ELEMENTLARI

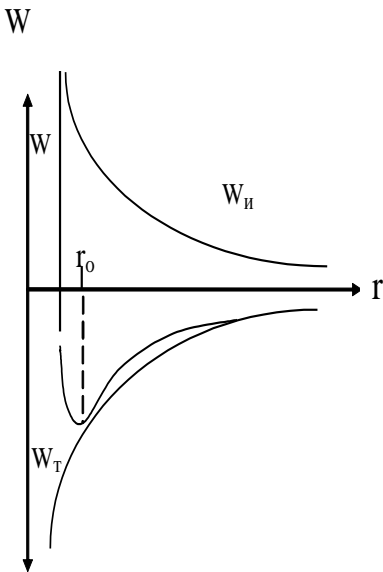
Reja:

1. Kristallarning tuzilishi.
2. Kristallardagi nuqsonlar.
3. Fononlar.
4. Kristallarning issiqlik sig'imi.

Tayanch so'z va iboralar: kristall jismlar, bog'lanish energiyasi, kristall panjara, kristall panjaradagi yo'nalish va tekisliklar, kristalldagi nuqsonlar, nuqsonlarning turlari; nuqtaviy, chiziqli, sirt va xajmiy nuqsonlar, dislokatsiya, kristall atomlarining tebranishi; akustik va optik chastotali tebranishlar, fonon, ichki energiya, kristall panjraning issiqlik sig'imi, Debayning xarakteristik temperaturasi, past va Yuqori temperatura-larda kristall panjraning issiqlik sig'imi.

1. Kristallarning tuzilishi

Molekulalarning hosil bo'lish mexanizmlari muhokama etilganda, bog'lanish tabiatidan qat'iy nazar, molekula hosil qilayotgan atomlarga ikkita kuch ta'sir etishi qayd etilgan edi: katta masofalardayoq sezilarli bo'lgan (uzoqdan ta'sir etuvchi) tortishish kuchlari va kichik masofalarda paydo bo'ladigan va masofaning kamayishi bilan keskin ortib ketadigan (yaqindan ta'sir etuvchi) itarishish kuchlari.



2.1-rasm

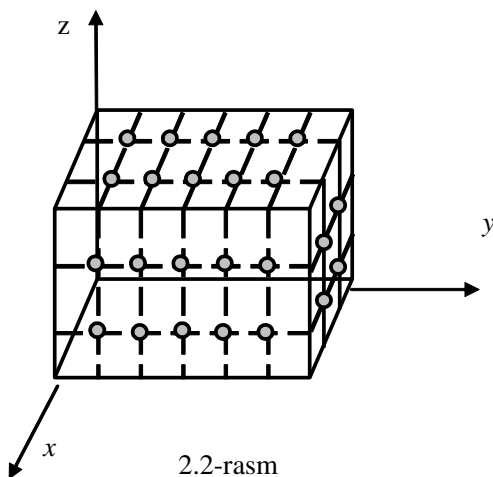
Itarishish va tortishish kuchlari bilan bog'liq bo'lgan W_i va W_t potentsial energiyalarning atomlar orasidagi masofaga bog'lanishi, hamda sistemaning to'la energiyasi sxematik ko'rinishda 2.1-rasmda tasvirlangan.

Atomlar orasidagi masofa r_0 bo'lganda tortishish va itarishish kuchlari tenglashadi, ya'ni ularning teng ta'sir etuvchisi nolga, sistemaning potentsial energiyasi minimal qiymatga ega bo'ladi, natijada sistema mustahkam muvozanat holatga erishadi. Mazkur xulosani ko'psonli atomlar sistemasiga ham umumlashtirsak, undagi atomlar bir-biridan bir xil masofada joylashib mustahkam tuzilishga ega bo'lgan va kristall deb atalgan jismni hosil qiladi. Kristallning har bir atomi (molekulasi) potentsial o'rada joylashgani uchun u muvozanat holatidan erkin siljib keta olmasdan, faqat muvozanat holati atro-fida

tebranma harakat qilishi mumkin. Atomlarning issiqlik harakati energiyasi bog'lanish energiyasidan ortib ketgunga qadar bu holat saqlanadi.

Yuqoridagi fikrlarni biz ikki atom orasidagi o'zaro ta'sir mexanizmiga asoslanib chiqardik. Uch o'lchovli kristallda har bir atomga uning atrofidagi boshqa atomlar ham ta'sir etishi tufayli natija ancha murakkab bo'ladi. Turli yo'nalishlarda atomlar orasidagi masofalar har xil bo'ladi. Ammo bayon etilgan manzara sifat jihatdan o'zgarmaydi. Kristall tarkibidagi atomlar fazoda ma'lum va har bir moddaning o'ziga xos qonuniyatlar bilan joylashgan bo'ladi. qayd etish lozimki, bir xil moddaning kristallari turlicha tuzilishga ham ega bo'lishi mumkin. Bu xodisani polimorfizm deyiladi.

Masalan: bor (V) elementi-ning kristallari to'rt xil ko'rinishda, temirniki uch xil ko'rinishda va x. k. uch-raydi.



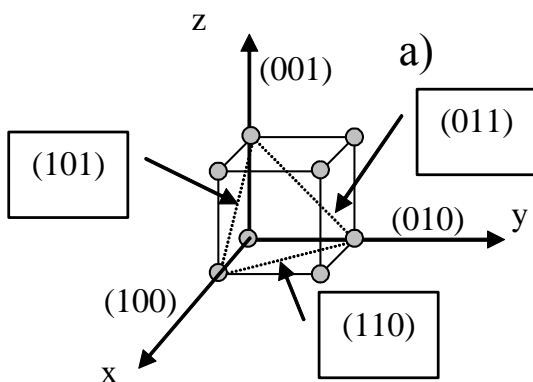
2.2-rasm

Kristallarning fazoviy tuzilishini tavsiflashda kristall panjara tushunchasidan foydalaniladi. Kristall panjara tugunlarida atomlar joylashgan fazoviy to'rdan iborat. Uni quyidagicha qurish mumkin: x,y,z o'qlardan tashkil topgan kordinatalar sistemasining (albatta, faqat to'qri burchakli bo'lishi shart emas) boshiga berilgan moddaning bir atomini joylashtirib, o'qlar bo'yicha o'lchamlari atomlarning muvozanat holatlariga mos, bazaviy vektorlar deb atalgan a, v, s vektorlarni joylashtiramiz. x- o'qi bo'yicha a, 2a, 3a, . . . masofalarga, y- o'qi bo'yicha v, 2v, 3v, . . .

masofalarga va nig'oyat z- o'qi bo'yicha s, 2s, 3s, . . . masofalarga atomlarni joylashtirib kristall panjaraning x, y, z o'qlari bo'yicha zanjirini hosil qilamiz.

Tugunlardagi atomlarni ko'chirish (translyatsiya) vektori deb atalgan vektor $T = na + mv + ks$ yordamida (2.2- rasm) o'qlar bo'yicha ko'chirib kristall panjara

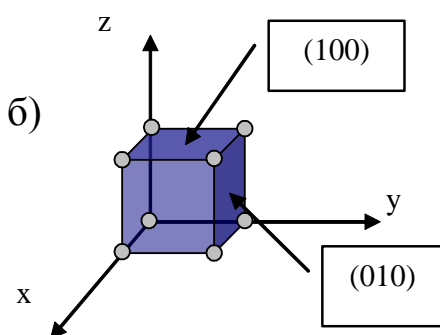
xosil qilinadi. a, b, c vektorlariga qurilgan eng kichik uyachani Brave panjarasi yoki elementar uyacha deb ataladi. O'qlar orasidagi burchaklar ixtiyoriy bo'lishi mumkin. Faqat tugunlarida atom joylashgan elementar uyachalarni oddiy uyachalar deyiladi. Yoqlarining yoki ichining markazida ham atomlar joylashgan bo'lsa, ularni Yoqlari yoki hajmiy markazlashgan uyachalar deyiladi.



2.3-rasm.

Tabiatda uchraydigan barcha kristallarni (230 fazoviy guruxlarga bo'linadi va 10^5 dan ortiq ko'rinishga ega) 14 xil Brave elementar uyachalari yordamida qurish mumkin.

Kristallardagi tugunlarni, yo'nalishlarni va tekisliklarni belgilash uchun Miller indeksleri deb atalgan yaxlit sonlar to'plamidan foydalaniladi (2.3 - rasm, a, b, v, g).

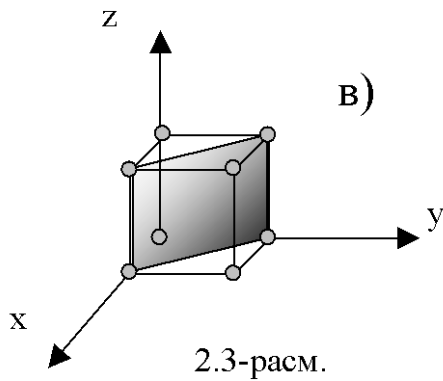


2.3-rasm.

Koordinata o'qlarining boshi sifatida tugunlardan biri qabul qilinsa, unga nisbatan boshqa tugunlarning kordinatalari $x = ma, y = nb, z = kc$ lar bilan aniqlanadi. Agar uzunlik birligi etib panjara doimiylari a,b,c lar qabul qilinsa tugunlarning kordinatalari m, n, k butun sonlardan iborat bo'ladi. Odatda, ular ikkita to'qri qavslar ichiga yoziladi $[[m, n, k]]$.

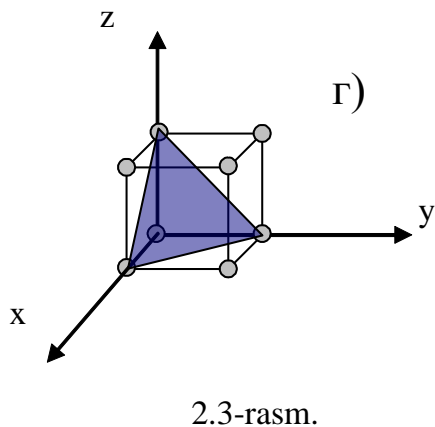
Kristallardagi yo'nalishlar kordinatalar boshidan o'tadigan to'qri chiziqlar bilan belgilanadi va ular to'qri chiziqli qavslar ichiga olib yoziladi $[m, n, k]$ (2.3 - rasm,

a). Kristall panjaraning ixtiyoriy uch nuqtasidan o'tkazilgan tekisliklarni atom tekisliklari deyiladi. Ular 2.3-rasmda(b, v, g) ko'rsatilgandek belgilanadi.



Kristallarning ichki tuzilishini qanday o'rganish mumkin? Kristallarning tuzilishini aniqlash usullari ularning atomlari kristall panjara hosil qilib joylashganligiga asoslangan. har qanday kristall jismni hajmiy difraksion panjaradan iborat deb harash mumkin. Bunda difraksion panjaraning davri kristall panjaraning doimiysiga teng bo'ladi.

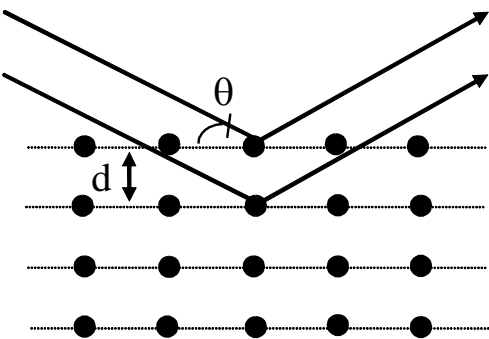
hajmiy difraksion panjaradan elektromagnit to'lqinlarning difraktsiyalanish qonunyati bilan rentgen nurlari difraktsiyasini kuzatganda tanishgan edik.



Demak, kristallning turli yo'nalishlardagi sirtiga ma'lum sirpanish burchagi ostida rentgen nurlarini, elektronlarni, neytronlarni tushirib, ularning difraktsiyasini o'rganish asosida kristall panjaraning doimiylarini Vulf-Bregglar qonuni yordamida aniqlash mumkin (2.4-rasm)

$$2d \sin \theta = m \quad (2.1)$$

Kristallardan rentgen nurlarining difraktsiyasini kuzatishga asoslanib, ularning tuzilishini aniqlaydigan usulni rentgenografiya deyiladi. Elektron yoki neytronlarning difraktsiyasiga asoslangan usullarni esa, mos ravishda elektronografiya yoki neytronografiya deyiladi.

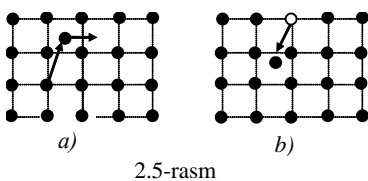


2. Kristallardagi nuqsonlar

Agar kristall panjarada atomlar barcha kristall yo'nalishlarida bexato davriy ravishda joylashgan bo'lsa bunday kristallni ideal kristall deyiladi. Real kristalllarda turli sabablarga ko'ra nuqsonlar uchrab turishi Yuqorida qayd etilgan usullar bilan isbotlangan.

2.4-rasm

Kristall panjaraning nuqsonlari ularning mexanik, issiqlik, elektr va boshqa fizik-ximik xossalariga katta ta'sir ko'rsatadi. Shuning uchun nuqsonlarning asosiy turlari va hosil bo'lish mexanizimlari bilan qisqacha ta-nishib o'tamiz.

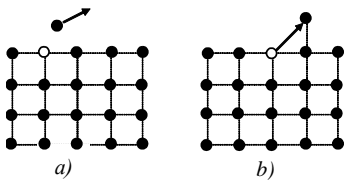


2.5-rasm

Kristall ichidagi to'planish joyiga harab nuqsonlar nuqtaviy, chiziqli, va hajmiy nuqsonlarga bo'linadi.

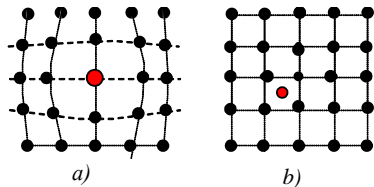
Issiqlik harakati tufayli kristall panjara tugunlaridagi atomlar o'z joylarini tark etib (2.5-rasm) tugunlar orasiga o'tib olsa, bunday nuqsonni nuqtaviy yoki Frenkel

nuqsonlari deyiladi.



2.6-rasm

Atom ketib holgan joyini "vakant" joy deb ataladi. "Vakant" joylar qo'shni tugundagi atomlar tomonidan egallanishi va natijada atomlarning (tugunlarning) kristall bo'ylab estafetali harakati sodir bo'lishi mumkin. Nuqtaviy nuqsonlar sirt qatlamidagi atomlarning birontasini butunlay bug'lanib ketishi yoki bug'langan atom kristall sirtida yangi qatlam tugunini hosil qilishi tufayli ham sodir bo'lishi mumkin (2.6-rasm). Bunday nuqsonlarni Shottki nuqsonlari deyiladi.

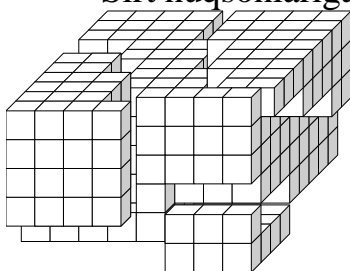


2.7-rasm

O'z joyini yo'qotgan atomlar "vakant" joylarga yaqinlashganda ularda ushlanib holishi natijasida "vakant" joyini to'ldirishi mumkin. Bu hodisani nuqsonlarning rekombinatsiyasi deyiladi. Nuqsonlarning hosil bo'lishidan rekombinatsiyalanishigacha o'tgan vaqtni nuqsonlarning yashash vaqi deyiladi. Nuqtaviy nuqsonlar kristall panjaraga begona element atomlari kirib holganda ham hosil bo'ladi. Bunda begona atom tugunlarning biriga yoki ularning oraliqiga joylashishi mumkin. Natijada kristallning shu joyi deformatsiyalanadi (2.7-rasm).

Chegaraviy yoki vintli deb atalgan dislokatsiyalarni chiziqli nuqsonlar deyiladi. Ular kristalllarda tashqi kuchlar ta'sirida noelastik siljish deformatsiyasi sodir bo'lganda kuzatiladi(2.8-rasm).

Sirt nuqsonlariga quyidagilarni kiritish mumkin:



2.8-rasm

a) tashqi muhit bilan ta'sirlashish natijasida kristall sirtiga begona element atomlarining o'tirib holishi hamda shu tufayli sirtida oksid qatlamlarning hosil bo'lishi;

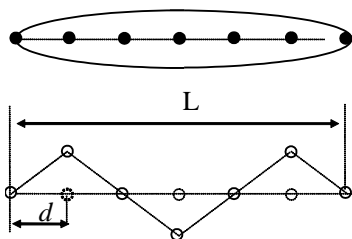
b) kristall panjaraning ayrim joylarida fazoviy yo'nalishlarning o'zgarib holishi tufayli ichki nuqsonlar

paydo bo'ladi.

Kristall ichida to'planib holgan nuqtaviy nuqsonlar, darz ketgan joylar, bo'shliqlar, stexiometriyaning buzilishi (qattiq eritmalarda) hajmiy nuqsonlarni tashkil etadi.

3. Fononlar

Yuqorida ko'rdikki, kristall jismlarning atomlari o'zaro mustahkam bog'langan holda fazoviy aniq qonuniyatlar bo'yicha joylashib kristall panjarani hosil qilar ekan. Undagi biron atom muvozanat holatdan chiqarilsa, uning ta'siri holgan barcha atomlarga ham uzatiladi. Ya'ni, panjaradagi biron atomning tebranishi barcha yo'nalishlar bo'yicha tarqaladi. Shuning uchun kristallning alohida atomining harakatini kuzatish o'rniga (kristall tarkibida atomlar sonining juda ko'pligi tufayli bu o'ta murakkab masala) ularning birgalikdagi kollektiv harakatini kuzatish qulay.



2.9-rasm

Atomlarning birgalikda tebranma harakati kristall bo'ylab tarqalayotgan elastik to'rlinlarni hosil qiladi. Mazkur to'rlinlarning kristall chegarasidan qaytishi va interferentsiyalanishi esa turg'un to'rlinlarni hosil qiladi. Ularning soni kristallning erkinlik darajasi $3N$ ga teng.

Bir xil atomlardan tuzilgan bir o'lchovli atomlar zanjirida turg'un to'rlinlarning hosil bo'lishi 2.9- rasmlarda ko'rsatilgan.

Ma'lumki, to'rlin jarayonlar to'rlin vektori (soni) k , tsiklik chastotasi ω , fazaviy $v_f = \omega/k$ va gurux tezliklar $v_g = d\omega/dk$ bilan xarakterlanadi. Rasmdan ko'rinib turibdiki, zanjir bo'ylab sodir bo'ladigan to'rlinlar chastotasi minimal ω_{\min} va maksimal ω_{\max} qiymatlar orasida bo'ladi: $\lambda_{\max} = 2L$ bo'lgani uchun,

$$\omega_{\min} = K_{\min} v_{\phi} = 2\pi \frac{v_{\phi}}{\lambda_{\max}} = \pi \frac{v_{\phi}}{L}$$

bu erda L - zanjirning uzunligi, $\lambda_{\min} = 2d$ bo'lgani uchun,

$$\omega_{\max} = K_{\max} v_{\phi} = 2\pi \frac{v_{\phi}}{\lambda_{\min}} = \frac{\pi}{d} v_{\phi},$$

bu erda d - atomlar orasidagi masofa.

Bir turdagi atomlardan tashkil topgan atom zanjirida sodir bo'lgan tebranishlarni normal tebranishlar deyiladi va ular kristall bo'ylab tovush tezligida tarqaladi.

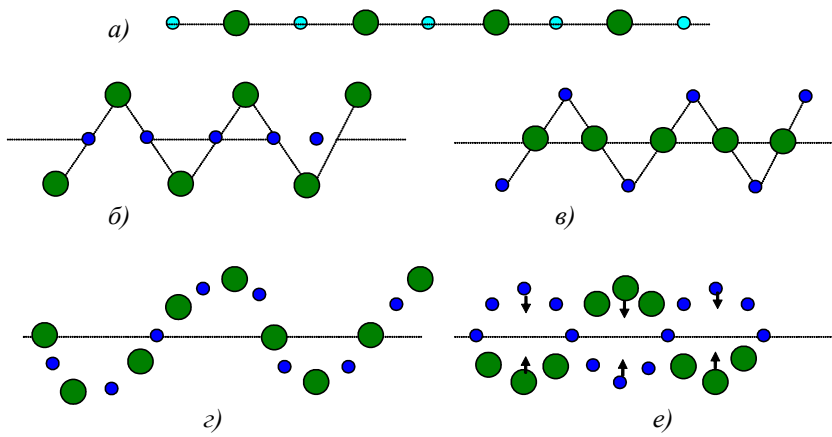
Turli massali ikki turdagi atomlardan tashkil topgan atom zanjirining tebranishlarini ko'rib chiqaylik.

2.10 - rasmda: a) - atom zanjirining muvozanat holati; b) va v) lar katta va kichik massali atomlarning qisqa to'rlinli normal tebranishlari; g) - uzun to'rlinli normal tebranishlar; e) - optik tebranishlar.

Turli massali atomlardan tashkil topgan kristallarning elementar uyachasida 2 atom bo'ladi, shuning uchun ularda ham akustik, ya'ni atom zanjiri bo'yicha normal tebranishlar, ham uyacha ichida bir birlariga qarama-qarshi yo'nalishda turli massali atomlar, molekulalarning atomlari kabi tebranib, infraqizil to'rlinlarni hosil qilishadi.

Demak, bunday kristallar ichida ham akustik, ham optik sohadagi to'rlinlar hosil bo'ladi.

Uch o'lchovli kristall panjara bo'lganda \vec{k} vektorning berilgan har bir qiymati va yo'nalishi uchun turlicha qutblangan uchta tebranishlar to'g'ri keladi: ikkita ko'ngdalang va bitta bo'ylama.



2.10-rasm

Elementar uyachasida m atomi bo'lgan murakkab kristallarda uchta akustik tebranishlardan tashqari $3(m-1)$ optik soxadagi tebranishlar ham sodir bo'ladi.

Kvant mexanikasi amalga oshirgan hisoblarga binoan kristalda sodir bo'ladigan $3N$ tebranishlarning har birining energiyasi kvantlangan va ruxsat etilgan energiyalarining qiymati quyidagi

$$E_n = (n + \frac{1}{2})\hbar\omega \quad (2.2)$$

ifoda bilan aniqlanadi. Mazkur ifoda kvant ostsillyatorining energiyasiga teng.

Demak, kristallning to'la energiyasini taqriban bir-biriga bog'liq bo'lmagan $3N$ kvant ostsillyatorlari energiyasining yig'indisiga teng va energiyaning minimal kvanti $Y_e = \hbar\omega$ tartibida bo'ladi deb hisoblash mumkin. Bizga ma'lumki, yorug'lik kvantini foton deb ataladi. Xuddi shunga o'xshash kristaldagi tebranma harakat energiyasining kvantini fonon deb ataladi.

Fonon $Y_e = \hbar\omega$ energiyaga va $\vec{p} = \hbar\vec{k}$ impulsiga ega. Fonnolar faqat kristall ichida paydo bo'ladi va ularning soni saqlanmaydi. Shuning uchun fononlarni kvazizarrachalar deyiladi.

4. Kristallarning issiqlik sig'imi

Kristall panjaraning ichki energiyasi uni tashkil qilgan atom va molekulalar energiyalarining yig'indisidan iborat. Madomiki, kristall atomlari tebranma harakatda bo'lib, fononlar hosil qilib turar ekan, u holda kristallning to'la energiyasi undagi fononlar energiyasining yig'indisiga teng.

Kristall panjarasining issiqlik sig'imi uning xaroratini 1 gradusga orttirish uchun kerak bo'lgan issiqlik miqdorini bildiradi

$$C = \frac{dQ}{dT} \quad (2.3)$$

Jismga yoki ular sistemasiga issiqlik berilsa, termodinamikaning 1 - qonuniga ko'ra $dQ = dU + rdV = dU$, chunki kristallning xajmi sezilarli o'zgarmaydi. U holda

$$C = \frac{dU}{dT} \quad (2.4)$$

bu erda dU - kristall ichki energiyasining o'zgarishi. Buni e'tiborga olsak, kristallning issiqlik sig'imi uning xarorati 1 gradusga ortganda kristallning ichki energiyasi qanchaga o'zgarishini bildiradi.

Demak, kristall issiqlik sig'imini aniqlash uchun uning ichki energiyasining xaroratga bog'lanishini bilish kerak. Kristall kvant sistema bo'lgani uchun uning ichki energiyasini kvant statistikasi yordamida aniqlaymiz.

$$dU = \hbar\omega dN \quad (2.5)$$

bu erda dN chastotalari ω va $\omega + d\omega$ oraliqida bo'lgan kristaldagi fononlarning soni

$$dN = v \cdot f \cdot dg \quad (2.6)$$

bundagi $v=3$, chunki bir xil chastotali 3 xil fononlar bir yo'nalishda tarqalishi: (ikkita ko'ndalang va bitta bo'ylama fononlar mavjud bo'lishi) mumkin;

$$dg = \frac{4\pi V p^2 dp}{h^3} \text{ ipulslari } r \text{ va } r+dr \text{ intervalda bo'lgan kvant holatlar zichligi};$$

$f = \frac{1}{e^{E/kT} - 1}$ Boze - Eynshteyn taqsimot funktsiyasi, chunki fononlarning spini butun son yoki 0 ga teng va ular uchun $\epsilon = 0$.

Endi fononning energiya va impulslari bilan chastotasi orasidagi ma'lum bog'lanishlarni $E = \hbar \omega$ va $p = \hbar \omega / v$ (v - fononning tezligi) inobatga olib, (2.6) ni quyidagicha yozamiz

$$dN = \frac{3V}{2\pi^2 v^3} \frac{\omega^2 d\omega}{e^{\hbar\omega/kT} - 1} \quad (2.7)$$

U holda kristalldagi chastotalari ω va $\omega+d\omega$ bo'lgan fononlarning energiyasi

$$dU = \frac{3V\hbar}{2\pi^2 v^3} \frac{\omega^3 d\omega}{e^{\hbar\omega/kT} - 1}$$

Bundan

$$U = U_0 + \frac{3V\hbar}{2\pi^2 v^3} \int_0^{\omega_m} \frac{\omega^3 d\omega}{e^{\hbar\omega/kT} - 1} \quad (2.8)$$

bu erda $\omega_m = \omega_m = v \left(\frac{6\pi^2 N}{V} \right)^{1/3}$ - fononlarning maksimal chastotasi.

(2.8) dan T bo'yicha xosila olib, kristall panjara issiqlik sig'iminin umumiy ifodasini topish mumkin.

Soddalik uchun past va Yuqori temperaturalardagi issiqlik sig'imini aniqlaymiz:

1-hol. Yuqori temperaturalar sohasida $\hbar\omega \ll kT$ bo'lgani uchun

$$e^{\hbar\omega/kT} = 1 + \frac{\hbar\omega}{kT} + \left(\frac{\hbar\omega}{kT} \right)^2 + \dots \cong 1 + \frac{\hbar\omega}{kT}$$

deb olish mumkin.

U holda

$$U = U_0 + \frac{3V\hbar}{2\pi^2 v^3} \int_0^{\omega_m} \frac{\omega^3 d\omega}{\frac{\hbar\omega}{kT}} = U_0 + \frac{3V}{2\pi^2 v^3} \int_0^{\omega_m} \omega^2 d\omega = U_0 + 3kTN$$

ya'ni

$$U = U_0 + 3kTN \quad (2.9)$$

bu erda U_0 - kristall panjaraning $T = 0$ dagi ichki energiyasi.

Bir mol kristallda $N = N_A$ bo'lgani uchun $U_\mu = 3N_A kT$.

U holda Yuqori temperaturalarda kristallning molyar issiqlik sig'imi

$$S = dU/dT = 3kN_A = 3R \quad (2.10)$$

(11.10) haqiqatdan xam Dyulong va Ptilar tajribada aniqlagan natijaning aynan o'zidir.

2 -hol. Past temperaturalar sohasi $\hbar\omega \gg kT$.

(11.8) da o'zgaruvchilarni quyidagicha almashtiramiz:

$$x = \hbar\omega/kT, \quad x_m = \hbar\omega_m/kT \text{ ba } \hbar\omega_m = k\theta \quad (2.11)$$

bu erda 0 ni - Debayning xarakteristik xarorati deyiladi. Uning ma'nosi quyidagicha: xarorat 0 dan gacha o'zgarganda kristalda chastotalari 0 dan m gacha mumkin bo'lgan fononlar hosil bo'ladi. dan boshlab kristalda m dan katta chastotali fononlar hosil bo'lmaydi. (2.11) dan

$$\omega = \frac{kT}{\hbar} \cdot x, d\omega = \frac{kT}{\hbar} dx, \omega = \frac{k}{\hbar} \theta \quad (2.12)$$

(2.12) ni (2.8) ga qo'yamiz

$$U = \frac{3Vk^4T^4}{2\pi^2v^3\hbar^3} \int_0^{x_m} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{3\hbar V}{2\pi^2v^3} \left(\frac{kT}{\hbar} \right)^4 \cdot \frac{\pi^4}{15}$$

bundagi $\omega_m^3 = v^3 \frac{6\pi^2 N}{V}$ ekanini inobatga olsak,

$$U = \frac{3}{5} \frac{\pi^4 kN}{\theta^3} T^4$$

U holda issiqlik sig'imi

$$U = \frac{3}{5} \frac{\pi^4 kN}{\theta^3} T^4$$

yoki

$$C_\mu = \frac{12}{5} \pi^4 kN_A \frac{T^3}{\theta^3} = \frac{12}{5} \pi^4 R \left(\frac{T}{\theta} \right)^3$$

Demak, past temperaturalarda issiqlik sig'imi temperaturaning kubiga proporsional ekan

$$C \sim T^3$$

Buning sababi shuki, xaroratning ortishi bilan fononlarning konsentratsiyasi T3 bo'yicha ortadi.

Xaroratning oraliq sohasida ichki energiya va issiqlik sig'imi murakkabroq o'zgaradi. Umumiy holda (2.8) dan T bo'yicha hosila olib S ni topish mumkin. harorat ga yaqinlashgani sari fononlar konsentratsiyasining ortishi ham sekinlashadi.

MUSTAHKAMLASH UChUN SAVOLLAR:

1. Kristall jismlar qanday tuzilishga ega ?
2. Translyatsiya vektori nima?
3. Kristaldagi atomlarning koordinatolari va yo'nalishlar qanday ifodalanadi?
4. Kristallarning tuzilishini qanday o'rganish mumkin ?
5. Kristallarda qanday nuqsonlar uchraydi ?
6. Normal va optik tebranishlar nima?
7. Kristallarning issiqlik sig'imi nimani bildiradi?
8. Past va Yuqori haroratlarda kristallarning issiqlik sig'imi qanday bo'ladi ?
9. Fononlar qanday xususiyatlarga ega ?
10. Debay haroratining ma'nosi nimadan iborat ?

ADABIYOTLAR:

1. A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. M.,1989, §§ 41.8.
2. T.I.Trofimova. Kurs fiziki. M.,2000, str. 237.
3. G.N.Yepifanov. Fizika tverdogo tela. M. 1985. G. II, III.
4. I.V.Savelev. Kurs obüey fiziki 5kn.M. 1998.

3-MA'RUZA. PANJARAVIY ISSIQLIK O'TKAZUVCHANLIGI.

Reja:

1. Kristallarda issiqlik o'tkazuvchanlik.
2. Messbauer effekti.
3. Fononlarning ko'chish jarayoni

Tayanch so'z va iboralar: issiqlik o'tkazuvchanlik, gazlarda solishtirma issiqlik oqim va issiqlik o'tkazuvchanlik, metallar, dielektriklar va yarimo'tkazgichlarda issiqlik o'tkazuvchanlik, elektronlar bilan bog'liq issiqlik o'tkazuvchanlik, fononlar va ular bilan bog'liq issiqlik o'tkazuvchanlik, panjara-viy issiqlik o'tkazuvchanlikning haroratga bog'liqligi, o'lchamlik effekti.

1. Kristallarda issiqlik o'tkazuvchanlik.

qattiq jismlarning tebranishi bilan bog'liq hodisalardan biri issiqlik o'tkazuvchanlikdir. Jismning ko'proq qizigan qismidan uning kamroq qizigan qismiga issiqlikning ko'chish jarayoniga jismning issiqlik o'tkazuvchanligi deyiladi. Mazkur hodisani tushunib olish uchun gazlarning issiqlik o'tkazuvchanligini eslab olamiz.

A va V plastinkalarni bir-biridan, gaz molekulalarining erkin chopish yo'li λ_α dan ancha katta masofaga joylashtiramiz. A ning harorati T_2 , V niki T_1 va $T_2 > T_1$ bo'lsin. U holda A plastinka yaqinidagi gaz molekulalarining tezligi V plastinka yaqinidagi-lardan yuqori bo'ladi. Ular o'zaro to'qnashganda bir-birlariga impuls uzatadilar va ma'lum vaqt o'tishi bilan A va V plastinkalarining haroratlari tenglashgunga qadar, bu jarayon davom etadi. haroratlari farqi saqlanib turilsa birlik vaqt ichida birlik sirt orqali A plastinkadan V plastinka yo'nalishida quyidagi issiqlik miqdori o'tadi.

$$q = -\chi \frac{dT}{dx} \quad (3.1)$$

q - solishtirma issiqlik oqimi,

χ - solishtirma issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsiyenti,

dT/dx - harorat gradienti.

Molekulyar kinetik nazariya nuqtai nazaridan gazlarning solishtirma issiqlik koeffitsiyenti uning parametrlari bilan quyidagicha bog'langan:

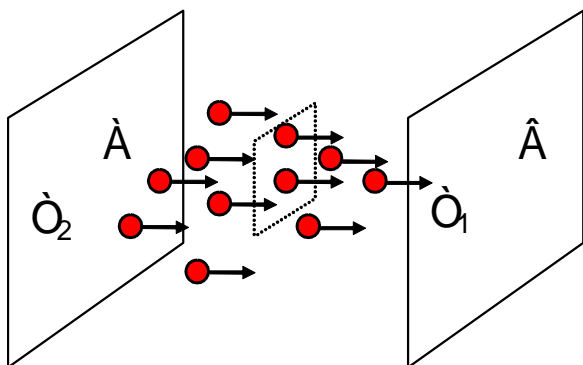
$$\chi = \frac{1}{3} \rho \langle v \rangle \langle \lambda \rangle c_v \quad (3.2)$$

bu erda

ρ - gazning zichligi;

$\langle v \rangle$ va $\langle \lambda \rangle$, va mos ravishda gaz atomlarining o'rtacha issiqlik harkat tezligi va erkin yugurish yo'li,

c_v - o'zgarmas hajmdagi gazning solishtirma issiqlik sig'imi.



3.1-rasm

Ma'lumki gaz bosimiga to'qri proporsional ravishda ortadi, λ - esa kamayadi. Bosimning katta qiymatlarida ($\lambda \ll 1$) $\rho\lambda = \text{const}$ bo'lishi, ya'ni gazlarda issiqlik o'tkazuvchanlik bosimga bog'liq bo'lmay holishi mumkin. Bosimning kamayishi bilan esa λ ortib boradi. Bosim ma'lum qiymatga etganda, $\lambda = 1$ dan boshlab λ ortmay holadi. Bu hodisa odatda bosimning 0.1 - 50 Pa oraliqidagi qiymatlarida kuzatiladi. Bosimning kamayishi bilan ham kamayadi,

chunki kamayadi. Bosim yanada kamaysa $A \rightarrow B$ ga va $B \rightarrow A$ ga atomlar o'zaro to'qnashmasdan uchib o'ta boshlaydi. Bu hollarda issiqlik oqimi $A \rightarrow B$ ga va $B \rightarrow A$ ga yo'nalgan oqimlar farqiga teng bo'lib holadi:

$$q = \frac{1}{2} kn \langle v \rangle (T_2 - T_1) \quad (3.3)$$

bu erda k - Bol'tsman doimiysi, n - plastinkalar orasidagi gazning konsentra-tsiyasi.

O'rtacha tezlik va konsentratsiyaning molekulyar kinetik nazariya aniqlagan quyidagi ifodalarini

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}} \quad n = \frac{p}{kT}$$

inobatga olsak, solishtirma issiqlik oqimi (3.3)

$$q = \sqrt{\frac{2R}{\pi M}} \frac{(T_2 - T_1)}{\sqrt{T}} p \quad (3.4)$$

ko'rinishni oladi. Bu erda T - plastinkalar orasidagi o'rtacha harorat, M - gazning molyar massasi, R - universal gaz doimiysi.

Demak, past haroratlarda issiqlik oqimi gaz bosimiga proporsional ravishda ortadi.

Odatda gazlarda neytral molekulalardan tashhari zaryadlangan musbat va manfiy ionlar va erkin elektronlar ham bo'ladi. Ularning konsentratsiyalari neytral atomlarinikidan 2 - 3 tartibga kichik bo'ladi. Shuning uchun ular issiqlik o'tkazuvchanlikka sezilarli ta'sir ko'rsatmaydilar.

qattiq jismlarda esa aksincha, masalan metallarning erkin elektronlari, kristall panjaraning tebranishi tufayli paydo bo'ladigan va kristalning barcha yo'nalishlarida tarqaladigan elastik to'lqinlar bilan birgalikda issiqlik o'tkazuvchanlikka katta hissa qo'shadi. Shuning uchun umumiy holda qattiq jismlarning issiqlik o'tkazuvchanligi ikkita tashkil etuvchilardan iborat bo'ladi:

$$\chi = \chi_{\text{II}} + \chi_{\text{эл}} \quad (3.5)$$

bu erda: χ_p - kristall panjaraning tebranishlari, ya'ni fononlari bilan bog'liq issiqlik o'tkazuvchanligi; χ_{el} - kristalldagi mavjud erkin elektronlar bilan bog'liq issiqlik o'tkazuvchanlik.

Metallarda erkin elektronlarning konsentratsiyasi metall atomlarining konsentratsiyasi bilan bir tartibda bo'ladi, shuning uchun metallarning issiqlik o'tkazuvchanligi katta va asosan χ_{el} dan iborat bo'ladi.

Dielektriklarda esa erkin elektronlar amalda bo'lmaydi va ularda $\chi = \chi_p$, hamda issiqlik o'tkazuvchanligi past bo'ladi.

Yarim o'tkazgichlarning issiqlik o'tkazuvchanligi ham asosan panjaraning issiqlik o'tkazuvchanligidan iborat, harorat yoki aralashmalarning konsentratsiyasi ortishi bilan χ_{el} ortib χ_p ga yaqinlashadi va umumiy issiqlik o'tkazuvchanlik ham sezilarli ortib ketadi.

qattiq jism tarkibidagi erkin elektronlar o'zini huddi ideal gaz atom va molekulari kabi o'tadi. Shuning uchun qattiq jismning elektronlar bilan bog'liq issiqlik o'tkazuvchanligini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\chi = \frac{1}{3} n \langle v \rangle \langle \lambda \rangle c_{eV} \quad (3.6)$$

bunda seV - elektron gazning birlik hajmining issiqlik sig'imi. Kristallarning solishtirma elektr o'tkazuvchanligi ham, issiqlik o'tkazuvchanligi ham erkin elektronlarning konsentratsiyasi va o'rtacha erkin yugurish yo'lga proporsional bo'lgani uchun

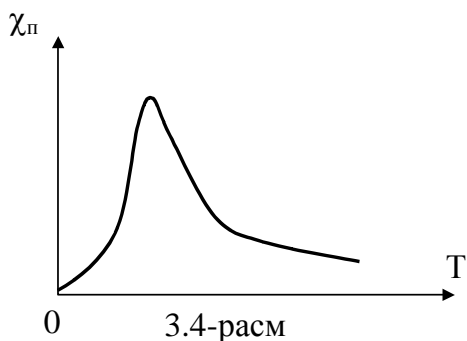
$$\frac{\chi}{\sigma} = \frac{k}{e^2} m \langle v \rangle^2 = \frac{2k}{e^2} \frac{m \langle v \rangle^2}{2} = 3 \left(\frac{k}{e} \right)^2 T$$

ya'ni T ga chiziqli bog'liq bo'ladi. *Bu ifodani Videman-Frans qonuni deyiladi.*

2. Fononlarning ko'chish jarayoni.

Energiyani uzatuvchi zarrachalar sifatida fononlar olinsa va tenglamaga fononlarning konsentratsiyasi va o'rtacha yugirish yo'li kiritilsa, kristall panjaraning issiqlik o'tkazuvchanligini ham (12.2) ifoda bilan tavsiflash mumkin. Mazkur masala echimiga to'xtalmasdan, hodisaning ayrim tafsilotlarini tahlil qilamiz.

O'tgan ma'ruzada qayd etilganidek, kristallning harorati ortishi bilan fononlarning na faqat konsentratsiyasi, balki ularning energiya spektri ham, shu bilan birga aksariyat hollarda sochilish mexanizmlari ham o'zgaradi.



Past haroratlarda kristallarda faqat kichik energiyali = (ya'ni uzun to'lqinlarni hosil qiladigan tebranishlar) fononlar bo'ladi. Bunday fononlar panjaraning nuqsonlarida va mayda kristallchalarining chegaralarida sochiladi.

Kristall panjaraning issiqlik sig'imi past haroratlarda T^3 qonun bo'yicha ortadi. Demak, fononlarning konsentratsiyasi ham berilgan haroratlar oralig'ida T^3 bo'yicha ortadi. Fononlarning o'rtacha erkin yugirish masofasi esa haroratga bog'liq emas. Shuning uchun χ_p ham T^3 qonun bo'yicha ortadi.

harorat ortishi bilan fononlar konsentratsiyasining o'sishi sekinlashadi.

harorat ortishi bilan fononlar energiyasining spektrida erkin yugirish masofasi kichik bo'lgan Yuqori chastotali (qisqa to'lqinli) fononlarning xissasi ortib boradi. Undan tashhari Yuqori haroratlarda fononlarning o'zaro ta'sirlashish jarayoni kuchayadi. harorat qancha Yuqori bo'lsa jarayon shuncha kuchayadi, ya'ni fononlarning erkin yugirish masofasi qisqaradi. Sanab o'tilgan jarayonlar tufayli Yuqori haroratlar sohasida panjaraning issiqlik o'tkazuvchanligi haroratga teskari proporsional ravishda o'zgaradi.

haroratning oraliq sohasida issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsiyentining haroratga bog'lanishi murakkab bo'ladi va kristalldagi nuqsonlarning soni va turiga harab o'zgaradi (3.4-rasm).

Kristall panjarada nuqsonlar bo'lmasa panjaraning tebranishi mutloqo davriy (garmonik) va ular hosil qilgan to'lqinlar bir-birlari bilan uchraganda o'zaro ta'sirlashishmasdan biri ikkinchisining orasidan o'tib ketgan bo'lur edi.

Agar mazkur kristall bo'ylab harorat gradientini hosil qilsak kristall-ning issiq uchidagi katta amplituda bilan tebranayotgan atomlar o'z energiyalari-ni atomlarga uzatib butun kristall bo'ylab issiqlik to'lqinlari tarqalgan bo'lur edi.

Real kristallarda qo'shni atomlarning o'zaro ta'siri Guk qonunidan farq qiladi.

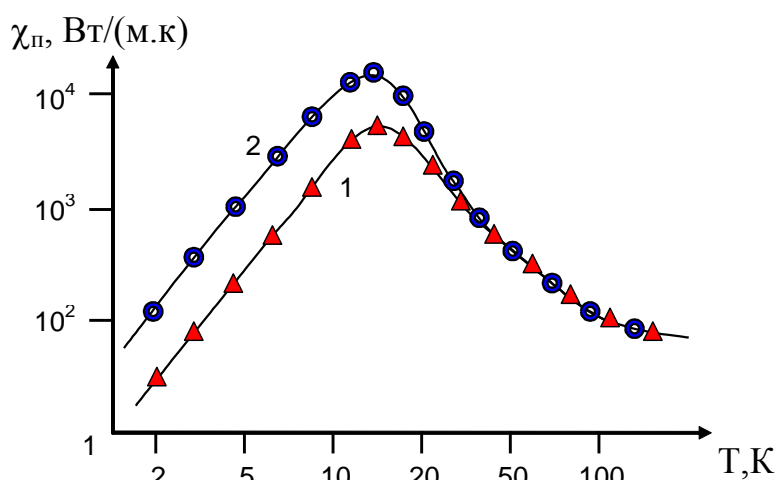
$$F = -\frac{k\Delta x}{x_0} + \gamma \left(\frac{\Delta x}{x_0} \right)^2 + \dots \quad (3.7)$$

bu erda γ - anгарmonik koeffitsiyent deyiladi. (3.7) ning ikkinchi hadining qiymati q ga va tebranish amplitudasiga (haroratga) bog'liq bo'ladi va quyidagi natijalarga sabab bo'ladi:

1) harorat ortishi bilan atomlar orasidagi masofaning o'zgarishi kri-stallning issiqlikdan kengayish koeffitsiyenti g ga proporsional bo'ladi;

2) tebranishlar garmonikligi buziladi va shu sababli hosil bo'lgan to'lqinlar bir-birlaridan mustaqil tarqalmaydi, ular bir-birlari bilan uchrashganda sochilishi, ya'ni o'z yo'nalishlarini energiya almashib o'zgartirishlari mumkin.

Ko'rsatilgan sabablarga binoan kristallarning issiqlik o'tkazuvchanligi chekli bo'ladi va uning atomlari orasidagi masofaga bog'liq.



3.5-rasm.

Issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsiyenti X umuman olganda modda agregat holatiga, uning atom - molekulyar tuzilishiga va kimyoviy tarkibiga, temperatura, bosim va boshqa parametrlarga bog'liq. Siyraklashgan gazlarda molekularning erkin yugurish yo'li λ idish devorlari orasidagi masofa L ga sezilarli yaqinlashganda gazning issiqlik o'tkazuvchanligi keskin kamayib ketadi. Bu hol Dyuar

idishlarini (termoslar) tayyorlashda λ o'laniladi. *Issiqlik hrakati energiyasining ko'chirilish jarayonini muhit o'lchamlariga bog'liq bo'lib holishi - "o'lchamli effekt" kristall qattiq jismlarda ham kuzatiladi.* Sof kristallarning past temperaturalardagi panjaraviy issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsiyenti ularning chiziqli o'lchamlariga bog'liq ($\chi_n \sim R$) bo'lib holishini birinchi marta Kazimer G.V. (1939) bashorat qilgan. Payerlsning nazariy ko'rsatishicha Yuqori temperaturalarada fonon-fonon sochilish mexanizmi tufayli fononlar-ning erkin yugurish yo'li temperaturaga teskari proporsional ($\lambda_\phi \sim 1/T$), past temperaturalarda esa f exr (θ/T), ya'ni temperatura

pasayishi bilan tez ortib boradi. Suyuq geliy teperaturasida (4,2K) f kristall o'lchamidan ham oshib ketishi mumkin. Bunday hollarda fononlarni kristall bo'ylab ko'chirilish jarayoni ularning kristall sirtida va boshqa defektlarda sochilishi tufayli cheklanib holadi. Issiqlik o'tkazuvchanlikning "o'lchamli effekti" R.Birman tomonidan Li F da tajribada kuzatilgan (3.5-rasm, 1 - chiziq uchun sterjen ko'ndalang kesim yuzasi $1,33 \times 0,91 \text{ m}^2$, 2 - chiziq uchun esa $7,55 \times 6,97 \text{ mm}^2$).

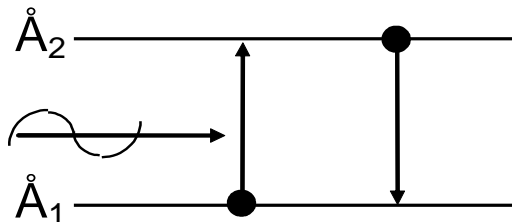
3. Messbauer effekti

1904 yilda Vud natriy (Na) bug'lariga sariq to'liq uzunligidagi nur tushirganda bu bug'lar huddi shunday to'liq uzunligidagi nurlar chiqarib shu'lalana boshlashini aniqladi. Keyinchalik simob (Ng) va boshqa elementlarda ham shunday hodisalar ko'zlatildi. Bu hodisa rezonans nurlanish va rezonans yutilish deb atala boshlandi.

Bunda atomlar asosiy holatdan eng yaqin uyg'ongan holatga o'tganda chastotaga ega bo'lgan $\Delta E = \hbar \omega$ energiyali nurni intensiv yutadi, so'ngra asosiy holatga qaytishda shunday chastotali nurlarni chiqaradi (12.6- rasm).

Fluorensensiyalanuvchi moddadan o'tgan yorug'lik, yutilishi tufayli, susayadi. *Shu sababli rezonans fluorensensiya o'rniga ko'pincha yorug'likning rezonans yutilishi deb aytiladi.*

Atom yadrolari atomlarning o'zi kabi diskret energiya sathlariga ega. Yadro sathlari orasidagi o'tishlarni γ - nurlar hosil qiladi. Atomlarga ko'rinadigan nurlar tushganda hosil bo'ladigan rezonans fluorensensiyaga o'xshash, yadrolarga γ - nurlari tushganda ham fluorensensiya bo'lyapti deb o'ylash mumkin. Lekin, γ - nurlarda rezonans fluorensensiya hodisasini kuzatishga uzoq vaqt muvaffaq bo'linmadi.



3.6-rasm

Noaniqlik munosabatlariga asosan yadroning barcha uyg'ongan energetik sathlarining kengligi quyidagi energiya qiymatlariga ega bo'ladi:

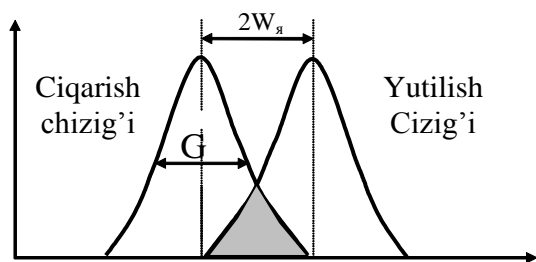
$$\Delta E \approx \frac{\hbar}{\Delta t}$$

Δt - yadroni uyg'ongan holatda bo'lish vaqti:

$\Delta t \Rightarrow \infty$ da $\Delta W = 0$, bu asosiy holatga mos keladi.

Yadro uyg'ongan holatdan asosiy holatga o'tish uchun ketgan vaqtda monoxromatik bo'lmagan γ - nurlarini chiqaradi. *Bu monoxromatiklikni γ - nurlanish chiziqning tabiiy kengligi deb, bunga mos keluvchi ΔE energiyani esa yadro sathlarining tabiiy (G) kengligi deb ataladi (3.7-rasm).*

Yadrolar tomonidan γ - nurlarining rezonans yutilishi deb shunday γ - nurlariga aytiladiki, bu nurlarning ω chastotasi, asosiy holat bilan uyg'ongan holatlardan biri orasidagi energiya $\hbar \omega$ ga teng bo'ladi.



3.7-rasm

Ya'ni, bu rezonansning ma'nosi shuki, u huddi shunday chastotali γ - fotonlar chiziqida bo'ladi, bu γ fotonlar yadro uyg'ongan holatlardan normal holatga o'tganda sodir bo'ladi. γ - nurlarini nurlanish va yutilish jarayonida yadro olgan tepki energiya hisobga olinadi.

Yadro W uyg'ongan holatdan asosiy

holatga o'tganda

$$\hbar \omega_{\text{нур}} = W_{\phi} = W - W_{\text{я}} < W,$$

energiyali nurlar nurlanadi, bu erda $W_{\text{я}}$ - yadro olgan tepki energiya.

Aksincha, yutilishda esa

$$W_{\phi} = \hbar \omega_{\text{ютил}} = W + W_{\text{я}} > W$$

energiyali nurlar yutiladi.

Yutilish va nurlanish chiziqlarida chastotalar bir-biriga nisbatan

$\omega_{\text{yutish}} - \omega_{\text{nur}} = \Delta\omega$ ga siljigan bo'ladi. Demak, γ kvantning yutilish va nurlanish jarayonida yadro olgan umumiy tepki energiya: $\hbar \Delta\omega = 2W_{\text{я}}$.

Yadroga beriladigan $W_{\text{я}}$ tepki energiya foton impulsi R_f bilan aniqlanadi, bunda yutilish va nurlanish vaqtida yadro $R_{\text{я}} = R_f$ tepki impulsni oladi:

$$W_{\text{я}} = \frac{P_{\text{я}}^2}{2M_{\text{я}}} = \frac{P_{\phi}^2}{2M_{\text{я}}} = \left(\frac{\hbar\omega}{c}\right)^2 \frac{1}{2M_{\text{я}}}$$

bu erda $M_{\text{я}}$ - yadro massasi. Masalan iridiy yadrosining $W=129$ keV holati uchun $W_{\text{я}} = 0,05$ eV, $\Delta h = 0,1$ eV bo'lib, sathning tabiiy kengligidan ancha katta. Shu sababdan alohida yadro uchun rezonans yutilish hodisasi kuzatilmaydi.

Yadro kristall panjarada turganda γ - nurlarining yutilishi yoki nurlanishida unga beriladigan tepki energiya keskin kamayadi, chunki bu holda yadro olgan impuls va tepki energiya bitta yadroga emas butun kristall panjaraga beriladi. Kristallning massasi yadro massasidan katta, yutilishda va nurlanishda yo'holuvchi energiya $W_{\text{я}}$ juda kichik bo'ladi. Bunday holda γ - fotonlarining rezonans yutilishi va nurlanishi kuzatiladi, bu rezonans ma'lum chastotaga mos keladi va uning kengligi tabiiy kenglik tartibida bo'ladi.

γ - nurlarini (teпки) energiya yo'qotmasdan rezonans nurlanishiga (yutilishiga) Messbauer effekti deyiladi.

MUSTAHKAMLASH UCHUN SAVOLLAR:

1. Issiqlik o'tkazuvchanlik deb nimaga aytiladi?
2. Solishtirma issiqlik sig'imi nimani bildiradi?
3. Molekulyar kinetik nazariya asosida issiqlik o'tkazuvchanlik qanday tushintiriladi?
4. Gazlarning issiqlik o'tkazuvchanligi nimalarga bog'liq?
5. qattiq jismlarda issiqlik o'tkazuvchanlik qanday sodir bo'ladi?
6. Kristallarda fononlar qanday hosil bo'ladi?
7. Angarmonizmning mohiyati nima?
8. Metal va dielektriklarning issiqlik o'tkazuvchanliklarida qanday farq bor?
9. O'lchamlik effekti nima?
10. Messbauer effektining mohiyati nima?

ADABIYOTLAR:

1. I.V.Savelev. Kurs ob'ey fiziki. 5 kn. M.1998. §6.1-6.6.
2. A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. M.,1989, § 45.8.
3. O.Ahmadjonov. Fizika kursi. III k. T. 1989, IX - bob, § 6.
4. T.I.Trofimova. Kurs fiziki. M,2000, str. 259.

4-MA'RUZA: QATTIQ JISMLARNING Elektr O'TKAZUVCHANLIGI.

Reja:

1. Zonalar nazariyasining elementlari.
2. Kristall panjaradagi elektronning harakati. Effektiv massa.
3. Metallarda elektr o'tkazuvchanlik.
4. Yarim o'tkazgichlarda elektr o'tkazuvchanlik.

Tayanch so'z va iboralar: energetik satx, energetik zona, o'tkazgich, yarim o'tkazgich, dielektrik, taqiqlangan zona, Fermi satxi, Blox funktsiyasi, to'lqin soni, noaniqlik munosabati, effektiv massa, ideal kristall, nuqsonlar, xususiy yarim o'tkazgich, aralashmali yarim o'tkazgich, elektr o'tkazuvchanlik.

1. Zonalar nazariyasining elementlari.

Elektron nazariyani rivojlanishi natijasida qattiq jismlarning zonalar nazariyasi ishlab chiqildi. Bu nazariyada qattiq jism kristall tuzilishiga ega deb haralib, shu kristall panjaralar orasida harakatlanuvchi elektronlarning holatlari o'rganiladi. Kristall panjaradagi elektron ham erkin elektronlar kabi panjaraning davriy potentsial maydonida harakat qiladi.

Pauli prinsipiga asosan kristallardagi elektronlar ma'lum energetik holatlarda turaoladi. Bu energetik holatlar energetik zonalarga birikadi. Energetik zonalar esa bir - birlaridan man qilingan zonalar bilan ajralgan bo'ladi. (4.1(a)- rasm).

Atomlarning birlashishi natijasida vujudga keladigan kristallda hosil bo'ladigan zonalar kelib chi'ishini aniqlaylik.

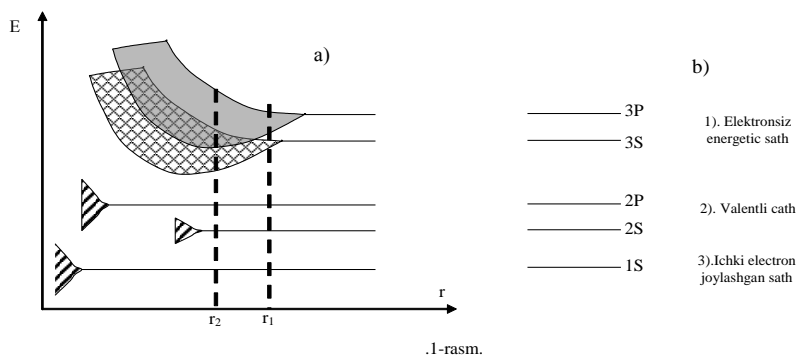
Buning uchun dastlab N dona izolatsiolangan atomdan iborat jismni ko'raylik. Izolatsiyalangan atomdagi elektronlarning holati 4 ta kvant soni n, l, m_l, m_s bilan xarakterlanishi bizga ma'lum, ya'ni ular ixtiyoriy energiyaga ega bo'lmasdan diskret qiymatli energiyaga ega bo'ladilar. Bu atomda xar bir holat energetik diagrammada bitta energetik sathni tashkil qiladi. (4.1(b) -rasm).

Agar atomlar bir-birlariga yaqinlashsa, ular orasidagi o'zaro ta'sir orta boradi, ular orasidagi masofa juda yaqin bo'lsa, xar bir atom qo'shni atom hosil qilgan juda kuchli elektr maydonda turib u bilan o'z maydoni orqali ta'sirla-shadi. Natijada, elektronlarning energetik sathlari parchalanadi, ya'ni N ta bir xil energetik sathlar o'rniga N ta bir-biriga yaqin, lekin mos kelmaydigan sathlar xosil bo'ladi. Shunday qilib, izolyatsiolangan atomdagi xar bir energe-tik sath, kristallarda N ta zich joylashgan zonalardan iborat bo'lgan energetik sathlar to'plamini xosil qiladi.

Demak, qattiq jismda izolyatsiolangan aloxida energetik sathlar o'rniga energetik zonalar xosil bo'lar ekan.

Parchalanish darajasi barcha sathlar uchun bir xil emas. Atomdagi tashqi elektronlar (valentli) joylashgan sathlar kuchli ta'sirga uchrab, ichki elektron-lar joylashgan sathlar esa kuchsiz o'zgaradi.

- 1) elektronsiz energetik sathlar zonasi.
- 2) valent elektronli energetik sathlar zonasi.
- 3) ichki elektronlar joylashgan energetik sathlar zonasi.



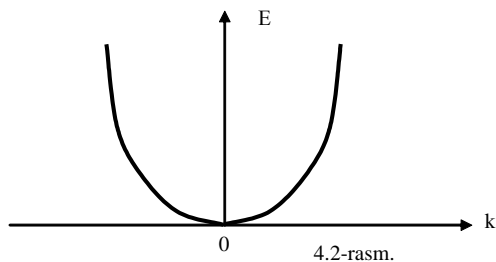
Energetik zonalardagi energetik sathlar orasidagi energiya farqi 10^{-22} eV bo'ladi, demak energetik zonalar amalda uzluksiz spektrni beradi. Bu esa, o'z navbatida elektronni bitta zona bilan chegaralangan

energetik sathlarda harakat qila olishini ko'rsatadi, ya'ni berilgan zonadagi elektronlar bir atomdan ikkinchi atomga o'ta olib, xamma atomlar uchun umumiy bo'lib holadi.

Energetik zonadagi xamma sathlar elektronlar bilan band bo'lsa, bunday zonani to'ldirilgan zona deb ataladi.

Elektronlar turishi mumkin bo'lgan zonalar ruxsat etilgan zonalar deb ataladi.

Kristallardagi atomlarning xossalariga harab muvozanatli holatda ikkita atom orasidagi masofa r_1 ko'rinishda yoki r_2 ko'rinishda bo'ladi, r_1 ko'rinishda holatlar o'rtasida man qilingan zona hosil bo'ladi, r_2 masofada esa qo'shni zonalar bir-birini berkitadi.



Kristallardagi energetik zonalar, Shredinger tenglamasini echish bilan aniqlanadi.

Kristalldagi elektronlar deyarli erkin elektronlar bo'lib, ular potentsial maydonda harakatlanadi deb haraymiz. Bu maydonni kristall panjara hosil qiladi.

Bu maydonda xarakatlanyotgan elektronning holati Shredinger tenglamasi bilan ifodalanadi,

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi + U\psi = E\psi \quad (4.1)$$

bu erda U - elektronning potentsial energiyasi.

Davriy potentsial maydon uchun (4.1) tenglamaning echimi

$$\psi_k = u_k(r) e^{-ikr} \quad (4.2)$$

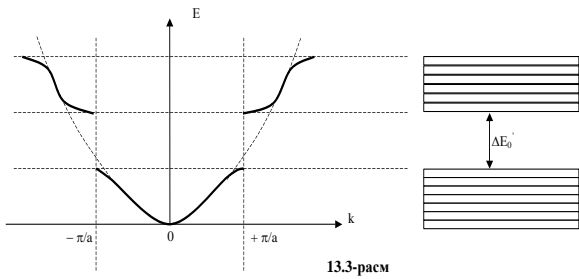
ko'rinishda bo'lishini Blox isbotlagan. (4.2) funktsiyani Blox funksiyasi deyiladi, bu yerda $u_k(r)$ - panjara davri bilan o'zgaradigan davriy funktsiya.

Erkin elektronlar energiyasining to'lqin soniga bog'liqlik grafigi

$$E = \frac{p^2}{2m} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \quad (4.3)$$

13.2 - rasmdagidek, lekin energiyaning qiymati uzluksiz bo'lib ko'ringani bilan $E(k)$ diskret nuqtalar to'plamidan iborat, ammo bu nuqtalar shunday qalin joylashganki ular tekis chiziq bo'lib ko'rinadi.

Davriy o'zgaruvchi maydon uchun esa $E(k)$ bog'lanish 4.3 -rasmdagidek ko'rinishga ega.



4.3 - rasmda bir o'lchovli kistall uchun Brilliyuen zonasi keltirilgan. $k = \frac{\pi}{a}n$ bunda

($n = \pm 1, \pm 2, \dots$) nuqtalarda $E(k)$ uziladi va E'_o , E''_o, \dots man qilingan zonalar vujudga keladi. Agar $\kappa = 2\pi/\lambda$ - to'lqin uzunligi orqali ifodalasak, $E(k)$ uzilib, man qilingan zonani xosil bo'lish sharti $n = 2a$ (4.4)

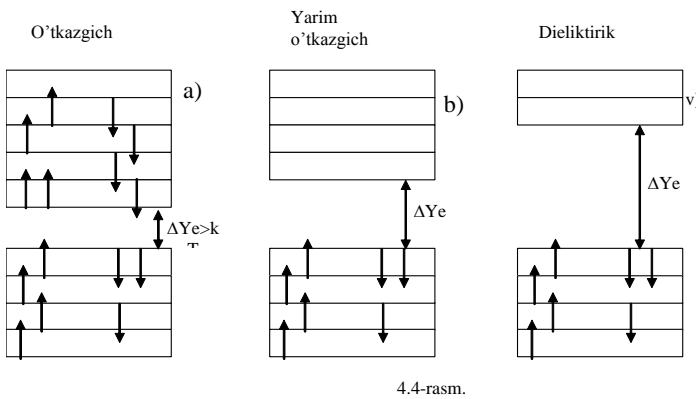
$2a \sin \alpha = n\lambda$ - bu esa Vulf - Bregg tenglamasi, ya'ni atomlar joylashgan tekislikdan qaytayotgan to'lqinning to'lqin uzunligi λ ni ifodalaydi.

Haqiqatan xam elektronlar to'lqin xossasiga ega bo'lib, ularni kristalldagi harakatini elektronlar to'lqinining tarqalishi deb qarash mumkin.

Shunday qilib, kristallarda elektronlar energetik zonalar bo'ylab taqsimlangan bo'ladi.

Elektronlar kristallda past energetik zonadan boshlab yuqori zonalarga qarab to'lib boradi.

Zonalardagi elektronlarning taqsimlanishi va man qilingan zonalarning kengligiga harab qattiq jismlar o'tkazgich, yarim o'tkazgich va izolyatorlik xossalariga ega bo'ladi (4.4 - rasm).



2. Kristall panjaradagi elektronning harakati. Effektiv massa.

To'lqin soni \vec{k} elektronning impulsi \vec{P} bilan

$$\vec{P} = \hbar \vec{k} \quad (13.5)$$

formula orqali bog'langan. Noaniqlik munosabatiga asosan $\Delta x \cdot \Delta P \sim \hbar$ holda

$$\Delta x \cdot \Delta k \sim 1 \quad (13.6)$$

k - aniq bo'lganda ($\Delta k = 0$) elektronning kristalldagi vaziyati aniq bo'lmaydi. Faraz qilaylik ($\Delta k \neq 0$) bo'lsin, u holda elektron $\Delta x = 1/\Delta k$ sohada joylashgan bo'ladi.

Superpozitsiya prinsipiga asosan elektronni holatini ifodalovchi $\psi_{\kappa} = u_{\kappa} e^{-i\kappa r}$ funksiya $e^{-i\kappa r}$ o'rinisdagi yassi to'lqinlarning yig'indisidan iborat bo'ladi, bu to'lqinlar esa $\Delta \kappa$ raliqdadir.

Agar $\Delta \kappa$ juda katta bo'lmasa, u holda yassi to'lqinlar superpozitsiyasi to'lqin paketi xosil qiladi.

Natijali to'lqin amplitudasi

$$v_{tp} = \frac{d\omega}{dk} \quad (4.7)$$

guruh tezligi bilan ko'chadi.

Elektron shu to'lqin to'plamining markazida deb faraz qilinsa, v_{ep} elektronning kristalldagi tezligini ifodalaydi.

$\varepsilon = \hbar \omega$ dan foydalanib,

$$v_{ep} = \frac{1}{\hbar} \frac{d\varepsilon}{dk} \quad (4.8)$$

Endi E elektr maydoni ta'sirida kristalldagi elektron o'zini qanday tutishni aniqlaylik. Bu holda panjara hosil qilgan F_{kris} kuchdan tashhari elektronga $F=eE$ kuch ham ta'sir qiladi.

dt vaqtda bu kuchlar elektron ustida

$$dA=F v_{\text{rp}} dt \quad (4.9)$$

ish bajaradi. (4.8) ga asosan:

$$dA = F \frac{1}{\hbar} \frac{d\varepsilon}{dk} dt \quad (4.10)$$

Bu ish elektron energiyasini orttirishga ketadi, ya'ni $dA=d\varepsilon..$

$$\frac{d\varepsilon}{dk} dk = d\varepsilon$$

desak,

$$\frac{d\varepsilon}{dk} dk = \frac{F}{\hbar} \frac{d\varepsilon}{dk} dt$$

bundan

$$\frac{dk}{dt} = \frac{F}{\hbar} \quad (4.11)$$

(4.8) ni differensiallab

$$\frac{dv_{\text{rp}}}{dt} = \frac{1}{\hbar} \frac{d}{dt} \left(\frac{d\varepsilon}{dk} \right) = \frac{1}{\hbar} \frac{d^2\varepsilon}{dk^2} \cdot \frac{dk}{dt}$$

(4.11) ga asosan

$$\frac{dv_{\text{rp}}}{dt} = \frac{1}{\hbar} \cdot \frac{d^2\varepsilon}{dk^2} \cdot \frac{F}{\hbar}$$

yoki

$$F = \frac{\hbar^2}{d^2\varepsilon/dk^2} \frac{dv_{\text{rp}}}{dt} \quad (4.12)$$

(4.12) ni Nyutonning II qonuni $F = m \frac{dv}{dt}$ bilan taqqoslasak,

$$m^* = \frac{\hbar^2}{d^2\varepsilon/dk^2} \quad (4.13)$$

buni elektronning effektiv massa deyiladi.

Erkin elektronlar uchun $\varepsilon = \frac{\hbar^2}{2m} k^2$ dagi m ni m^* ga almashtirib bu ifodani kristall uchun ham to'g'riligini isbotlash mumkin.

$$\frac{d^2\varepsilon}{dk^2} = \frac{\hbar^2}{m^*}$$

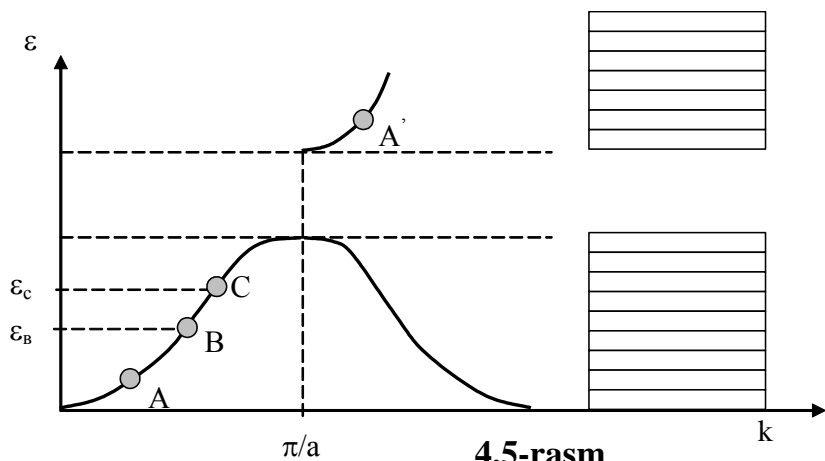
Demak, harakat tenglamasi $m \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F} + \vec{F}_{\text{kpucm}}$ dan elektronni kristall panjaradagi harakatini aniqlashda faqat kuchni va m massa o'rniga effektiv m^* massani olish kerak.

Endi effektiv massa m^* ni elektronning ruxsat etilgan zonadagi joylashgan joyiga qanday bog'liqligini ko'raylik (4.5-rasm).

Zonaning pastki qismida (A va A^1) $\varepsilon(k)$ erkin elektronlarnikidan deyarli farq qilmaydi, ya'ni $m^* \approx m$. Burilish nuqtasida (V da) $d^2\varepsilon/dk^2=0$, ya'ni $m^* \rightarrow \infty..$ Bu hol

elektronning harakatiga ((ϵ_B energiyali holatida turgan) tashqi maydon hech qanday ta'sir qilmasligini ko'rsatadi.

Ruxsat etilgan zonaning S nuqta yaqinida $d^2\epsilon/dk^2 < 0$, ya'ni k ortishi bilan d^2E/dk^2 kamayadi. Bunga mos holda elektronning effektiv massasi m^* ruxsat etilgan zonaning yuqorisida manfiy bo'ladi. Haqiqatan bu shuni ko'rsatadiki, $\vec{F} = \vec{F}_{kpac}$ kuch ta'siri ostida ϵ_s energiyali holatdagi elektron $\vec{F} = e\vec{E}$ tashqi kuch yo'nalishiga teskari yo'nalgan tezlanish oladi.



4.5-rasm

3. Metallarda elektr o'tkazuvchanlik.

Kvant mexanikasi nuqtai nazaridan qaraganimizda ideal kristall panjaradagi elektronlar hech qanday to'siq uchramasdan harakat qiladi, buning natijasida metallardagi elektr o'tkazuvchanlik cheksiz katta bo'lishi kerak, lekin kristall panjara hech vaqt ideal sof

bo'lmaydi, chunki panjarada doimo ma'lum darajada nuqsonlar (aralashma va vakansiya) bo'ladi. Bu nuqsonlar elektronlarning sochilishiga, ya'ni ularning tartibli harakatiga qarshilik ko'rsatadi. Bundan tashqari panjaraning atomlari ham doimo muvozanat vaziyati atrofida tebranib (issiqlik tebranishi) turadi.

Bular metallarda elektr qarshiligini vujudga keltiradi. Agar metall qancha toza va temperaturasi qancha past bo'lsa, elektr qarshilik shuncha kam bo'ladi.

Metallarning solishtirma elektr qarshiligini

$$\rho = \rho_{teb} + \rho_{aralashma} \tag{4.14}$$

ko'rinishda ifodalash mumkin.

ρ_{teb} - panjaraning issiqlik tebranishi natijasida hosil bo'ladigan qarshiligi; aralashma - $\rho_{aralashma}$ begona atomlarda elektronlarning sochilishi natijasida vujudga kelgan qarshilik.

Agar $T = 0$ K bo'lsa, $\rho_{teb} = 0$;

Metallning hajm birligida n dona erkin elektronlar bo'lsin. Bu elektronlarning o'rtacha tezligi $\langle \vec{v} \rangle$ quyidagicha aniqlanadi

$$\langle \vec{v} \rangle = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \vec{v}_i \tag{4.15}$$

Agar \vec{E} tashqi elektr maydoni yo'q bo'lsa, ya'ni $\vec{E} = 0$, $\langle \vec{v} \rangle = 0$ bo'ladi. Agar $\vec{E} \neq 0$ bo'lsa $\langle \vec{v} \rangle \neq 0$ bo'ladi va tok vujudga keladi. Elektroniga

$$\vec{F} = -e\vec{E} \tag{4.16}$$

elektr kuchi va

$$\vec{F}_{kpac} = -r \langle \vec{v} \rangle \tag{4.17}$$

qarshilik kuchi ta'sir qiladi.

Bunday holda elektronning kristalldagi harakat tenglamasi quyidagicha ifodalanadi:

$$m^* \frac{d \langle \vec{V} \rangle}{dt} = -e\vec{E} - r \langle \vec{V} \rangle \quad (4.18)$$

bunda m^* - elektronning effektiv massasi $m^* = \frac{\hbar^2}{d^2 E / dK^2}$. Bu tenglamani yechish bilan elektronlarning o'rtacha tezligini $\langle \vec{V} \rangle$ topish mumkin. Muvozanat vaziyati tiklangandan keyin, $\langle \vec{V} \rangle = \text{const}$ bo'ladi. Agar tashqi maydonni ($\vec{E} = 0$) yo'qotsak, $\langle \vec{V} \rangle$ tezlik kamayib boshlaydi va elektronlar bilan panjara orasida muvozanat tiklangandan keyin $\langle \vec{V} \rangle = 0$ ga aylanadi. $\langle \vec{V} \rangle$ kamayish qonuniyati (4.18) tenglamadan kelib chiqadi, ya'ni $= 0$ da,

$$m^* \frac{d \langle \vec{V} \rangle}{dt} + r \langle \vec{V} \rangle = 0 \quad (4.19)$$

$$\frac{d \langle \vec{V} \rangle}{dt} + \frac{r}{m^*} \langle \vec{V} \rangle = 0 \quad \text{ni}$$

echib

$$\langle V(t) \rangle = \langle V(0) \rangle \exp\left(-\frac{r}{m^*} \cdot t\right) \quad (4.20)$$

ni topamiz. Bundan ko'rinadiki,

$$\tau = \frac{m^*}{r} \quad (4.21)$$

vaqtda $\langle \vec{V} \rangle$ tezlik e marta kamayadi.

τ - vaqtni relaksatsiya vaqti deyiladi va tezlikning e marta kamayishi uchun ketgan vaqtni ifodalaydi.

$$\vec{F}_{\text{карши}} = -\frac{m^*}{\tau} \langle \vec{V} \rangle \quad (4.22)$$

Muvozanat hol ro'y bergandan so'ng tashqi maydonni uzib elektronning $\langle \vec{V} \rangle$ tezligini (4.18) ning chap tomonini nolga tenglab topish mumkin,

$$\begin{aligned} -e\vec{E} - \frac{m^*}{\tau} \langle \vec{V} \rangle &= 0 \\ \langle \vec{V} \rangle &= -\frac{e\tau}{m^*} \vec{E} \end{aligned} \quad (4.23)$$

Bunday paytdagi tok zichligi

$$\vec{j} = -en \langle \vec{V} \rangle = -en - \frac{e\tau}{m^*} \vec{E} = \frac{ne^2\tau}{m^*} \vec{E} \quad (4.24)$$

Om qonunining differensial ko'rinishi $\vec{j} = \sigma \vec{E}$ ga asosan

$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{m^*} \quad (4.25)$$

koeffitsiyent elektr o'tkazuvchanlikni ifodalaydi.

Klassik mexanika nuqtai nazaridan

$$\sigma = \frac{ne^2\tau'}{2m} \quad (4.26)$$

(4.26) formuladagi $\tau' = \frac{\langle \lambda \rangle}{\langle V \rangle}$ - erkin chopish vaqti.

(4.25) bilan (4.26) ni solishtirsak, τ ni $\tau'/2$ bilan mos kelishini ko'ramiz.

(4.25) dagi σ tajriba natijasiga yaxshi mos keladi, chunki, $\sigma \approx 1/T$, klassik elektron nazariya bo'yicha esa klas $\sigma_{\text{клас}} \sim \frac{1}{\sqrt{T}}$ edi.

Klassik nuqtai nazardan \bar{E} elektr maydoni, barcha elektronlarni harakatga keltiradi.

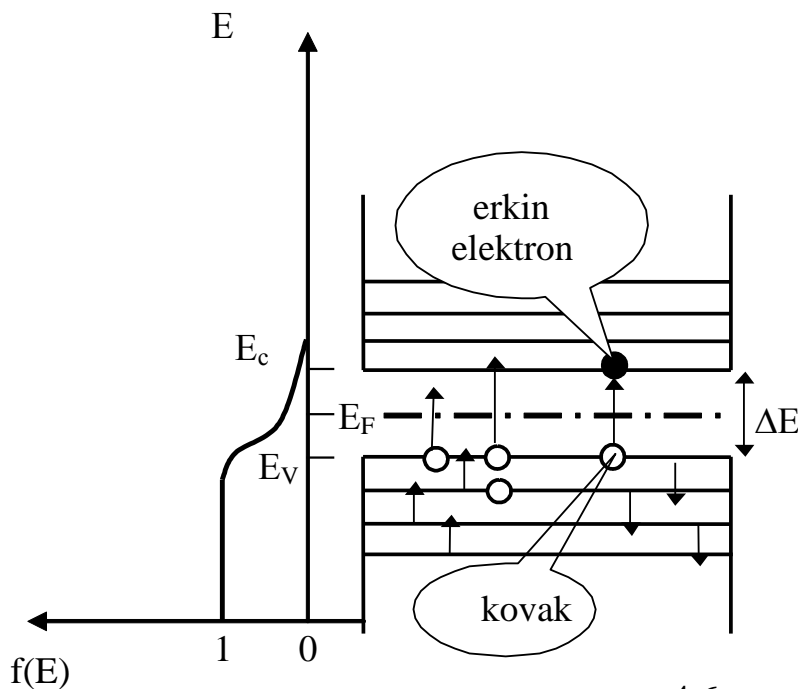
Kvant mexanikasi nuqtai nazardan haraganda elektr maydoni faqat Fermi sathi yaqinidagi elektronlarning harakatini o'zgartira oladi xolos. Pastroq sathdagi (valent) elektronlarining harakatini o'zgartirmaydi va ularni (4.25) formulada hissasi bo'lmaydi. Undan tashhari (4.25) formulada m^* effektiv massa turibdi.

4. Yarim o'tkazgichlarda elektr o'tkazuvchanlik

Yarim o'tkazgichlarda xususiy elektr o'tkazuvchanlik.

Yarimo'tkazgichlar elektr o'tkazuvchanligi bo'yicha metallar bilan dielektriklar oralig'idagi moddalar guruhiga kiradi va $T=0$ da ularning valent zonasi to'lasicha elektronlar bilan band bo'lib taqiqlangan zonasining kengligi katta emas ($\sim 10^3$ B).

Yarimo'tkazgichlar xususiy va aralashmali yarimo'tkazgichlarga bo'linadi.



4.6-rasm

$T=0$ K da xususiy yarim o'tkazgichlarning valent zonasi elektronlar bilan butunlay to'lgan bo'ladi, bu holda yarim o'tkazgich sof dielektrik bo'ladi. Agar temperatura $T \neq 0$ K bo'lsa, valent zonaning Yuqori sathlardagi bir qism elektronlar o'tkazuvchanlik zonasining pastki sathlariga o'tadi (4.6-rasm). Bu holda elektr maydoni ta'sirida o'tkazuvchanlik zonasidagi elektronlarning holati o'zgaradi. Bundan tashhari valent zonada hosil bo'lgan bo'sh joylar hisobiga ham

elektronlar o'z tezligini o'zgartiradi. Natijada yarimo'tkazgichning elektr o'tkazuvchanligi noldan farqli bo'ladi, ya'ni sof yarim o'tkazgichda erkin elektron va teshik vujudga keladi.

Elektr maydoni ta'sirida butun kristall bo'ylab elektronlar maydonga teskari yo'nalishida, teshiklar esa maydon yo'nalishida harakatga keladi. Bunday elektr o'tkazuvchanlik faqat sof yarim o'tkazgichlar uchun xos bo'lib, uni xususiy elektr o'tkazuvchanlik deyiladi.

O'tkazuvchanlik zonasidagi elektronlar va valent zonasidagi kovaklar, ya'ni elektronini yo'qotgan bo'sh joylar, Fermi-Dirak taqsimotiga bo'y sunadi:

$$f_3(E) = \frac{1}{e^{(E-E_f)/kT} + 1} \quad (4.27)$$

$$f_k(E) = 1 - f_3(E) = \frac{1}{e^{-(E-E_f)/kT} + 1} \quad (4.28)$$

Xususiy yarimo'tkazgichlar uchun o'tkazuvchanlik zonasidagi elektronlarning konsentratsiyasi valent zonadagi kovaklarning konsentratsiyasiga teng: $n = p$. Konsentratsiyalarni hisoblash uchun E energiyani o'tkazuvchanlik zonasining tubiga nisbatan o'lchaymiz ($E_s = 0$).

O'tkazuvchanlik zonasi tubidan dE energiya intervalini ajrataylik ($E, E+dE$). Bu sohada joylashgan elektronlar Fermi-Dirak statistikasiga bo'ysunadi va ularni energiya bo'yicha taqsimlanishi quyidagi ko'rinishda yoziladi,

$$dn = 4\pi \frac{(2m^*)^{3/2}}{(2\pi\hbar)^3} E^{1/2} \cdot \frac{1}{e^{E-E_F/kT} + 1} dE \quad (4.29)$$

Odatda xususiy yarim o'tkazgichlar uchun va 4.29 ning maxrajidagi 1 ni hisobga olmasa ham bo'ladi. U holda

$$dn = 4\pi \frac{(2m^*)^{3/2}}{(2\pi\hbar)^3} E^{1/2} e^{-(E-E_s)/kT} dE \quad (4.30)$$

Bu ifodani 0 oraliqida integrallab quyidagi hosil qilamiz

$$n = \frac{2(2\pi m_s^* kT)^{3/2}}{(2\pi\hbar)^3} e^{-(\Delta E - E_s)/kT} \quad (4.31)$$

Xuddi shunga o'xshash amallarni bajarib valent zonasidagi kovaklarning konsentratsiyasi uchun

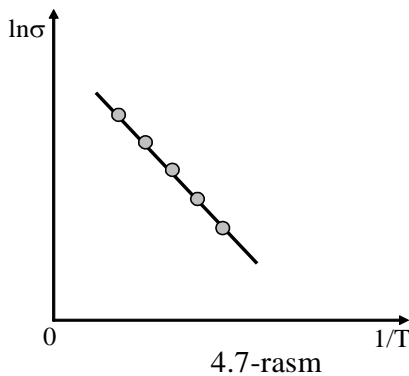
$$p = \frac{2(2\pi m_k^* kT)^{3/2}}{(2\pi\hbar)^3} e^{-E_s/kT} \quad (4.32)$$

ifodani hosil qilish mumkin.

(4.31) va (4.32) lardan, $n = p$ ni inobatga olib, Fermi sathi energiyasining qiymatini topamiz:

$$E_F = \frac{\Delta E}{2} + \frac{3}{4} kT \ln\left(\frac{m_k^*}{m_s^*}\right) \quad (4.33)$$

(4.33) ning ikkinchi hadi, birinчисiga nisbatan juda kichik bo'lgani uchun $E_F = \frac{\Delta E}{2}$ deb olish mumkin.



4.7-rasm

Demak, xususiy yarim o'tkazgichlarda Fermi sathi (E_F) taqiqlangan zonaning o'rtasida joylashadi.

Yarim o'tkazgichning o'tkazuvchi va valent zonalaridagi elektron va kovaklar zaryad tashuvchilardir. Ma'lumki, o'tkazuvchanlik zaryad tashuvchilarning konsentratsiyasiga proporsional bo'ladi, u holda xususiy yarimo'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanligi σ temperatura ortishi bilan ortadi va quyidagi qonuniyat

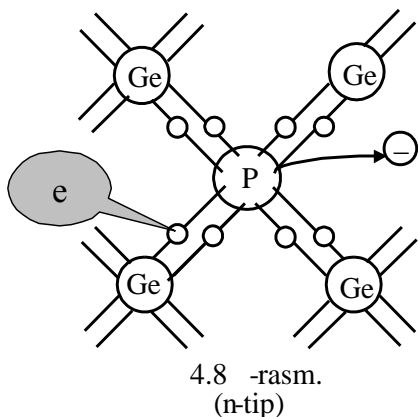
bo'yicha o'zgaradi (4.7-rasm):

$$\sigma = \sigma_s + \sigma_k \quad \text{yoki} \quad \sigma = \sigma_0 \exp(-\Delta E/2kT) \quad (13.34)$$

Yarim o'tkazgichlarning aralashmali elektr o'tkazuvchanligi.

Tabiatda sof yarimo'tkazgich bo'lmaydi, ya'ni oz miqdorda bo'lsa, ham begona element atomlari aralashgan bo'ladi.

Bu aralashmalar yarimo'tkazgichlarda qanday o'zgarishlarni vujudga keltirishi mumkin:



To'rt valentli Si (kremniy) da yoki Ge (germaniy) dan tuzilgan kristall panjara-ning bazi tugunlarida besh valentli atomlar, masalan R (fosfor) yoki As (mish-yak) joylashgan bo'lsin (4.8-rasm). Bu holda aralashma atomlardan to'rtta elektron Si (kremniy) yoki Ge (germaniy) atomlari bilan kovalent bog'lanishda bo'ladi, beshinchi elektron esa atom bilan juda zaif bog'langan, shuning uchun issiqlik harakat energiyasi ham bu elektronni atomdan ajratib ozod elektron bo'lishiga etarlidir. Bu elektronlar tok tashuvchilik vazifasini bajaradi.

Bunday yarimo'tkazgich elektronli yarim o'tkazgich, R va As atomlarini esa donorlar yoki n - tip aralashma deyiladi.

MUSTAHKAMLASH UCHUN SAVOLLAR:

1. Kristall qattiq jismlarning energetik zonalari qanday tuzilgan ?
2. Metall, yarim o'tkazgich va dielektriklarning energetik zonalari qanday farqlanadi ?
3. Elektron effektiv massasining fizik ma'nosi nima?
4. Metallarning solishtirma elektr o'tkazuvchanligi temperaturaga qanday bog'liq bo'ladi?
5. Relaksatsiya vaqti nimani ifodalaydi?
6. qanday jismlarga yarim o'tkazgichlar deyiladi?
7. Xususiy va aralashmali yarim o'tkazgichlar bir-birlaridan qanday farqlanadi?
8. Xususiy yarim o'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanligi temperaturaga qanday bog'langan?
9. Fermi sathining ma'nosini nima?
10. Aralashmali yarim o'tkazgichlarda elektr o'tkazuvchanlik qanday sodir bo'ladi?

ADABIYOTLAR:

1. I.V.Savelev. Kurs obshey fiziki. 5 kn. M.2000.
2. A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. M.,1989, §§ 43.1-43.5
3. O.Ahmadjonov. Fizika kursi. III k. T. 1989, X - bob, §§ 1-2.
4. T.I.Trofimova. Kurs fiziki. M,2000, str. 240-241.
5. A.A.Gribov, N.I.Prokofeva. Osnovi fiziki. M. 1998, §§ 9-11.

5-MA'RUZA. O'ta o'tkazuvchanlik hodisaSI. MAGNETIKLAR

Reja:

1. O'ta o'tkazuvchanlik hodisasi.
2. Ferromagnetizm nazariyasi elementlari.
3. Antiferromagnitliklar.
4. Ferritlar.

Tayanch so'z va iboralar: metallarda elektr o'tkazuvchanlik, o'ta o'tkazuvchanlik, kritik temperatura, Meyssner effekti, makroskopik kvant effekti, Kupper juftlari, diamagnit, paramagnit, ferromagnit, ferrit, holdi? induksiya, holdi? magnitlanish, koertsitiv kuch, magnit gisterezis, gisterezis sirtmoqi, Kyuri nuqtasi, domenlar, magnitostriksiya, Neel ef-fekti, antiferromagnetiklar, almashinuv energiyasi, elektron spini, Eynshteyn va de-Gaaz tajribasi, magnitlanish vektori, magnit induksiya, magnit maydon kuchlanganligi, Kyuri-Vayss qonuni, Bargauzen effekti, ferromag-netikning to'yinishi, monokristall, engil magnitlanish yo'nalishi, qiyin mag-nitlanish yo'nalishi.

1. O'ta o'tkazuvchanlik.

Absolyut nolga yaqin temperaturalarda bir qator metall va qotishmalarning elektr qarshiliklari birdaniga sakrab nolga aylanadi, ya'ni modda o'ta o'tkazuvchanlik holatiga o'tadi.

Bunday temperatura kritik temperatura deyiladi va T_k bilan belgilanadi.

O'tkazgich solishtirma harshiligining temperaturaga bog'likligi quyidagi formula bilan ifodalanadi (5.1-rasm):

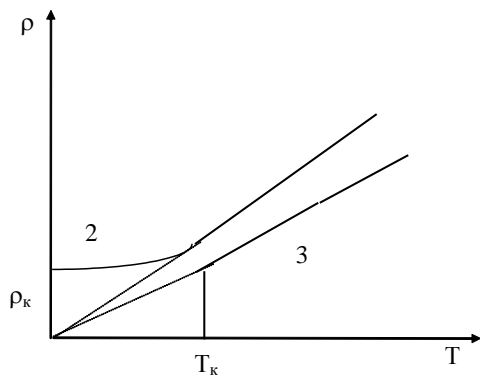
$$\rho = \rho_0 (1 + \alpha t) \quad (5.1)$$

bunda ρ_0 - $T=0$ gradusdagi o'tkazgichning solishtirma harshiligi; α - qarshilikning temperatura koeffitsiyenti.

Turli metallar uchun T_k turlicha. Masalan, simob uchun $T_k = 4,1$ K, qo'rg'oshin uchun $T_k = 7,3$ K. Umuman T_k o'ta o'tkazuvchanlik kuzatiladigan o'tkazgichlarda 20 K Yuqori emas. Lekin, o'tao'tkazuvchan moddalarni Yuqori temperaturalarda ham hosil qilish bo'yicha ilmiy izlanishlar davom etib kelmoqda.

1986 yilda Shvetsariyalik olimlar Dj.Bednorts va K. Myullerlar $T=30$ K dan Yuqori temperaturada keramika-lantan-bariy-mis-kislorod aralashmasidan iborat moddada o'ta o'tkazuvchanlik hodisasini ochdilar. O'sha yilning o'zida Yapo-niya, AQSh va Xitoyda ham keramika-lantan-strontsiy-mis-kislorodan iborat qotishmada ($T=40-50$ K) o'tao'tkazuvchan moddani hosil qildilar. Xuddi shuningdek, Rossiya fanlar akademiyasining fizika institutida A.Golovashkin rahbarligidagi laboratoriyada Yuqori temperaturali o'tao'tkazuvchan modda hosil qilindi. Uning temperaturasi $T=90-100$ K ga teng.

Hozirgi paytda AQSh va Rossiya fanlar akademiyasida keramik material-lardan tayyorlangan yangi o'tao'tkazuvchan moddalar hosil qilingan bo'lib, ularda o'ta o'tkazuvchanlik hodisasi $T=250$ K dan boshlab (-23^0) kuzatiladi. Lekin bu holat turg'un bo'lmay, ba'zan o'zining xossasini yo'qotadi. Hozirgi paytda bunday moddalarning o'ta o'tkazuvchanlik holatiga o'tishlarining tabiatini o'rganish va yangi o'ta o'tkazuvchan moddalarni aniqlash sohasida katta ilmiy tadqiqot ishlari davom etmoqda.

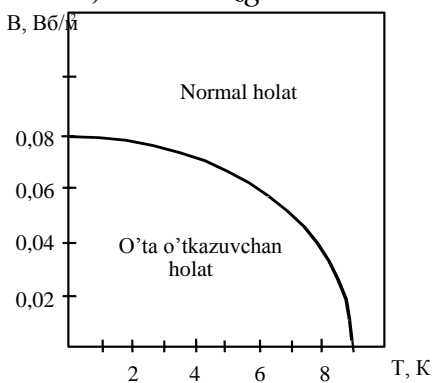


5.1-rasm.

halqada chekiz uzoq aylanib turaveradi.

Xuddi shunday tajribani 1911 yilda golland fizigi G.Kamerling - Onnes amalga oshirib o'ta o'tkazuvchanlik hodisasini kashf etdi.

1959 yilda Kollinz 2,5 yil davomida ham halqadagi tokning kamaymaganligini aniqladi. *O'tao'tkazuvchi moddalarda elektr qarshilikning yo'holishdan tashhari, ularga magnit maydoni ham kiraolmasligi aniqlandi, ya'ni ular magnit maydonini to'lasicha siqib chiqaradi. Bu hodisa Mayssner effekti deyiladi. Demak, o'ta o'tkazuvchan moddada $\mu = 0$, ma'lumki $\mu < 1$ moddalarni diamagnitliklar deyiladi. Demak, o'tao'tkazgichlar ham ideal diamagnitliklardir.*



5.2 -rasm.

Metallar o'tao'tkazuvchan holatga o'tganda ularni boshqa xossalari o'zgaradi (elektronlarning o'tkazuvchanlik zonasida harakati natijasida). *Bu xossalarga ularning issiqlik sig'imi, issiqlik o'tkazuvchanligi, termo EDS lar kiradi.*

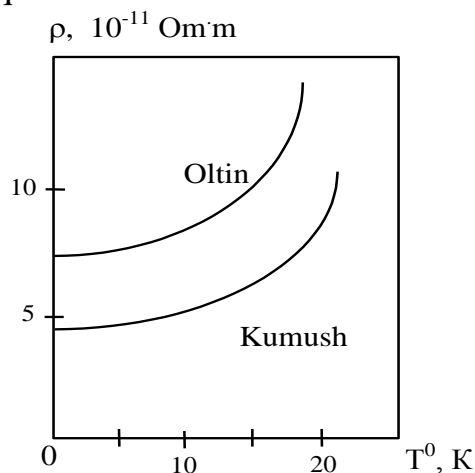
Demak, metallarning normal va o'tkazuvchanlik holatlari ularning elektron strukturasi sifat ji'atidan farqlanishi bilan xarakterlanadi. Shu ikki faza chegarasida temperatura tashqi magnit maydoniga ta'sir ko'rsatadi. Bu bog'lanish $B=B_0(1-T^2/T_k^2)$ 5.2-rasmda keltirilgan.

Aytish joizki, oddiy sharoitlarda yaxshi o'tkazgich xisoblangan (kumush, mis va oltin) jismlar o'ta o'tkazuvchanlik xossasiga ega emas (5.3-rasm), chunki, quyida ko'ramiz, o'tkazuvchan moddalar uchun elektron - fonon o'zaro ta'sir asosiy rol o'ynaydi.

O'ta o'tkazuvchanlik nazariyasi 1957 yilda Bardin, Kuper va Shriflerlar tomonidan ishlab chiqilgan (BKSh). Mazkur nazariyaga binoan metallardagi elektronlar bir-birlaridan kulon kuchlari bilan o'zaro itarishishdan tashhari, ular, tortishishning maxsus turi bilan, bir-birlariga tortishadilar ham. O'zaro tor-tishish itarishishdan ustun bo'lganda o'ta o'tkazuvchanlik hodisasi sodir bo'ladi. O'zaro tortishish natijasida o'tkazuvchanlik elektronlari birlashib kuper juft-larni hosil qiladilar. Bunday juftlikka kirgan elektronlar qarama-qarshi yo'nalgan spinga ega bo'ladilar. Shuning uchun juftliklarning spini nolga teng va ular bozonga aylanadilar. Bozonlar asosiy energetik holatda to'planishga moyil bo'ladilar va ularni uyg'ongan holatga o'tkazish nisbatan qiyin. Agar ku-per juftlar muvofiqlashgan harakatga keltirilsa shu holatda ular cheksiz

uzoq vaqt holishlari mumkin. Bunday juftlarning muvofiqlashgan harakati o'ta o'tkazuvchanlik tokini hosil qiladi.

Aytilgan gaplarni kengroq tushuntiramiz. T_k dan past temperaturalarda metalda harakatlanayotgan elektronlar, musbat ionlardan tashkil topgan metallning kristall panjarasini diformatsiyalaydi (qutblaydi). Deformatsiya nati-jasida elektron, panjara bo'ylab elektron bilan ko'chadigan, musbat zaryadli bulut bilan chor atrofidan o'ralib qoladi.



5.3-rasm

Elektron va uni o'rab olgan bulut, boshqa elektronlarni o'ziga tortadigan, musbat zaryadlangan sistemaga aylanadi. Shunday qilib kristall panjara, elektronlar orasida tortishishni yuzaga keltiruvchi, oraliq muhid vazifasini o'taydi.

Kvant mexanikasi tili bilan aytganda bu hodisa elektronlar orasida fonon bilan almashishning natijasidir. Metalda harakatlanayotgan elektron panjaraning tebranish tartibini o'zgartirib fonon hosil qiladi (yo'qotadi). Panjaraning uyg'onish energiyasi boshqa elektronga uzatiladi, u esa o'z navbatida fononni yutadi. Bu tarzdagi fonon almashinish oqibatida elektronlar orasida, tortishish xarakteriga ega bo'lgan qo'shimcha o'zaro tasirlashish paydo

bo'ladi. Past temperaturalarda o'ta o'tkazgich moddalarda bu tortishish kulon tortishishdan ustun bo'ladi. Fonon almashinish bilan bog'liq bo'lgan o'zaro tasirlashish, impuls va spinlari qarama-qarshi bo'lgan elektronlar orasida kuchliroq namoyon bo'ladi. Natijada bunday ikkita elektron kuper juftliklarga birlashadi. hamma o'tkazuvchanlik elektronlari kuper juftliklarni hosil qilishmaydi. Temperatura absolyut noldan farqli bo'lganda juftlarning buzilishining ma'lum ehtimolligi mavjud. Shuning uchun xar doim juftliklar bilan bir qatorda kristall bo'ylab oddiy tarzda harakatlanadigan "normal" elektronlar bo'ladi. Temperatura T_k ga yaqinlashgan sari normal elektronlarning hisasi ortib boradi va T_k da 1ga teng bo'ladi. Demak, T_k dan yuqori temperaturalarda o'ta o'tkazuvchanlik holati bo'lishi mumkin emas.

Elektronlar jufti (kuper juftlari) ning hosil bo'lishi metallning energetik spektrini o'zgarishga olib keladi.

Elektron sistemani uyg'otish uchun (o'ta o'tkazuvchanlik holatida) xech bo'lmasa, bitta elektronlar jufti orasidagi bog'lanishni buzish kerak, buning uchun $E_{bog'}$ energiyasiga teng energiya berish kerak. Demak, o'ta o'tkazuvchan holatda energetik spektrda $E_{bog'}$ ga teng bo'lgan energetik tirqish paydo bo'ladi, bu tirqish Fermi sathi sohasida joylashgan. Demak, o'ta o'tkazuvchan holatda, elektron sistemaning uyg'ongan holati asosiy holatdan E bog' energetik tirqish bilan ajralgan bo'ladi. Shuning uchun ular orasidagi kvant o'tishlar doimo bo'lavermaydi. Kichik tezliklarda elektron sistema uyg'onmaydi, bu esa harakatni qarshiliksiz bo'lishiga, ya'ni elektr qarshilikning yo'holishini ko'rsatadi. Temperaturaning ortishi bilan $E_{bog'}$ kengligi kichrayadi va T_k da $E_{bog'} = 0$ ga aylanadi. O'z navbatida barcha elektron juftlari buziladi va jism normal holatga o'tadi.

2. Ferromagnetizm nazariyasi elementlari.

Kuchsiz magnitlanuvchi moddalar sinfiga kiruvchi dia- va paramagnitiklardan tashqari bir guruh moddalar o'zlarining kuchli magnitlanuvchanlik xossalari bilan

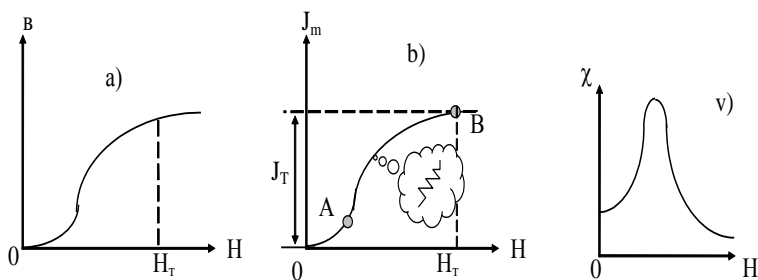
ulardan ajralib turadi. Bu moddalarni ferromagnitliklar deyiladi. Ferromagnetiklarda tashqi magnit maydon bo'lmaganda ham spontan magnitlangan sohalar mavjud bo'ladi. Bu sohalar tashqi ta'sirlar: magnit maydoni, deformatsiya va temperaturaning o'zgarishi natijasida keskin o'zgaradi.

Bunday moddalarga temir, kobalt, nikel, gadoliny va ularni qotishmalari kiradi. Ferromagnetiklarda \vec{j}_m va \vec{H} lar orasidagi bog'lanish chiziqli bo'lmaydi. Ferromagnitliklarni magnitlanish qonunlari A.T. Stoletov tomonidan tajribada chuqur o'rganilgan.

5.4-rasmda magnit induksiyasi \vec{B} , magnitlanish vektori \vec{j}_m va magnit qabul qiluvchanlik χ_m larning magnit maydon kuchlanganligi \vec{H} ga bog'liq grafigi keltirilgan.

\vec{H} ning ortishi bilan \vec{B} va \vec{j}_m lar tez o'saboshlaydi, so'ngra H_T da \vec{j}_T to'yinish darajasiga erishadi. \vec{B} esa \vec{H} hisobiga sekinlik bilan o'sishni davom ettiradi. Bu holatni ferromagnitlikning to'yinishi deyiladi.

Magnitlanish egri chiziqini sinchiklab o'rganish, tashqi magnit maydon \vec{H} ning ortishi bilan magnitlanish vektori \vec{j}_m ning ortishi tekis bo'lmasdan sakrashsimon bo'lishini ko'rsatadi (5.4-rasm). Ayniqsa, sakrashsimon ko'rinish rasmdagi egri chiziqning burilish sohasida (AV soha) yaxshi seziladi.



5.4-rasm.

Magnitlanish darajasini sakrashsimon o'zgarishini tajribada birinchi marta Barkgauzen kuzatdi va bu xodisani Barkgauzen effekti deyiladi.

Magnit qabul qiluvchanlik χ_m dastlab N ortishi bilan tez ortadi, u maksimumga erishgach, N ning yanada ortishi bilan χ_m ning kamayishi kuzatiladi. Tashqi magnit maydonning nihoyatda katta qiymatlarida esa χ_m nolga intiladi.

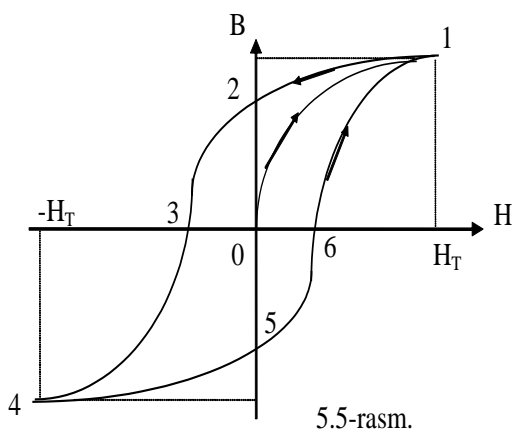
Magnit maydoni to'yinishga erishgandan so'ng magnit induksiyasi

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \chi_m \vec{H} \quad (5.2)$$

faqat \vec{H} ning o'sishi hisobiga o'sib, formuladagi ikkinchi hadning hissasi bo'lmaydi, ya'ni bu had nolga aylanadi. Bundan shunday xulosaga kelamizki, katta kuchlanishga ega bo'lgan magnit maydonlarida ferromagnit o'zaklardan foydalanish maqsadga muvofiq emas.

Ferromagnetikdagi \vec{B} ning tashqi \vec{H} bog'liq holda o'zgarish 14.5-rasmda keltirilgan. $B=B(H)$ ning grafigi $0 \rightarrow 1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 4 \rightarrow 5 \rightarrow 6 \rightarrow 1$ ko'rinishdagi berk egri chizikdan iborat bo'ladi.

\vec{B} ning \vec{H} ga bog'liq holda o'zgarishi magnit gisterezisi deyiladi. Rasmdagi $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 4 \rightarrow 5 \rightarrow 6 \rightarrow 1$ yopiq chiziqni gisterezis sirtmoqi deyiladi. Gisterezis sirtmog'i bo'yicha kuzatsak, $H=0$ da $B=B_k$ ga (2 nuqta) teng qoldiq induksiya hosil bo'lganini ko'ramiz. $B_k=0$ bo'lishi uchun $H=-H_k$ (3 nuqta) teskari maydon berish kerak. H_k ni koertsitiv kuch deyiladi.



5.5-rasm.

Ko'rinib turibdiki, ferromagnitkdagi magnet maydon induktsiyasi \vec{B} ning qiymati magnetlovchi tashqi maydon \vec{H} ning o'zgarishiga monand ravishda o'zgaraydi.

Gisterezis sirtmoqi yuzasi ferromagnitkning magnitlash uchun sarflangan ishga proporsional bo'lib bu ish to'lasicha bitta tsikldagi magnitlashda ferromagnitkning birlik hajmida ajralgan issiqlikka teng bo'ladi. Shuning uchun ferromagnitlarni ko'p marta magnetlaganda qiziydi va gisterezis sirtmog'i qancha katta bo'lsa

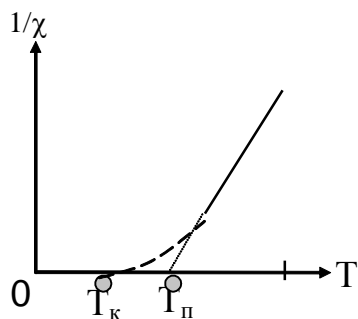
shuncha ko'p issiqlik ajralib chiqadi.

Koertsitiv kuchning darajasiga bog'liq holda ferromagnitklar yumshoq va qattiq magnitlarga farqlanadi.

Agar $H_k \sim 0,8 \div 8$ A/m bo'lsa, yumshoq magnet xisoblanadi va magnitlash uchun oz energiya sarflanadi. Bunday materiallardan transformatorlar va elektr ma-shinalari uchun o'zaklar tayyorlanadi.

Qattiq magnitlarda esa $H_k \sim 10^4 \div 10^5$ A/m, bunda qoldiq induksiya $V_k > 1$ Tl bo'ladi va ulardan doimiy magnitlar tayyorlanadi. Shunday qilib, ferromagnit moddalar gisterezis sirtmoqining shakli va yuzasiga harab "qattiq" va "yumshoq" magnitlarga bo'linadi.

Yumshoq magnitlar tor gisterezis sirtmoqiga, kichik koertsitiv kuchga va Yuqori magnet qabul qiluvchanlikka ega, qattiq magnitlar aksincha, keng sirtmoqqa va katta koertsitiv kuchga ega bo'ladi.



5.6-rasm.

Ferromagnitlarda qoldi magnetlanish tashqi zarbalarga juda sezgir bo'lib u o'zini ferromagnetiklik xususiyatini yo'qotadi. Shuning uchun doimiy magnitlarni turli zarbalardan saqlash kerak.

Xuddi shuningdek xodisa ferromagnitlarni qizdirganda ham paydo bo'ladi. Temperatura Kyuri nuqtasi (T_k) deb atalgan teperaturadan o'tishi bilan ferromagnit o'zini xossasini yo'qotadi va T_k dan Yuqorida u o'zini paramagnit modda kabi tutadi. $1/\chi$ ni T ga bog'liq holda o'zgarishi chiziqli bo'ladi (5.6-

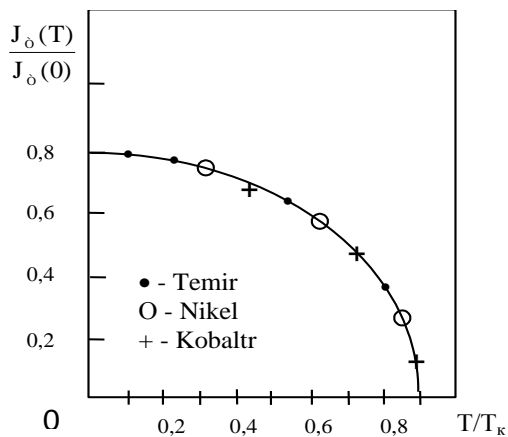
rasm).

Bu bog'lanish Kyuri-Veyss qonuni bo'yicha aniqlanadi, ya'ni

$$\chi = \frac{C}{T - T_k} \quad (5.3)$$

bunda S - Kyuri doimiysi, T_k - Kyuri nuqtasi.

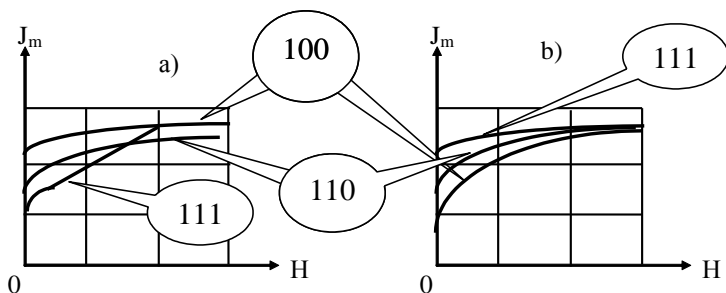
(5.6) rasmdan ko'rinadiki T_k - Kyuri nuqtasi, T_p paramagnit nuqtadan ancha pastda. 5.7 - rasmda temir, nikel va kobaltning magnet vektorini temperaturaga bog'liq holda o'zgarish grafigi keltirilgan. Rasmdan ko'rinadiki, nisbiy koordinatalarda uchala ferromagnit moddalar uchun magnetlanish vektorini tempera-turaga bog'liq holda o'zgarishi bir xil egri chiziqdan iborat.



5.7-rasm.

Temperaturaning ortishi bilan magnitlanish vektori kamayadi va Kyuri nuqtasida nolga teng bo'ladi. Kyuri nuqtasidan Yuqori temperaturada jismlar ferromagnit xossasini yo'qotishgina emas, balki uni issiqlik sig'imi, elektr o'tkazuvchanligi va boshqa ba'zi fizik xossalari ham o'zgaradi. Jismlarni ferromagnit holatdan paramagnit holatga o'tishida issiqlik yutilmaydi yoki aj-ralmaydi. Bu xulosa II tur fazoviy o'tishga misol bo'ladi.

Temir uchun Kyuri nuqtasi $T_k = 1043$ K,



5.8-rasm.

kobalt uchun $T_k = 1043$ K, nikel uchun $T_k = 631$ K ga teng. Monokristall ferromagnit moddalarda magnitlanish vektori anizotrop xossaga ega bo'ladi. 5.8-rasmda temir va nikel monokristallarda magnitlanish vektori [111], [110] va [100] yo'nalishlarga bog'liq holda

o'zgarishi keltirilgan.

Monokristallarda shunday yo'nalishlar mavjudki, magnitlanish bu yo'nalishlar bo'yicha oson va to'yinishga kichik larda erishiladi. Bu yo'nalishlarni engil magnitlanuvchi yo'nalishlar deyiladi.

Temirda shunday yo'nalish [100], nikelda esa [111]. holgan yo'nalishlarda magnitlanish qiyin bo'ladi, bu yo'nalishlar temir uchun [110] va [111], nikelda [110] va [100]. Shuning uchun bu yo'nalishlarni qiyin magnitlanuvchi yo'nalishlar deyiladi.

$$U_m = \int_0^B H dB \quad (5.4)$$

integral berilgan yo'nalishda jismni magnitlash uchun sarflangan ishni ifoda-laaydi.

Bu ish magnitlangan kristallning erkin energiyasiga aylanadi.

Ferromagnitizmning tabiati.

Jismlar magnitlanganda magnit momentlari vujudga keladi,

$$P_m = j_m V, \quad (5.5)$$

bunda j_m magnitlanish intensivligi, V jism hajmi. P_m magnit momenti maydonga joylashtirilgan alohida atomlar magnit momentlarini yig'indisidan hosil bo'ladi,

$$\vec{P}_m = \sum_{i=1}^n \vec{P}_{ai} \dots$$

\vec{H} maydonida tartibli joylashgan P_m , mexanik moment L ni tartibli joylashti-radi. Chunki, jism magnitlanguncha L mexanik moment nolga teng, ammo magnit momenti P_m hosil bo'lishi bilan unga teskari yo'nalgan mexanik moment L paydo bo'ladi.

Bu momentlar nisbati

$$\frac{\vec{P}_{m,o}}{\vec{L}_0} = -\frac{e}{2m} \quad (5.6)$$

ifodalanadi. Ferromagnit jismlar magnitlashganda, ularda mexanik momen-tining paydo bo'lishini Eynshteyn va de-Gaaz, hamda Ioffe va Kapitsa tomoni-dan o'tkazilgan tajribalarda kuzatildi. Bu hadisa magnitomexanik effekt deyiladi.

Tajribalar asosida aniqlangan quyidagi munosabat

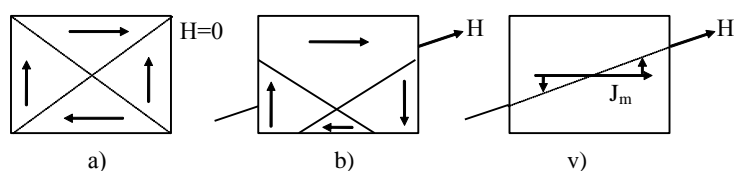
$$\frac{\vec{P}_{m,c}}{\vec{L}_c} = -\frac{e}{m} \quad (5.7)$$

(5.6) dagiga nisbatan ikki marta katta bo'lib chiqdi. Bundan, ferromagnetiklarning magnit xususiyatlari ular tarkibidagi elektronlarning orbital magnit momenti bilan emas, balki spin magnit momentlari bilan bog'liq, degan xulosaga kelamiz.

Bu xulosa ferromagnitik xossasiga ega bo'lgan kimyoviy elementlarning elektron strukturasi bilan ham muvofiq keladi.

Ferromagnit kristallning panjarasidagi atomlar o'zaro bir-biri bilan juda kuchli ta'sirlashadi. Bu ta'sirlashuv, asosan, chetki qobiqdagi elektronlar orqali sodir bo'ladi. Kristalldagi qo'shni atomlarning elektron qobiqlari bir-birining ichiga kirib boradi, natijada atomlar bir-birliri bilan elektron-lar almashish imkoniyatiga ega bo'ladi. Bu ta'sirlashuv tufayli elektronlar-ning spin magnit momentlari o'zaro parallel joylashadi. Natijada ferro-magnit ichida shunday sohachalar vujudga keladiki, bu sohachalardagi spin mag-nit momentlari o'z-o'zidan bir tomonga yo'nalgan bo'ladi. Bu sohachalarni domen-lar deb ataladi. Tashqi magnit maydon bo'lmaganda domenlarning magnit momentlari turlicha yo'nalgan bo'ladi va domenlarning magnit momentlarining yig'indisi nolga teng bo'ladi (5.9 (a)-rasm).

Agar tashqi magnit maydoni bo'lsa, domenlarda siljish sodir bo'ladi. Bunda magnit momentlarining yo'nalishlari tashqi maydon yo'nalishiga yaqin bo'lgan domenlar boshqa domenlar hisobiga kattalashadi (5.9 (b)-rasm). Tashqi maydon orttirilsa, domenlar shunday buriladiki, natijada ularning magnit momentlari tashqi maydon bo'ylab yo'naladi (5.9 (v)-rasm). har bir domenlardagi barcha spin magnit momentlarining mutloq bir tomonga yo'nalishi, ya'ni domendagi spontan magnitlanishning maksimal qiymatga erishishi, faqat $T=0K$ dagina sodir bo'ladi.



5.9-rasm.

haqiqatan, $T=0K$ dan farqli temperaturalarda issiqlik harakat energiyasi nolga teng bo'lmaydi. Shuning uchun issiqlik harakat energiyasining ta'siri tufayli domenlar ichidagi ba'zi spin magnit momentlari tashqi magnit maydon

yo'nalishiga qarama-qarshi (antiparallel) joylashib holadi. Temperatura ortgan sari domenlarning joylashuvida tartibsizlik kuchayib $T=T_k$ (Kyuri nuqtasi) da domenlarning spontan magnitlanishi butunlay yo'holadi, ya'ni har bir domen ichidagi parallel va antiparallel spinlar soni tenglashadi.

Magnitlanish jarayonida moddalarning shakli va o'lchamlari o'zgaradi. Bu hodisa magnitostriksiya deyiladi. Ferromagnitliklarda magnitostriksiya boshqa magnitliklarga haraganda sezilarli darajada bo'ladi. Jismning nisbiy uzayishi $\sigma = \frac{\Delta \ell}{\ell}$ magnitostriksiya doimiysi deyiladi. Masalan, nikel uchun $\sigma = 3 \cdot 10^{-5}$ ga teng bo'lib, uning qiymati uncha katta emas.

3. Antiferromagnitizm.

Ferromagnit xossasiga ega bo'lgan jismlar ichki elektron qovatlari to'ldirilmagan (o'tuvchan va nodir er) metallar hisoblanadi. Bu gurux metallarga temir, kobalt va nikel (3d-qavat to'lmagan) kiradi (o'tuvchan metallar), shuningdek (nodir er) metallar guruxiga godoliny, disproziy va erbiy kiradi (4f-qavat to'lmagan). *Ferromagnitizm - qo'shni atomlarda to'ldirilmagan qavatlardagi elektronlarni o'zaro ta'sir almashuvi tufayli sodir bo'ladi. O'zaro ta'sir sistemaning energiyasini o'zgarishiga olib keladi.* Bu xodisa vodorod atomlarining yaqinlashishi misolida ya'hol ko'rinadi. Bunday sistemani o'zaro ta'sir energiyasi

$$U = 2E_0 + \frac{K \pm A}{1 \pm S^2} \quad (5.8)$$

ko'rinishda yoziladi. Bunda

$2E_0$ - o'zaro ta'sirlashmaydigan ikkita vodorod atomining energiyasi,

K - zaryadlarning elektrostatik o'zaro ta'sir energiyasi, 0 S 1 oraliqdagi qiymatlarni qabul qilib, noortoganallik integrali deyiladi,

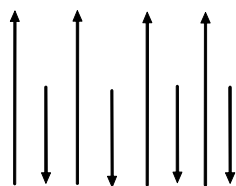
A - almashinuv energiyasi yoki almashinuv integrali deyiladi.

(5.8) formula K ning ishorasiga harab ($|K| < |A|$) elektron almashinuvchi atomlardagi elektronlar spinlarining parallel (minus ishora) yo'nalganligiga mos kelsa, antiparallel hol (5.8) formulada plyus ishora uchun mos keladi. Formuladan ko'rinadiki, $A < 0$ (manfiy) da elektronlarning spinlari antiparallel joylashadi, bunda sistemaning energiyasi kamayadi. $A > 0$ (musbat) da spinlar parallel joylashadi, bunda sistemaning energiyasi ortadi. $A < 0$ da valent bog'lanish hosil bo'lib, antiferromagnit xossasi namoyon bo'ladi, $A > 0$ da ferromagnit xossasi nomoyon bo'ladi va spontan magnitlanishga olib keladi.

$A < 0$ da ham elektron spinlarining joylashishi tartibli bo'ladi, lekin spotan magnitlanish xosil bo'lmaydi, chunki qo'shni panjara tugunlaridagi ionlarning spin magnit momentlari qarama-qarshi yo'nalgan bo'lib bir-birlarini kompensatsiyalaydi.

Tashqi maydon ta'sirida bir qism spinlar yo'nalishini o'zgartirishi na-tijasida atiferromagnetikning magnitlanishi sodir bo'ladi. Antiferromagnetiklarning xususiyati biror temperaturadan Yuqori temperaturada yo'holadi va u paramagnitga aylanadi. **Bu temperaturani antiferromagnetikning Kyuri nuqtasi yoki Neel nuqtasi deyiladi.**

4. Ferritlar.



5.10-rasm.

Antiferromagnetiklarni kristall panjarasini bir-birining orasiga kirgan ikkita panjaraning yig'indisi deb harash mumkin. Panjaralarning mag-nit momentlari miqdori bo'yicha teng, yo'nalishi esa qarama-qarshi. Shuning uchun ular bir-birini kompensatsiyalaydi. Lekin, shunday hollar ham uchraydiki, bir-birining orasiga kirgan birinchi va ikkinchi panjaralarning magnit momentlari nolga teng bo'lmaydi,

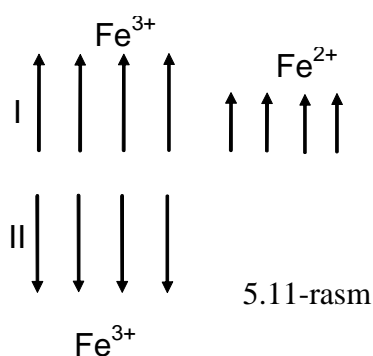
chunki bu panjaralardagi atomlarni soni yoki tabiati turlicha bo'lishi mumkin (5.10-rasm).

Bu holda kristalda spontan magnitlanish hosil bo'ladi. Shunday ferromagnetiklarni ferrimagnetiklar deyiladi. Ferrimagnetiklar o'zlarini xuddi ferromagnetiklarga o'xshab

tutadi, lekin ularning ichki tuzilishlarining farqlanishiga harab, spontan magnitlanishining temperaturaga bog'lanishi turlicha bo'ladi.

Ferromagnetiklarda temperatura ortishi bilan magnitlanish jmi bir tekis kamaymasdan, Kyuri nuqtasiga etguncha nol orqali o'tadi. Ferrimagnit jismlarga misol qilib, temir magnitonini ($\text{FeO}\cdot\text{Fe}_2\text{O}_3$) olish mumkin. Bunday moddalarni ferritlar deyiladi. Bunda manfiy kislorod ioni tomonlari markazlangan kub panjara hosil qiladi. har bir $\text{FeO}\cdot\text{Fe}_2\text{O}_3$ molekulaga bitta ikki valentli (Fe^{2+}) va ikkita uch valentli (Fe^{3+}) temir ionlari to'g'ri keladi.

Ikki valentli temir ionlarini boshqa ikki valentli ionlar almashtiri-shi mumkin, ya'ni Mg, Ni, Co, Mn, Cu, Zn va boshqalar. Ferritning murakkab strukturasi bitta panjarasida uch valentli temirning yarimi, ikkinchisida esa ikkinchi yarmi bilan ikki valentli temir ioni yoki uni o'rnini oluvchi boshqa metall ioni joylashadi.



Ularni magnit momentlari qarama-qarshi joylashgan. Bunda uch valentli temir ionlarining magnit momentlari kompensatsiyalashsa, spontan magnitlanishni ikki valentli temir ioni vujudga keltiradi (5.11-rasm). Ferritlarning ajoyib xususiyatlari bor. Ular yaxshi magnit xossalarga va katta elektr qarshilikka ega. Ferritlarning bunday xossalardan foydalanib doimiy magnitlar va EXM larning xotira uyachalari yasaladi.

MUSTAXKAMLASH UCHUN SAVOLLAR.

1. O'ta o'tkazuvchanlik hodisasi nima?
2. O'ta o'tkazuvchanlik holatni qanday sodir etish mumkin?
3. Kuper juftlari qanday hosil bo'ladi?
4. O'ta o'tkazgichlardagi energetik tirqishning ma'nosi nima?
5. Diamagnit, paramagnit va ferromagnitlar bir-biridan qanday farqlanadi ?
6. Gisterezis sirtmoqi nima sababdan sodir bo'ladi?
7. qattiq va yumshoq magnetiklar nima?
8. Kyuri-Vayss qonunini nimadan iborat?
9. Magetomexanik effekt nima?
10. Antiferromagnitizmning tabiati qanday?

ADABIYOTLAR.

1. I.V.Savelev. Kurs ob'ey fiziki. 5 kn. M. 1998. § 8.5 -8.6
2. A.A.Detlaf, B.A.Yavorskiy. Kurs fiziki. M. 1989. §42.3-42.8, §43.4-43.5.
3. Axmadjonov O. Fizika kursi. II k. T. 1989. 71-104 betlar.
4. T.I.Trofimova. Kurs fiziki. M.2000. §239, §242,243.
5. M.A. Azizov. Yarim o'tkazgichlar fizikasi. T. 1974. VIII bob.
6. G.I. Yepifanov. Fizika tverdogo tela. M.1977. glava III.

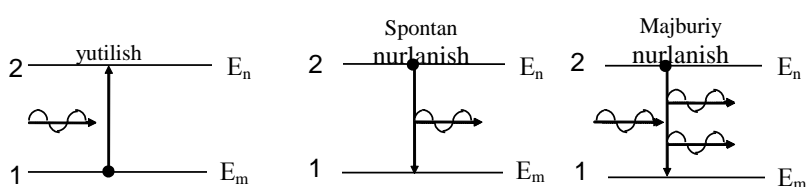
6 - MA'RUZA. KVANT ELEKTRONIKASI ELEMENTLARI.

Reja:

1. Uyg'ongan holat uchun o'tish ehtimolligi.
2. Muvozanatli nurlanish. Eynshteyn ko'effitsiyentlari.
3. Optik-kvant generatorinlar. (Lazerlar).

Tayanch so'zlar va iboralar: spontan nurlanish, induktsiyalangan nurlanish, yorug'likning yutilishi, extimollik usuli, Eynshteyn ko'effitsiyenti, yorug'lik kvanti, energetik satx, Plank gipotezasi, bir sathdan ikkinchi sathga o'tish, chastota, davr, faza, kvant generatori, kvant kuchaytirgich, qutblanish, rezo-nator, optik majburiy yig'ish (optik nakachka), optik bir jinsli.

1. Uyg'ongan holat uchun o'tish ehtimolligi.



6.1-rasm

Elektromagnit nurlanishlarning kvant tabiati uning korpuskulyar xossalarida namoyon bo'ladi. Nurlanishning mayda portsiyasi "kvant-foton" hisoblanadi. Fotonning spini birga teng bo'lib, u bozonlar

sinfiga kiradi va Pauli prinsipiga bo'ysunmaydi. Shuning uchun har bir kvant holatda istagancha miqdorda fotonlar bo'lishi mumkin, ya'ni bitta energetik holatda bir xil impulsi $\vec{P} = \hbar\vec{k}$ va bir xil $\omega = E/\hbar$ chastotali fotonlar istalgancha bo'laoladi. Shuning hisobiga bir xil chastotali elektromagnit nurlanishning intensivligi istalgancha katta qiymatlarga erishishi mumkin.

Bizga ma'lumki, impulsi $\vec{P} = \hbar\vec{k}$ va chastotasi $\omega = E/\hbar$ bo'lgan yorug'lik fotonlarini faqat uyg'ongan atomlar chiqaradi (nurlantiradi), holos. Atom foton nurlantirishi bilan energiyasini yo'qotadi. O'tgan ma'ruzalarimizda ham ta'kidladikki, atom faqat ma'lum E_1, E_2, E_3, \dots energiyali diskret kvant holat-larida bo'lishi mumkin.

Nurlanishni tushuntirish uchun faqat E_n va E_m energiyali kvant holatlarini (1 va 2) ko'rib chiqaylik (rasm-6.1).

Agar atom 1 (E_m) asosiy holatda bo'lsa tashqi nurlanish ta'sirida 2 (E_n) holatga majburan o'tishi mumkin. Bunda tashqi nurlanish atom tomonidan yutiladi. Agar atom uyg'ongan holatda bo'lsa (E_n), u bir qancha vaqtdan so'ng xech qanday tashqi ta'sirsiz o'z-o'zidan, spontan ravishda past energiyali (E_m) 1 chi holatga o'tishi mumkin, bu holda atom ortiqcha energiyasini elektromagnit nurlanish ko'rinishda chiqaradi, bunda atom nurlantirgan foton energiyasi ga teng.

Uyg'ongan (g'alayonlangan) atomni tashqi ta'sirsiz foton nurlantirish jarayoni spontan nurlanish deyiladi.

1916 yilda Eynshteyn termodinamik muvozanatga doir tajribalarni naza-riy tushuntirishda Bor postulotlariga asosan nur yutayotgan va nurlantirayotgan jism bilan nurlanish orasida yutilish va spontan nurlanish bilan bir qatorda uchinchi bir o'zaro ta'sir ham bo'lishi kerakligini ko'rsatadi. Bu nurlanish majburiy nurlanish yoki induktsiyalangan nurlanish deb ataladi. Atom 2 (E_n) g'alayonlangan (uyg'ongan,

qo'zholgan) holatda bo'lsa va unga tashqi nurlanish ta'sir etsa, (ya'ni $\hbar\omega = E_n - E_m$ shartni qanoatlantiradigan nurlanish ta'sir etsa) u holda atom majburan $\hbar\omega = E_n - E_m$ energiyali fotonni nurlantirib 1 (E_m) asosiy holatga o'tadi. Bunday o'tishda atom tomonidan shu o'tishni vujudga keltiruvchi foton bilan bir xil parametrli foton nurlantiriladi.

Bunday o'tish natijasida hosil bo'ladigan nurlanishni majburiy nurlanish yoki induktsiyalangan nurlanish deyiladi. Muvozanatli jarayonlarda yutilish bilan nurlanish (spontan va majburiy) ehtimolligi bir xil bo'ladi.

2. Muvozanatli nurlanish. Eynshteyn koeffitsientlari

Spontan va majburiy nurlanish - yorug'lik yutilishiga teskari bo'lgan jarayonlardir. Muvozanatli jarayonlarda (termodinamik muvozanat) bu ikkala xodi-saning bo'lish ehtimolligi bir xil, shuning uchun "jism - nurlanish" orasida muvozanat saqlanadi, ya'ni jismning temperaturasi ($T = \text{const}$) o'zgarmaydi.

Bu xulosaga 1916 yilda Eynshteyn nurlanishga doir tajriba natijalarini nazariy tushuntirish orqali keladi.

Ikkita statsionar holatni haraylik. Bu kvant holatlarining energiyasi mos holda E_n va E_m bo'lsin ($E_n > E_m$). E_n sathdan E_m sathga o'tish spontan va majburiy bo'lishi mumkin, aksincha $E_m \rightarrow E_n$ o'tish esa faqat majburiy ro'y beradi. Atomning E_n holatdan E_m holatga birlik vaqt ichida spontan o'tish ehtimolligi A_{nm} bo'lib, bu o'tishda atom o'zidan $\hbar\omega = E_n - E_m$ energiya kvantini nurlantiradi.

Agar E_n energiyali sathda N_n dona atom bo'lsa, vaqt birligi ichida spontan ko'rinishida E_m energiyali quyi sathga $A_{nm} N_n$ dona atom o'tadi, ya'ni

$$N_{nm}^{(c)} = A_{nm} N_n. \quad (6.1)$$

Majburiy o'tish ehtimolligi $P_{nm} - E_n \rightarrow E_m$. Yem o'tishda qatnashadigan atomning vaqt birligidagi majburiy o'tish ehtimolligi shu o'tishga mos keladigan, chastotasi

$\omega = \frac{E_n - E_m}{\hbar}$ bo'lgan, majbur qiluvchi elektromagnit to'lqinlar energiyasining spektral

zichligi $f(\omega, T)$ ga proporsional bo'ladi, ya'ni

$$P_{nm} = B_{nm} f(\omega, T), \quad (6.2)$$

$$P_{mn} = B_{mn} f(\omega, T), \quad (6.3)$$

bunda $B_{nm} = B_{mn}$, vaqt birligida va $f(\omega, T) = 1$ ga teng bo'lgandagi majburiy nurlanish (yutilish) ehtimolligi.

Vaqt birligida $E_n \rightarrow E_m$ o'tish sodir qilayotgan atomlar soni

$$N_{nm}^{(M)} = P_{nm} N_n = B_{nm} N_n f(\omega, T) \quad (6.4)$$

va $E_m \rightarrow E_n$ majburiy o'tishda qatnashayotgan atomlar soni esa

$$N_n^{(M)} = P_{mn} N_m = B_{mn} N_m f(\omega, T). \quad (6.5)$$

(6.1)-(6.5), formulalardagi B_{nm} , B_{mn} , A_{nm} - kattaliklar Eynshteyn koeffitsiyentlari deyiladi.

Muvozanat vaziyatida vaqt birligidagi $E_n \rightarrow E_m$ o'tishlar soni bilan $E_m \rightarrow E_n$ o'tishlar soni bir xil.

Bu hodisaga asoslanib Eynshteyn absalyut qora jism nurlanishi uchun Plank formulasini juda sodda qilib keltirib chiqarish usulini ko'rsatdi. Faraz qilaylik, $E_n > E_m$, u holda $E_m \rightarrow E_n$ o'tish faqat tashqi nurlanish ta'sirida majburiy amalga oshiriladi. $E_m \rightarrow E_n$ o'tish esa, majburiy ravishda ham, spontan ravishda ham bo'lishi mumkin.

Muvozanat paytida

$$N_{mn}^{(M)} = N_{nm}^{(M)} + N_{nm}^{(C)} \quad (6.6)$$

(6.1), (6.4), (6.5) ga asosan

$$B_{mn}N_m f(\omega, T) = B_{nm}N_n f(\omega, T) + A_{nm}N_n. \quad (6.7)$$

Bundan muvozanat paytida $B_{nm} = B_{mn}$ bo'lishini hisobga olsak,

$$f(\omega, T) = \frac{A_{nm}N_n}{B_{mn}N_m - B_{nm}N_n} = \frac{A_{nm}}{B_{nm}} \cdot \frac{N_n}{N_m - N_n} = \frac{A_{nm}}{B_{nm}} \cdot \frac{1}{N_m/N_n - 1} \quad (6.8)$$

bo'ladi.

Muvozanat paytida holatidagi sistemada atomlarning energetik sathlari bo'yicha taqsimlanishi Boltsman qonuni asosida topiladi, ya'ni

$$\frac{N_m}{N_n} = e^{\frac{E_n - E_m}{kT}} = e^{\hbar\omega/kT} \quad (6.9)$$

bunga asosan (6.8) ni

$$f(\omega, T) = \frac{A_{nm}}{B_{nm}} - \frac{1}{e^{\hbar\omega/kT} - 1} \quad (15.10)$$

ko'rinishda yozamiz.

$\hbar\omega \ll kT$ da (6.10) dan $e^{\hbar\omega/kT} \approx 1 + \hbar\omega/kT$ deyish mumkin. U holda (6.10) formuladan Reley - Djins formulasi kelib chiqadi, ya'ni

$$f(\omega, T) = \frac{A_{nm}}{B_{nm}} \frac{kT}{\hbar\omega} \quad (6.11)$$

Reley - Djins formulasini

$$f(\omega, T) = \frac{\omega^2}{(2\pi c)^2} kT \quad (6.12)$$

ga solishtirsak,

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

ekanligini ko'rish mumkin, bu ifodani (6.10) ga qo'ysak

$$f(\omega, T) = \frac{\hbar\omega^3}{(2\pi c)^2} \frac{1}{e^{\hbar\omega/kT} - 1} \quad (6.13)$$

Plank formulasini hosil qilamiz. Agar

$$\frac{A_{nm}}{B_{nm}} = \frac{(2\pi c)^2 \hbar}{\lambda^5}$$

ekanligini hisobga olsak, (6.13) formulani

$$f(\lambda, T) = \frac{(2\pi c)^2 \hbar}{\lambda^5} \frac{1}{e^{2\pi\hbar/\lambda kT} - 1}$$

ko'rinishda ham ifodalash mumkin, chunki,

$$\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}.$$

Shunday qilib, muvozanatli nurlanishda energetik sathlar orasidagi o'tish jarayonlari ehtimolliklarining bir xilligi nurlanish qonunlarini bu g'oyaga asoslanib sodda ko'rinishda keltirib chiqarish mumkinligini ko'rsatadi.

3. Optik kvant generatorlari. (Lazerlar)

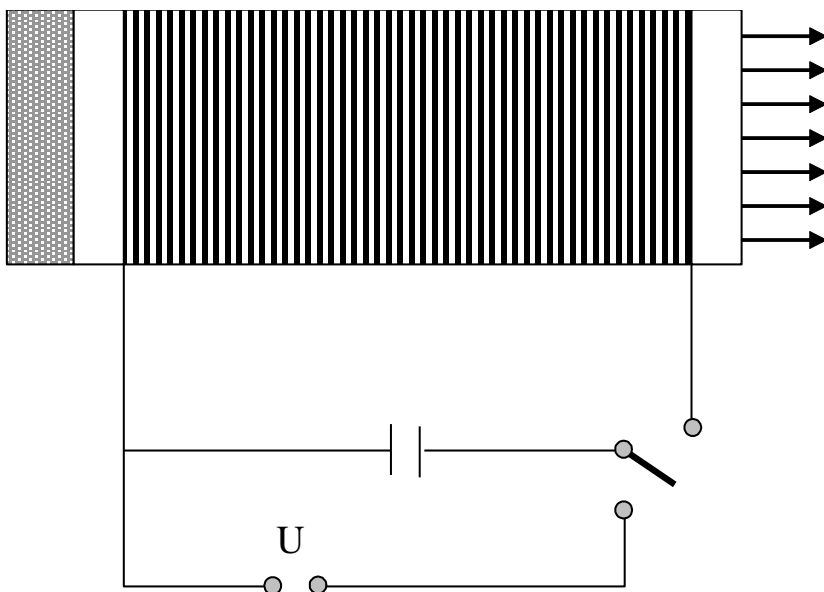
1939 yilda V.A.Fabrikant birinchi marta yorug'likni kuchaytiradigan muhit hosil qilish mumkinligini va shu muhitda nur majburiy nurlanish xisobiga kuchaytirilishi g'oyasini olg'a surdi. 1953 yilda I.G.Basov bilan A.M.Proxorovlar, AQSh dan Ch.Tauns bilan Veberlar tomonidan santimetr to'lqin uzunligidagi elektromagnit to'lqinlarni kuchaytiradigan molekulyar generatorlar yasaldi, bu generatorlar mazerlar deb ataladi. 1960 yilda esa T. Meyman tomonidan qattiq jismli, optik diapazonda ($\lambda = 6943 \text{ \AA}$) ishlaydigan optik generator yasaldi. Bunday generatorlarni lazerlar deb ataladi. Nurni kuchaytiradigan aktiv muhitning tipiga qarab lazerlar - qattiq jismli, gazli, yarim o'tkazgichli va Suyuqlikli lazerlarga bo'linadi.

Yanada aniqroq aytganda lazerlarning turlarini sinflashda majburiy yig'ish (optik nakachka) usuli ham muhim rol o'ynaydi. Majburiy yig'ish usullari - optik, issiqlik, kimyoviy, elektroionizatsion va boshqa usullardan iborat bo'ladi.

Bundan tashhari generatsiyalash turi uzluksiz yoki impulsli bo'lishi mumkin.

Lazerlar uchta asosiy qismdan iborat bo'ladi:

- 1) Aktiv muhit - metastabil holatga ega bo'lgan modda.
- 2) Majburiy yig'ish (optik nakachka) sistemasi - aktiv muhitda inversiyali joylashish holatini hosil qiladigan qurilmalar. Inversiyali joylashish holati deb asosiy holatdagi atomlar soniga nisbatan uyg'ongan holatdagi atomlar sonining ko'p bo'lishiga aytiladi.
- 3) Optik rezonator - lazer nurlanishini shakllantiruvchi qurilma.



6.2-rasm

Biz ko'rdikki, muhitga tushgan ω chastotali nur, modda atomlaridan birining $\omega = (E_n - E_m)/\hbar$ chastotasiga mos kelsa, bu holda atom $E_m \rightarrow E_n$ holatga o'tsa, bu majburiy o'tishda u nurni yutadi. ($E_m > E_n$), agar $E_m \rightarrow E_n$ o'tish sodir bo'lsa, u holda tushayotgan nurning intensivligi muhitdan o'tishda kuchayadi.

Muhit orqali o'tgan nurning intensivligi Buger qonuniga asosan aniqlanadi:

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (6.14)$$

bunda, $\mu > 0$ bo'lsa, nur

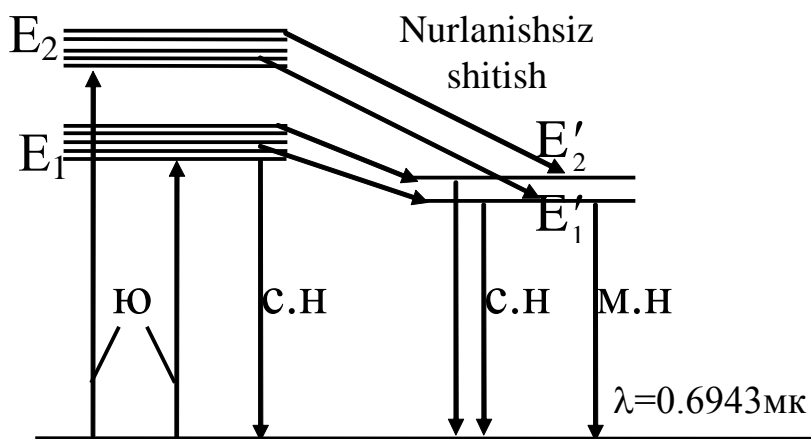
muhitda yutiladi, $\mu < 0$ bo'lsa, nur muhitdan o'tishda kuchayadi. Kvant generatorida $\mu < 0$ holat vujudga keltiriladi. T.Meyman yasagan birinchi qattiq jismli muhitga ega bo'lgan lazer bilan tanishaylik. Kuchaytirgich sifatida alyuminiy oksidi Al_2O_3 olingan bo'lib (rubin yoki qizil Yoqut) kristall panjarasining ba'zi tugunlarida uch valentli Cr^{3+} (0,005%-xrom) joylashgan

Bu qizil Yoqutning uzunligi 5 sm, diametri esa 1 sm bo'lgan sterjen ko'rinishidadir. Uning asoslari o'zaro parallel va juda yaxshi silliqilgan.

Sterjenning bir tomoni nur o'tkazmaydigan kumush qatlami bilan qoplangan, ikkinchi tomoni ham xuddi shunday kumush bilan qoplangan bo'lib, bu tomon faqat 8 % nurni o'tkazadi, xolos. Asbobning sxemasi 6.2 - rasmda keltirilgan.

O'tish jarayoni esa quyidagicha: nurlanish Yoqut tarkibidagi xrom ionlarini E_0 asosiy energetik sathdan E_1 va E_2 uyg'ongan energetik sathlarga ko'taradi (6.2 - rasm). Bu uyg'ongan sathlarning yashash davomiyligi ancha kichik ($\tau \sim 10^{-7}$ c). Ulardan nurlanishsiz E_1 va E_2 sathlarga o'tish sodir bo'ladi. Bir-biriga yaqin joylashgan bu sathlarning yashash davomiyligi anchagina katta $\tau = 5 \cdot 10^{-3}$ s. *Bunday sathlarni metastabil sathlar deyiladi.* Metastabil sathlardagi ionlarning biroz spontan nurlanishi ham sodir bo'ladi. Kristall o'qi bo'ylab harakatlanayotgan fotonlar qaytaruvchi asoslardan ko'p marta qaytadi, bu harakat davomida ko'p sonli majburiy nurlanishlar vujudga keladi. Natijada fotonlarning kuchli oqimi kristallning shaffof tomonidagi asosi orqali tashqariga chiqadi. Shundan so'ng tashqi manбайдan yana energiya olinadi va jarayonlar bayon qilingan ketma-ketlikda takrorlanaveradi.

Metastabil sathda yiqilgan energiya shu jismning o'zida spontan nurlanish sifatida ajralib chiqadi, ya'ni lazer generatorlik vazifasini bajaradi. Shuning uchun lazerni kvant generatori deb ataladi.



6.3-rasm

Agar metastabil sathdagi majburiy nurlanish tashqi ta'sir tufayli vujudga kelsa, lazer kirish signalini kuchaytirgan bo'ladi. *Bunday lazerni kvant kuchaytirgich deyiladi.*

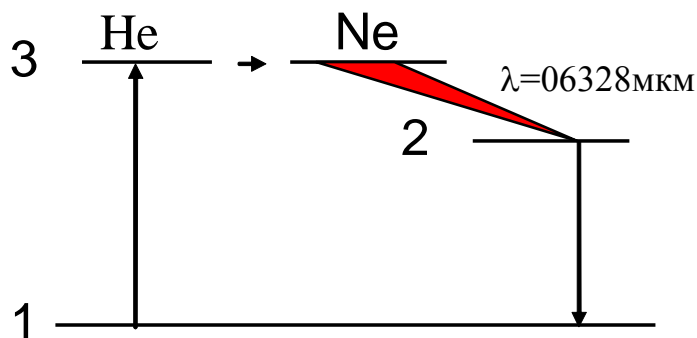
Birinchi gazli lazer 1961 yilda neon va geliy gazi aralashmasi asosida yaratildi.

Bizga ma'lumki gazlar ingichka yutilish chiziqlariga ega bo'lgani uchun gazli lazerlarda

majburiy yig'ish (optik nakachka) elektr razryadi orqali amalga oshiriladi.

Geliy - neonli lazerda majburiy yig'ish ikki bosqichda amalga oshiriladi: geliy energiya tashuvchi vazifasini bajarsa, neon nurlanish hosil qiladi; gaz razryadida hosil bo'lgan elektronlar to'qnashishi natijasida geliy atomini uyg'otadi va 3 - holatga o'tadi (6.4-rasm).

Uyg'ongan geliy atomi neon atomlari bilan to'qnashib, ularni uyg'otadi va ular geliy satxiga yaqin bo'lgan neonning Yuqori sathlaridan biriga o'tadi. Neon atomlarini 3-sathdan quyi sathlardan biriga o'tishi $\lambda = 0,6328$ mkm. li to'lqin uzunlikdagi lazer nurlanishini vujudga keltiradi.



6.4-rasm

Lazer nurlari quyidagi xossalarga ega:

- 1) Ular Yuqori darajada kogerent va dastasi esa nihoyatda ingichka.
- 2) O'ta monoxromatik ($\Delta\lambda < 10^{-11}$ mkm).
- 3) Katta quvvatli: masalan, $W = 20$ J energiya bilan majburiy yig'ish (optik nakachka) va 10^{-3} s nurlantirilsa, nurlanish oqimi $\Phi = 2 \cdot 10^{-4}$ j/s $R = 2 \cdot 10^{10}$ Bt/m².
- 4) tarqalish burchagi (ingichka)

juda kchik.

hozirgi paytda f.i.k. 0,01 % - 75 % bo'lgan lazerlar mavjud. Lekin ko'pchilik lazerlarning f.i.k. i 0,1 - 1% oraliqda bo'ladi. Uy temperaturasida uzluksiz ishlaydigan quvvatli SO₂ lazer yaratildi. Bu lazer to'liq uzunligi $\lambda = 10,6$ mkm bo'lgan infraqizil elektromagnit to'liqlarni ishlab chiqaradi. Uning f.i.k. 30% dan Yuqoridir. Lazer nurlardan metallarni kesishda, payvandlashda, buyumlardagi nuqsonlarni aniqlashda, meditsinada nozik operatsiyalarni bajarishda, nihoyatda toza materiallar olishda, o'lchash texnikasida, alohida ham keng foydalaniladi.

MUSTAHKAMLASH UCHUN SAVOLLAR:

1. Spontan nurlanish deb qanday nurlanishga aytiladi ?
2. Majburiy nurlanish deb qanday nurlanishga aytiladi ?
3. Eynshteyn koeffitsiyentlarining fizik ma'nosi nima?
4. Lazerlarning ishlash prinsipi nimaga asoslangan?
5. Lazer qurilmalari qanday asosiy qismlardan tashkil topgan?
6. Lazerning aktiv muhiti qanday xossaga ega bo'ladi?
7. Rubinli lazerning ishlash prinsipi qanday?
8. Geliy-neon gaz lazeri qanday ishlaydi?
9. Lazer nurlanishini katta intensivlikka ega ekanligini qanday tushuntiriladi ?
10. Lazerlardan qanday maqsadlarda foydalanish mumkin?

ADABIYOTLAR:

1. I.V.Savelev. Kurs obshey fiziki. 5 kn. M.1998, str.144-152.
2. T.I.Trofimova. Kurs fiziki. M, 2000, str. 344-346.
3. A.V.Astaxov, Yu.M.Shirokov. Kvantovaya fizika.M.1983, str.134-138.
4. O.Ahmadjonov. Fizika kursi. III k. T. 1989, VIII - bob, § 9.
5. A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. M.,1989, § 40.1 - 40.2.
6. L.A.Gribov, N.I.Prokofeva. Osnovi fiziki. M., 1998, § 9, 10.