

SAMARQAND DAVLAT UNIVERSITETI

FIZIKA FAKULTETI

UMUMIY FIZIKA KAFEDRASI

**Kondensatsiyalangan muhitlar fizikasi va
materialshunoslik (turlar bo'yicha) yo'nalishi**

**“Amorf metallarning solishtirma elektr
qarshiligini nazariy o'rganish”**

Magistrlik dissertatsiya ishi

Bajaruvchi: Murodov Shuxrat.

Ilmiy rahbar: proff. Quvondiqov O.Q

SAMARQAND – 2016

	KIRISH	3
I BOB	ADABIYOTLAR SHARHI	6
§ 1.1.	Amorf moddalarning olinishi.	6
§ 1.2.	Bolsmanning kinetik tenglamasi va uni elektr o'tkazuvchanlik uchun yechimi	13
§ 1.3.	Amorf qotishmalar elektr qarshiligining Evans nazariyasi.	30
	I bob bo'yicha xulosa	35
II BOB	O'LCHASH USULI VA QURILMASI	36
§ 2.1.	Metall va ular qotishmalarining solishtirma elektr qarshiligini yuqori temperaturalarda o'lchash qurilmasi.	36
§ 2.2.	Aylanuvchi magnit maydoni usuli	38
§ 2.3.	Aylanuvchi magnit maydoni usuliga asoslangan qurilmaning umumiy xarakteristikasi.	41
	II bob bo'yicha xulosa	44
III BOB	TAJIRIBA NATIJALARI VA ULARNING TAHLIL	45
§ 3.1.	Ni – Cu sistemasi qotishmalarining qattiq va suyuq holatlardagi elektr xossalari	45
§ 3.2.	Fe, Co, Ni metallari solishtirma elektr qarshiligini Faber–Zayman–Evans metodi bo'yicha hisoblash	47
§ 3.3.	Nazariy hisoblash natijalari, hisoblash programmasi va ularning taxlili.	59
§3.4.	$Fe_{100-x}B_x$, $Fe_{80-x}Cu_xB_{20}$, $Fe_{78}B_{22-x}$, $Fe_{100-x}B_{x-y}Si_y$ amorf qotishma solishtirma qarshiligining konsentratsiyadan bog'liqligi	69
	III bob bo'yicha xulosa	75
	Xulosalar	76
	Foydalanilgan adabiyotlar	77

KIRISH

Mavzuning dolzarbligi. Amorf metallar va metall qotishmalari deb qattiq jismning shunday turiga aytiladiki, ularda atomlarning joylashishida uzoq tartib bo'lmaydi. Ya'ni ular tuzilishi jixatidan shishaga o'xshaydi. Shuning uchun bunday moddalar metall shishalar (metylass) yoki kristall bo'lmagan qotishmalar deb aytiladi. Amorf metallarga qiziqish ulardagi oddiy metallardan farq qiluvchi fizik xususiyatlari va ulardan magnit materiallar sifatida foydalanish imkoniyati kengligi bilan bog'liqdir. Amorf materiallar atomlarida ma'lum tartib bo'lmay, atomlarning tuzilishi suyuq metallarning tuzilishiga yaqin bo'ladi. Demak, amorf materiallarni o'rganish shu materialni suyuq xolatini o'rganishga yordam beradi. Bu uchun prognoz qilish imkoniyatini beradi.

Amorf magnit qotishmalarda koersitiv kuchning kichik bo'lishi va magnit sindiruvchanlikning katta bo'lishi uning kristall xolatiga nisbatan ustunligini ko'rsatadi. Bular yaxshi magnitoyumshoq material xisoblanib, transformatorlarning o'zagi, elektron asboblarning ayrim elementlari sifatida ishlatilmoqda.

Xozirgi vaqtda shunday amorf qotishmalarning sinfi izlanilyapdiki, ular magnitofonlarda golovka sifatida, elektron texnikada eslab qoluvchi qurilma sifatida ishlatiladi.

Amorf metall qotishmalarning tarkibi va olinish texnologiyasiga qarab ularning qarshiligi ma'lum temperaturada kristall xolatidagidan katta bo'ladi, ularning qarshiligining termik koeffitsienti (KTK) juda kichik, ayrim xollarda manfiy bo'ladi. Ularning bu xususiyati, ulardan rezistiv material sifatida ishlatilish imkoniyatini beradi. Yana bu materiallarning asosiy afzalligi ulardagi kuchli magnit anizotropiyasi bo'lib, ular praktik jixatdan katta ahamiyatga ega, ya'ni amorf ferromagnitlarni silindrik magnit domenlardagi eslovchi qurilmalarda ishlatiladi (bunda informatsiya zichligi yuqori bo'ladi). Bundan tashqari, termomagnit yozib olish va kontaktli magnit yozib olishda xam amorf ferromagnit qotishmalar ishlatiladi.

Oxirgi vaqtlarda temir gruppasi elementlari va metalloidlardan (B, C, Si, Ge, RZM va boshqalar) iborat amorf qotishmalar o'zining magnit, mexanik, elektrik xususiyatlari, korroziyaga uchramasligi, xamda olinish texnologiyasining oddiyligi bilan juda qiziqish uyg'otmoqda. Yuqorida qayd qilingan fikrlarga asosan 3 d metallari asosiadagi amorf qotishmalarning fizik hossalarni o'rganish bugungi kunda ham dolzarb hisoblanadi. Shuning ucbu magistrlik temir guruhi elementlari asosidagi amorf qotishmalarning va toza temir Fe kobolt ,nekil metallarning suyuq holatdagi solishtirma elektr qarshiligini nazariy tatqiqot qilish maqsad qilib qo'yildii

Magistrlik dissertatsiyasining asosiy maqsad va vazifalari:

- Ni-Cu sistemasining qattiq va suyuq holatdagi elektr hossalarni ham eksperimental ham nazariy tahlil qilish.
- Toza Fe-Co-Ni metallarining solishtirma elektr qarshiligini suyuq holatda ham nazariy ham eksperimental tahlil qilish
- Fe-B asosidagi amorf qotishmalarning solishtirma elektr qarshiligini nazariy tadqiq qilish

Magistrlik dissertatsiyasining tadqiqot ob'ektlari:

- Ni - Cu sistemasi qotishmalari , toza Fe-Co-Ni metallari
- $\text{Fe}_{100-x}\text{B}_x$, $\text{Fe}_{80-x}\text{Cu}_x\text{B}_{20}$, $\text{Fe}_{78}\text{B}_{22-x}$, $\text{Fe}_{100-x}\text{B}_{x-y}\text{Si}_y$ amorf qotishmalari

Magistrlik dissertatsiyasining tadqiqot uslubi:

- Tadqiqotlarda solishtirma elektr qarshilikni o'lchashninig aylanuvchi magnit maydon usulidan foydalanildi.
- Nazariy hisoblashlarda metallar solishtirma elektr qarshiligini nazariy hisoblashning Faber-Zayman -Evans metodidan foylanildi.

Magistrlik dissertatsiyasining ilmiy yangiligi.

- Ni-Cu sistemasiga kiruvchi qotishmalarning qattiq va suyuq holatdagi elektr qarshiligi eksperimental va suyuq holatdagi nazariy hisoblash natijalari olindi.
- Faber-Zayman - Evans metodi yordamida toza Ni-Co-Fe metallarining hamda

• $\text{Fe}_{100-x}\text{B}_x$, $\text{Fe}_{80-x}\text{Cu}_x\text{B}_{20}$, $\text{Fe}_{78}\text{B}_{22-x}$, $\text{Fe}_{100-x}\text{B}_{x-y}\text{Si}_y$ amorf qotishmalarning solishtirma elektr qarshiligi nazariy hisoblandi.

Tadqiqot natijalarining amaliy ahamiyati va tadbig'i:

Tadqiqot ob'ektlari materialshunoslikda metallurgiyada zarur bo'lgan detallar tayyorlashda homashyo bo'lib hizmat qiladi. O'rganilgan amorf qotishmalarning amorf holatdagi solishtirma qarshiligi ma'lum temperaturalarda kristall holatdagidan katta bo'ladi. Bunday holda ular qarshiligining termik koeffitsiyenti juda kichik bo'lib ayrim hollarda manfiy bo'ladi. Bu hossadan rezistiv material sifatida ishlatish imkoniyati paydo bo'ladi. Shuningdek olingan natijalar 3d metallari va ularning qotishmalarining elektr hossasini o'rganishda ulardagi tok tashuvchilar tabiatini elektr o'tkazuvchanligini tushuntirish nazariyasini takommilashuviga hizmat qiladi.

Magistrlik dissertatsiyasida himoya qilinadi:

•Ni-Cu sistemasiga kiruvchi qotishmalarning qattiq va suyuq holatdagi elektr qarshiligi eksperimental va suyuq holatdagi nazariy hisoblash natijalari;

•Faber-Zayman - Evans metodi yordamida toza Ni-Co-Fe metallarining hamda

• $\text{Fe}_{100-x}\text{B}_x$, $\text{Fe}_{80-x}\text{Cu}_x\text{B}_{20}$, $\text{Fe}_{78}\text{B}_{22-x}$, $\text{Fe}_{100-x}\text{B}_{x-y}\text{Si}_y$ amorf qotishmalarning solishtirma elektr qarshiligi nazariy hisoblash natijalari.

Magistrlik dissertatsiyasining strukturasi:

Magistrlik dissertatsiyasi kirish , uchta bob , xulosalar va adabiyotlar ro'yxatidan iborat bo'lib: _____ betdan tashkil topgan. Ishda _____- rasm va _____-jadval hamda _____ grafik mavjud.

I BOB. ADABIYOTLAR SHARHI.

1.1. Amorf moddalarning olinishi.

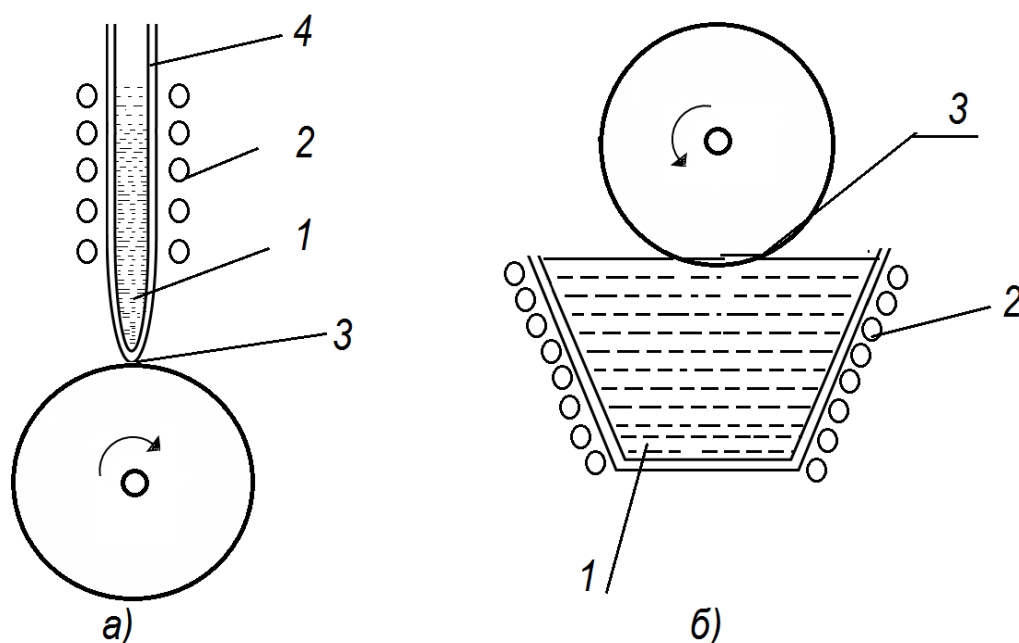
Amorf jismlarda kristallga qaraganda kamroq tarkibiy defektlar (yorilish, g'ovaklik, dislokatsiya va boshqalar) uchraydi va ularning o'lchami o'rtacha atomlar orasidagi masofadan katta. Ma'lumki bu defektlar fizik xususiyatlarga ta'sir qiladi.

Metall qotishmalarining yupqa yuza qatlami amorflangan bo'lsa ularning ishlatilish imkoniyatlari kengayadi. Bunday amorflanishni yuzaga keltirish uchun qotishmani bug' xolatga o'tkazib uni sovuq taglikka kondensastiyalab, ionizatsion nurlanish ta'sirida, materialning yuzasida kuchli energetik ta'sir etish (masalan impulsli lazer ta'sirida), ximiyaviy yoki elektroximiyaviy "o'tkazish" ta'sirida xosil qilinishi mumkin.

Xamma metall materiallar organik va noorganik materiallardan farqli o'laroq o'zining amorf xolatiga o'tishi uchun 1000 K/s dan yuqori sovutish tezligi talab qilinadi. Bir xil sharoitda olingan amorf sistemalarning asosiy parametri bu sovutilish tezligi xisoblanadi.

Olinish usuli va materialning ximiyaviy tarkibiga qarab 100 Å dan bir necha millimetr qalinlikdagi plyonkalar olish mumkin. Amorf qotishma olishni asosan 2 ta katta sinfga ajratish mumkin: ya'ni suyuq metall atomlarining bug'i sovuq metall yoki dielektrik yuzasiga kondensastiyalanadi. Suyuq xolatdan toblash yo'li eng ko'p tarqalgan usul bo'lib, bunda sovush tezligi $10^5 - 10^8$ K/s gacha boradi.

Bunday katta tezlikda sovutilishda suyuq metall kristallanib ulgurmaydi. Tajriba shuni ko'rsatadiki, amorf xolat olinishi va kristallanish bo'lmasligi uchun suyuq metall bilan sovuq metall taglik bir-biriga tegib turishi kerak. Tajribada asosan bu usulga ta'luqli 2 ta xolat bo'lishi mumkin. 1 - 1a va 1b rasm .



1.1.1- rasm. Suyuq metallni toblash natijasida olinadigan metall shishalarning prinsipial sxemasi. a - suyuq metallni tez aylanuvchi disk yoki barabanning yuzida olib ketilishi; b - suyuq metaldan aylanuvchi disk yordamida suyuq metallni ajratib olinishi. 1 - suyuq metall; 2 - isituvchi qurilma (indukstion pech); 3 - metall shishaning tasmasi; 4 - kvarst trubka.

Metall disk yoki stilindr issiqlik o'tkazuvchanligi juda katta metalldan (mis, latun, beriliy-bronza va xakozo) tayyorlanadi. Suyuq metallni qizdirish induksion pech yoki qarshilik pechi yordamida amalga oshiriladi. a - usul yordamida 1 - 200 mm kenglikda va 20 - 60 mkm qalinlikdagi tasma olish mumkin. b- usul yordamida metall diskka yopishadi va o'z-o'zidan ajraladi. Bu vaqtda yupqa sim shaklida amorf metall olinadi va uning qalinligi metallga diskni botirilish chuqurligiga bog'liq bo'ladi.

Suyuq metalni toblash yo'li bilan xona temperaturasi va atmosfera bosimida amorf metall olishning bir necha shartlari bor:

- 1) Suyuq metallning idish tirqishidan xajm bo'yicha otilib chiqish tezligi vaqt bo'yicha doimiy bo'lishi;
- 2) Suyuq metallni oqimi stabil bo'lishi va tashqi changlar va xavo oqimidan ximoya qilinishi;

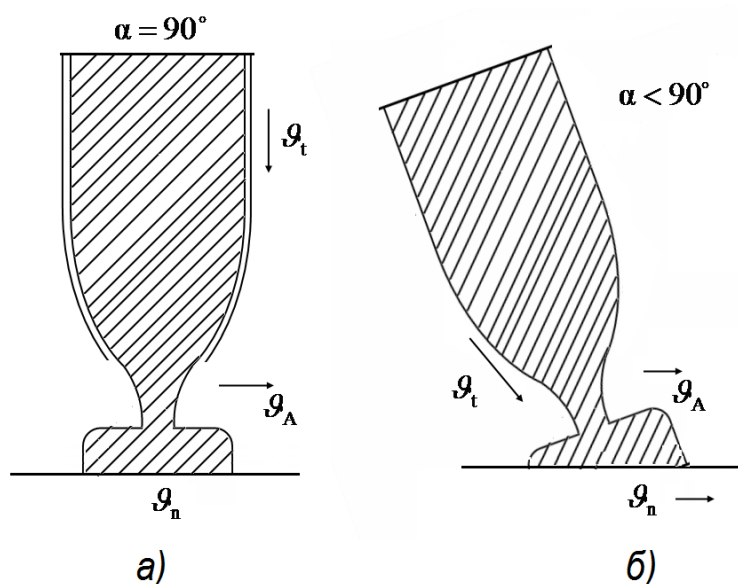
3) Aylanuvchi diskning yuzasi yaxshi tekislangan bo'lishi va suyuq metall oqimi bilan yaxshi mexanik va issiqlik kontaktida bo'lishi kerak.

Agar bu shartlar bajarilsa, konkret suyuq metalldan folga ishlab chiqarish uchun quyidagi optimal texnologik parametrlarni izlash kerak: tirqishning diametri F , suyuqlikning injeksiya burchagi α , suyuq metallga beriladigan va uni tirqishdan ajratib chiqaradigan bosim R , diskning yuzasini aylanish tezligi V_g , uzunligi L , metall chiqayotgan teshik bilan taglik orasidagi masofa ℓ , va xakozolar. Ba'zida bular xam amorf metall olish sharoitini stabillashtirmaydi. Unda boshqa faktorlarni xisobga olish kerak.

Optimal sharoitlar tanlanganda suyuq metallning xajmdan oqish tezligi

$$V_t = SV_g = bhV_g \quad (1.1.1)$$

S - tasmaning ko'ndalang kesim yuzi, b va h kengligi va qalinligi. Idish tirqishidan oquvchi suyuq metallning xajm bo'yicha oqish tezligi V tasmaning xosil bo'lish tezligi v_g dan katta bo'ladi. Bu narsa suyuqlikning oqish tezligining nostabilligi bilan bog'liq bo'lib, diskga urilgan vaqtda metallning sochilishi bilan bog'liq.



1.1.2–rasm. Suyuq metallning aylanuvchi diskka nisbatan otilib chiqishi. a) $\alpha = 90^\circ$, b) $\alpha < 90^\circ$

Agar metallning tushish burchagi $\alpha = 90^\circ$ bo'lsa, v_t osil bo'luvchi tasmaning kengligi v_t -metallning xajmiy tushish tezligiga bo'liq bo'lib, sochilishga bog'liq

emas. Tasmaning qalinligi taglikning siljish tezligi v_1 orqali ifodalanadi, yani tasma xosil bo'layotgan materialning gorizontall oqishiga bog'liq. Shunday qilib yuqorida qayd qilingan nostabillik ($v_t > v_1$) tasmaning qalinligi va kengligini bir xilda bo'lmasligiga olib keladi.

Agar suyuq metall oqimi $\alpha < 90^\circ$ bo'lsa, unda tasma turg'un bo'ladi, ya'ni uning gorizontall oqishi yaxshi "yumshoqroq" bo'ladi. Bu xolda $v_t \approx v_1$ bajariladi va uning kengligi va qalinligi bir xilda bo'ladi.

Agar yuqori sifatli keng tasmalar olish vazifasi qo'yilsa, unda atrof metall olinayotgan disk atrofidagi gazning tozaligiga e'tibor berish kerak. 1 mm dan kichik kenglikdagi amorf qotishmalarni xech qanday neytral muxitsiz, oddiy sharoitda xam olish mumkin. Keng tasmalar olishda o'lchamlari qalinlik bo'yicha xar xil, chetlari arrasimon va teshiklardan iborat bo'ladi. Bunga sabab aylanuvchi disk chetlaridagi chegaraviy qatlam kattaligi sabab bo'ladi.

Ma'lumki, yopishqoq suyuqlikni yoki gazni asosiy xarakteristikasi Reynolds soni xisoblanadi. (Re) Reynolds soni gaz bilan chegaralangan qatlam uchun quyidagi tenglikdan topiladi:

$$R_e = V_s b / \nu \quad (1.1.2)$$

Bunda V_s -gaz qatlamining tezligi yoki bu diskning aylanish tezligiga teng, b -suyuq metallning oqimini kengligi yoki tasmaning kengligi, $\nu = \eta / \rho$ -gazning kinematik yopishqoqligi, ρ -gaz zichligi va η -gazning dinamik yopishqoqligi. Yuqoridagi formulani ideal gaz uchun qo'llasak, quyidagini olamiz:

$$R_e = (V_s b P / RT) (M / \eta) \quad (1.1.3)$$

P-diskni o'rab olgan gazning bosimi

M-gazning molekulyar oqirligi

T-temperatura

R-universal gaz doimiysi

M/η - ning turli gazlardagi qiymati turlicha bo'lib, u quyidagi jadvalda berilgan

Element	He	H ₂	Ne	Xavo	So	Ar	Co ₂	Kr	Xc
$M/\eta \cdot 10^4$	2,06	2,30	6,5	15,8	16,0	18,1	2,2,7	34,1	58,1

Bundan shu narsa ko'rinadiki, gazning molekulyar og'irligi oshishi bilan M/η nisbat oshib boradi.

Liebermann H.N degan olim ko'rsatadiki, tasmaning yuzasi silliq bo'lishi va chetlarining tekisligi Reynolds sonining kritik qiymatiga bog'liq ekan, yani $Re < 2000$. $Re > 2000$ da gazlarda turbulent oqim vujudga keladi va kinetik energiya sochilishi vujudga keladi, natijada tasmaning cheti arrasimon, yuzasi notekis bo'ladi. Turbulentlikni yo'kotishning yo'li qoldiq bosim 10^{-2} Pa dan yuqori bo'lmagan vakuumda olinishi mumkin. Bu texnologik jixatdan juda noqulay.

Tigel va suyuq metall oqadigan idish tirqishi amorf metall olishning asosiy qismi xisoblanadi. Odatda ular kvarstdan yoki alund-(Al_2O_3) dan tayyorlanadi. Unda idish tirqishining diametri 0,4 dan 2 mm gacha o'zgarishi mumkin. Tirqishning teshigi aylanuvchi diskka juda yaqin joylashtirilishi kerak. Umuman aytganda, tirqish teshigi aylanuvchi diskka yoki barabanga qancha yaqin bo'lsa, chiqayotgan oqimning turbulentligi shuncha kam bo'ladi.

Mis yumshoq bo'lganligi uchun xar safar uning yuzasi tozalanib turilishi kerak. Uning qattiqligini oshirish uchun u xromlanadi. Tajribalar ko'rsatadiki, disk yoki barabanning diametri ≥ 200 mm bo'lishi kerak. Bunda kichik aylanishda ham katta chiziqli tezlikga erishiladi va tebranish kam bo'ladi.

Sovuq taglikda ion plazmali va termik bug'lanishdagi sovutilish. Bu usul bilan murakkab tarkibdagi materialdan 1 sm gacha qalinlikdagi amorf qotishma olish mumkin. Katoddan uchib chiquvchi elektronlar anodga potentsial tasirida yo'naltiriladi. Elektronlarni katoddan anodga uchib kelish tezligi ular o'rtasidagi potentsialni kattaligiga bog'liq.

Elektronning uchish tezligini oshirish uchun magnitron sistema yoki nishonni orqa tomoniga qo'yilgan magnitdan foydalaniladi. Dastlab taglik 77 K

gacha azot bilan sovutiladi, so'ngra u uy temperaturasigacha isitiladi. Agar taglik va amorf materialni termik kengayishi xar xil bo'lsa, xona temperaturasigacha isitilganda amorf metall bilan taglik chetlarida xosil bo'lgan mexanik kuchlanish natijasida amorf metall buzilishi mumkin.

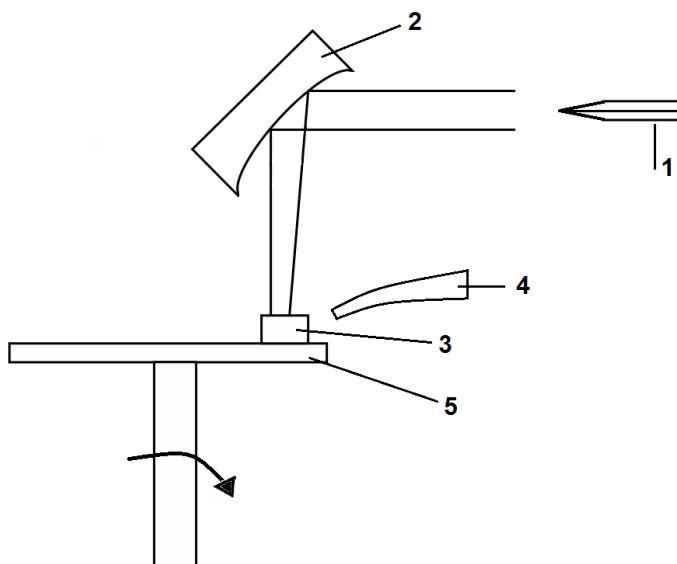
Bu usul bilan xona temperaturasida SmCo_5 va $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ inter- metall bog'lanishli amorf qotishma va 77 K gacha sovutilgan taglikda $\text{Fe}_{80}\text{B}_{20}$ va Fe-Ni-Co-P qotishmalar olingan.

Lazer nuri yordamida amorf metallarni olinishi. Lazer nurini metall yuzasiga ta'sir ettirib metall eritiladi va uni kuchli sovutish natijasida shu metallning yuzasida amorf qatlam xosil qilinishi mumkin. Lazer nurini metall yuzasi bilan o'zaro ta'siri ko'p parametrlarga bog'liq, ya'ni, lazer nurini to'lqin uzunligiga, nur oqimining quvvatiga, o'zaro ta'sirlashuv vaqtiga, metallning nur yutish qobiliyatiga va x.k. Bunga qo'shimcha qilib shuni aytish mumkinki, kuchli lazer nuri metallni eritgach uni $10^5\text{-}10^6$ K/s dan kam bo'lmagan tezlikda sovutish kerak. Bu esa amaliy jixatdan qiyin masala. Shuning uchun lazer nurini uzluksiz emas, balki impulsli rejim asosida yuborilsa masala osonlashadi. Bunda lazer nurining asosiy energiyasi metallning ustki qatlamini tez eritishga sarf bo'ladi. Natijada metallni asosiy massasi sovuq xolda bo'ladi. Issiqlik o'tkazish natijasida metall 10^6 K/s sovutish tezligi tartibida sovuydi va metallning ustki qatlami amorf xolatga o'tadi.

Lazer nurining dastasining solishtirma quvvati ω va ta'sirlashuv vaqti τ metallning lazerli qayta ishlashning asosiy parametri xisoblanadi. Agar $\tau = 10^{-3}\text{c}$ bulsa Al, Cu, Cr, Mo, W, Ti, Fe, uchun $\omega = 10^3 - 10^4 \frac{\text{Bm}}{\text{cm}^2}$ bo'lishi kerak. Agar $\omega = 10^6 \frac{\text{Bm}}{\text{cm}^2}$ bo'lsa, metallni eritish uchun ketgan vaqt $\tau = 10^{-5}\text{c}$ bo'ladi. Lazer sistemalarning ta'sir vaqti $10^{-2} - 10^{-6}\text{c}$ gacha bo'lib uning energiya oqimi $\omega = 10^3 - 10^{10} \frac{\text{Bm}}{\text{cm}^2}$ gacha o'zgaradi.

Uzluksiz nurlanishli SO_2 lazeri amorf metall olish uchun juda qulay xisoblanadi. Uning to'liq uzunligi $\lambda = 10,6 \text{ mkm}$, quvvati 20-30 kVt, fokuslovchi sistemalar yordamida energiya oqimini $10^5 - 10^6 \text{ Bm/cm}^2$ gacha olib borish mumkin.

Amorflanuvchi qatlamni chuqurligini oshirish uchun metallni katta tezlikda aylantirish kerak. Uning sxemasi quyidagi rasmda ko'rsatilgan.



1.1.3 rasm. Impulsli lazer yordamida amorf qatlam hosil qilish. 1-lazer nuri, 2-fokuslovchi oyna, 3-namuna, 4-inert gazni yuboruvchi qurilma, 5-aylanuvchi disk.

Amorf qatlam effektiv tipdagi erish temperaturasi kichik qotishmalar uchun yaxshi olinadi.

Ekstrakstiya usuli. Bu usulni mohiyati shundaki, aylanuvchi diskni yoni suyuq metallga tegib turadi. Tez aylanish natijasida disk o'zi bilan metallni sim yoki tasma shaklida ajratib chiqadi va u tez sovuydi. Bu usul bilan asosan qisqa sim shaklidagi tez toblangan kristallarni ham olish mumkin. Bu olingan kristallar kompozitsion materiallarga qo'shish uchun ishlatiladi. Diskni chiziqli tezligi 50 m/s bo'lganda $\text{Fe}_{80}\text{B}_{20}$, $\text{Ti}_{60}\text{Ni}_{30}\text{Si}_{10}$ va $\text{Nb}_{50}\text{Ni}_{50}$ qotishmalarni birinchi marta Klementt va Skott degan olimlar olishgan.

* **Elektr maydon yordamida bug'lantirish usuli.** Elektr maydon yordamida suyuq metall yuzasidan musbat ionlar atomi yoki 0,1-20 mkm o'lchamdagi bug'i

ajratiladi va ular katta tezlikda taglikka yo'naltiriladi. Bu usul bilan metallarda amorf qatlam xosil qilanadi.

* **Ionli implantastiya.** Kuchli energiyali ionlarni metallni yuzasiga joriy qilib amorf qatlam olinadi. Bu usul bilan korroziyaga chidamli qatlam xosil qilinadi. Bu usulning asosiy kamchiligi amorflangan qatlamni chuqur bo'lmasligi bo'lib, uning qalinligi 1-2 mkm dan oshmaydi.

* **Elektr chaqnashli razryad yodamida amorflashtirish.** Elektr chaqnash vaqtidagi energiya oqimi qisqa vaqtda (10^{-3} s) metall yuzasiga qarab jamlab yo'naltiriladi va shu yuzadan 3-5 mkm qalinlikda metallni eritadi. Metallning asosiy massasi bilan bo'lgan yaxshi issiqlik kontakti natijasida yuza qatlam 10^4 - 10^5 K/Ñ tezlik bilan sovuydi. Bu usul bilan amorf kukunlar olish mumkin.

§ 1.2 Bolsmanning kinetik tenglamasi va uni elektr o'tkazuvchanlik uchun yechimi.

Qator kinetik jarayonga doir savollarni ko'pi muvozanatsiz kilassik sistemalarni bir-biriga ta'sirlashmaydigan zarralarini o'rganishdir. Xaqiqatdan ham bunday holatda kinetic tenglama umumiy kinetik tenglamadan olinadi. Lekin biz tenglamani yechishni boshqa usulini taklif qilamiz. Bunda jarayonlarning fizik xususiyati yaqqol yoritib berilgan. Ta'sirlashmaydigan sistemani klassik funksiya taqsimoti, koordinata va tezlikni (impulsni) uzluksiz funksiya taqsimotidir. Keyinchalik hohlagan ta'sirlashmaydigan sistemani ideal gaz sistemasi sifatida qaraymiz.

Muvozanatsiz taqsimot funksiyasini yozamiz $f(v,r,t)$

bu yerda v - zarra tezligi, r -radius vektori, t -vaqt.

Umumiy zarralar soni N bo'yicha funksiyaning normallashtiramiz.

$$\int f(v,r,t) dvdr = N$$

bu yerda $dvdr$ - olti o'lchamli fazaviy koordinatani hajmiy elementiga tezlik va koordinata. Shunday qilib t -vaqtda $f(v,r,t)$ zarrani zichligi v va $v+dv$ oraliqda koordinatalari r va $r+dr$ intervalda yotadi. $f(v,r,t)dvdr$ – tenglamani ma'nosi t -vaqt maydonida $dr(dx dy dz)$ hajmdagi zarralar soni bo'lib r – nuqta atrofida v va $v+dv$

tezlikda xarakatlanadi. Misol uchun ko'rilyotgan gazimiz F kuch maydonida joylashgan bo'lib r - va t - ga bog'liq, lekin v - ga bog'liq emas, agar qandaydir zarra t va $t+dt$ vaqt maydonida $v+adt$ va $r+vdt$ qiymatga erishsa ($a=F/m$ – tashqi maydon tezlanish berishi), m -zarra massasi, unda taqsimot funksiyasi dt vaqtdan so'ng quyidagi ko'rinishga keladi $f(v+adt, r+vdt, t+dt)$. $f(v, r, t)$ -tenglamadan v -tezlik va r -radius vektorli zarralar tezligi t – momentda $f(v+adt, r+vdt, t+dt)$ $v+adt$ tezlikga ega.

Agar ta'sirlashuv parametrini inobatga olsak

$$f(v+adt, r+vdt, t+dt) = f(v, r, t) \quad (1.2.1)$$

unda zarralar tezligi vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi. Bu esa fazaviy xajmni invariantligi va Liuvilliya teoremasini isbotidir. Bu teoreмага asosan fazaviy koordinatadagi nuqta siqilmaydigan suyuqlik kabi xususiyatga ega bo'lib fazani to'ldirgan. Agar fazaviy suyuqlik siqilmasa va bir xil zichlikka ega bo'lsa unda xarakatlanish davomida zarralar soni o'zgarmay qoladi. Bizning holda olti o'lchamli fazaviy fazoda zarrani kooordinata va tezligi orqali zichlikni baholaymiz. Umuman olinganda $t+dt$ vaqt mobaynida zarra zichligi $r+vdt$ nuqta atrofida, t - vaqtdagi r -nuqta atrofidagi zarra zichligidan farqlanadi, ya'ni (1.2.1) tenglamadan farqlanadi. Bundan aytish mumkinki t va $t+dt$ vaqt mobaynida zarra qator to'qnashuvlarga uchraydi va shunda fazodagi egallagan joyi quyidagicha bo'ladi.

$$[f(v+adt, r+vdt, t+dt) - f(v, r, t)] dvdr = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{st} dt dvdr \quad (1.2.2)$$

bu yerda $\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{st} dt dvdr$, $dvdr$ – fazaviy fazoda t va $t+dt$ vaqt mobaynida zarralar sonini ko'payishi $\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{st}$ vaqt birligidagi taqsimot funksiyasini o'zgarishi to'qnashuv ta'sirida. (1.2.2)-tenglamani chap tomoni taqsimot funksiyani ko'payishi hisoblanadi va quyidagiga teng.

$$f(v+adt, r+vdt, t+dt) - f(v, r, t) = adt \frac{\partial f}{\partial v} + vdt \frac{\partial f}{\partial r} + dt \frac{\partial f}{\partial t} \quad (1.2.3)$$

(1.2.3) tenglamani (1.2.2) tenglamaga qo'yib dt bo'lsak (va $dvdr$) Bolsmanning kinetik tenglamasiga kelamiz.

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{F}{m} \frac{\partial f}{\partial t} + v \frac{\partial f}{\partial r} = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{st} \quad (1.2.4)$$

(1.2.4), kinetik tenglamani boshqacha ko'rinishga yozamiz.

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} &= grad_v f, \quad \frac{\partial f}{\partial r} = grad_r f \\ \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{F}{m} grad_v f + v grad_r f &= \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{st} \end{aligned} \quad (1.2.5)$$

(1.2.4 va 1.2.5) tenglamani skalyar ko'rinishda yozish mumkin, agar vektorlar komponentasi kiritilsa

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{F_x}{m} \frac{\partial f}{\partial v_x} + \frac{F_y}{m} \frac{\partial f}{\partial v_y} + \frac{F_z}{m} \frac{\partial f}{\partial v_z} + v_x \frac{\partial f}{\partial x} + v_y \frac{\partial f}{\partial y} + v_z \frac{\partial f}{\partial z} = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{st} \quad (1.2.6)$$

Bu funktsiyani koordinata va impuls ko'rinishda yozish mumkin, $f(p, r, t)$, $p=mv$, bunda Bolsmanning kinetik tenglamasi quyidagicha

$$\frac{\partial f}{\partial t} + F \frac{\partial f}{dp} + \frac{p}{m} \frac{\partial f}{\partial r} = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{st} \quad (1.2.7)$$

Bolsmanning kinetik tenglamasini fizik ma'nosi quyidagi sxematik o'zgarishdan yaqqol bilinadi bunda (1.2.4 va 1.2.5) tenglamani chap tomonini ikkinchisi

$$\begin{aligned} -\frac{\partial f}{\partial t}_{pot}, \quad -\frac{\partial f}{\partial t}_{dif}, \quad \text{natijada} \\ \frac{\partial f}{\partial t} = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{may} + \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{dif} + \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{st} \end{aligned} \quad (1.2.8)$$

Bundan yaqqol ko'riniyaptiki Bolsmanning kinetik tenglamasini asosiy ma'nosi quyidagich umumiy holda taqsimot funktsiyani o'zgarishi uchta tamoilga bog'liq: tashqi maydon, diffuziya, issiqlik to'qnashuvlarda. Diffuziya $-\frac{\partial f}{\partial t}_{dif} = -v grad_r f$ faqat bir jinsli bo'lmagan gazlar aralashmasida o'rinli. Agar gaz bir jinsli bo'lmasa, birinchi ikki had birgalikda tashqi kuchlarga aylanadi. Bunda quyidagiga ega bo'lamiz.

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{vn} + \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{st} \quad (1.2.9)$$

To'qnashuv integrali. Bolsmanning kinetik tenglamasini yechish uchun to'qnashuv integralini bilish lozim. $S = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{st}$. ko'pincha bu funktsiyani quyidagi

yaqinlashish orqali hisoblaydilar. Bunda siyraklashgan gazni molekulalari juft-juft to'qnashadi. Bunda idish devorlari va tashqi kuchni inobatga olmaydilar va zarra tezligi uning fazodagi koordinata joylashuviga bog'liq emas, bu molekulalar haosi bo'lib molekula tezligi va koordinata joylashuvi orasida mavjud emas.

$$S = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{st} = \int (f' f'_1 - f f_1) |v - v_1| \sigma(\Omega) d\Omega dv_1 \quad (1.2.10)$$

Bu yerda v - , v_1 – ikkita qaralayotgan zarrani to'qnashuvigacha tezligi, v' , v_1' – shu zarrani to'qnashuvdan keying tezligi. $f = f(v, r, t)$, $f_1 = f(v_1, r, t)$, $f' = f(v', r, t)$, $f'_1 = f(v'_1, r, t)$ taqsimot funksiya $\sigma(\Omega)$ solingan gaz zarralarini deferinsial effektiv kesimi. $d(\Omega)$ fazoviy burchak elementi. (1.2.10) tenglama ikki integral farqiga teng R , R' .

$$S = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{st} = R' - R,$$

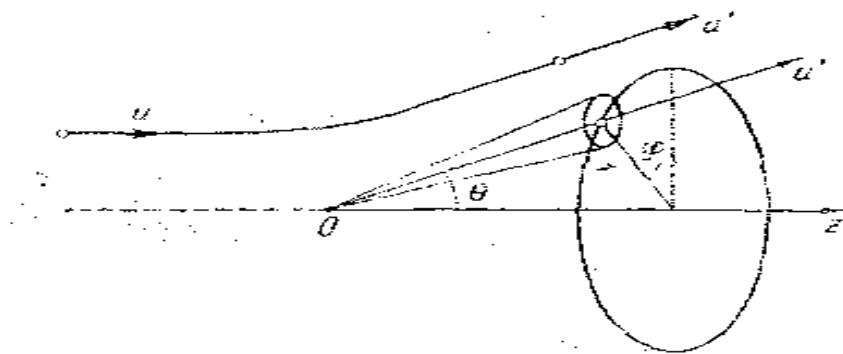
$$R' = \int f' f'_1 |v - v_1| \sigma(\Omega) d\Omega dv_1 \quad (1.2.11)$$

$$R = \int f f_1 |v - v_1| \sigma(\Omega) d\Omega dv_1 \quad (1.2.12)$$

Ikkinchi integral R pasayuvchi tezlik (vaqt birligida) taqsimot funksiyasi to'qnashuvdan so'ng $\{v, v_1\} \rightarrow \{v', v_1'\}$ vaqt o'tishi bilan taqsimot funksiyasi kamayadi, tezliklar esa v va v' dan v' , va v_1' o'zgaradi. Birinchi integral R' taqsimot funksiyani tezliklar oshishi integrali bo'lib $\{v', v_1'\} \rightarrow \{v, v_1\}$, taqsimot funksiyasi oshishi bilan taqsimot funksiyasi oshadi.

$$f_1 |v - v_1| \sigma(\Omega) d\Omega dv_1 \quad (1.2.13)$$

1 sekund vaqt ichida r -nuqta atrofida $\{v, v_1\} \rightarrow \{v', v_1'\}$ tezliklarda to'qnashuvlar sonini bildiradi. (1.2.13) – v_1 va $v_1 + dv_1$ tezliklar oralig'ida 1 sekund vaqt davomida $d\Omega$ fazoviy burchakda zarralar sonini bildiradi.



1.2.1-rasm. O. Fiksirlangan kuch markazida zarrachalarni sochilishi.

Xaqiqatdan ham $f_1|v-v_1|dv_1 - v_1$ va v_1+dv_1 tezliklarda 1 sekund vaqt ichida zarralar soni. (1.2.1-rasm) O kuch markaziga nisbatan zarralarni sochilishi $\sigma(\Omega)d\Omega$ -kattalikni fizik ma'nosi yuza birligiga teng geometrik ma'nosi (1.2.13) dan $A \sigma(\Omega)d\Omega$, bunda A – zarra oqimi ($A=f_1|v-v_1|dv_1$)- yuza birligiga nisbatan. $A \sigma(\Omega)d\Omega$ – 1 sekund vaqt ichida fazaviy burchakda zarralarni sochilishi bo'lib, umumiy sochilishni integrallab topamiz.

$$\sigma_{may} = \int \sigma(\Omega)d\Omega \quad (1.2.14)$$

Fazaviy burchak elementi Ω , $U=v_1-v$ va $U' = v'_1 + v'$ yo'nalishini toppish uchun kerak.(1.2.1-rasm). Agar zarralar orasidagi ta'sirlashuv potentsiali mavjud bo'lsa, diferensial kesimni hisoblash mumkin. Bunday hisoblashlar kvantomexanik usulda amalga oshiriladi. Biz $\sigma(\Omega)$ kattalikni berilgan gaz uchun qarab chiqamiz. Agar (20.4) tenglamani zarra zichligi taqsimot funksiyasi va tezlikga v ko'paytirsak v' tezlikdan to'qnashuvchi zarralar sonini topishimiz mumkin. Barcha v_1 tezliklarga nisbatan integrallasak uni to'qnashuvchi zarralarni umumiy soniga ega bo'lamiz R- taqsimot funksiyani pasayish tezligi. Xuddi shunday usulda R' qiymatlarini xisoblaydilar bunda tezlik kuchaytirilgan (ko'paytirilgan) taqsimot funksiyasiga $\{v', v'_1\} \rightarrow \{v, v_1\}$ bunday hollarda $\sigma'(\Omega) = \sigma(\Omega)$ unda impuls va energiyani saqlanish qonuni faqat $|v-v_1|=|v'-v'_1|$ da bajariladi.

Muvozanat xolat uchun Bolsmanning kinetik tenglamasi. Agar to'qnashuv integralini kinetik tenglamaga qo'ysak unda Bolsman kinetik tenglamasini umumiy ko'rinishga kelimiz..

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{F}{m} \frac{\partial f}{\partial v} + v \frac{\partial f}{\partial r} = \int (f' f'_1 - f f_1) |v - v_1| \sigma(\Omega) d\Omega dv_1 \quad (1.2.15)$$

Bolsmanni kinetik tenglamasi taqsimot funksiyasi uchun noxiziqli integral – diferensial tenglama hisoblanadi. Bu tenglama faqat juft to'qnashuvlar uchun xos bo'lib, zarrani erkin chopish masofasi to'qnashuv bo'ladigan oblast o'lchamidan ancha kata. Shuning uchun juda (nisbatan) zich gazlarda qo'llab bo'lmaydi.

a) Tashqi kuch maydonlari mavjud emas. Muvozanat holat uchun Bolsmanni kinetik (1.2.15) tenglamasi yechimini ko'rib chiqamiz. Agar tashqi kuch mavjud bo'lmasa unga taqsimot funksiyasi bir jinsli tasdiqlangan va r-vektorga bog'liq emas. Buni $f_0(v)$ orqali belgilaymiz. Bu esa (1.2.15) tenglamasi yechimi hisoblanadi, muvozanat hol uchun $\frac{\partial f}{\partial t} = 0$, tashqi kuchlar ta'sirisiz $F=0$, $\frac{\partial f}{\partial r} = 0$ va quyidagi integral tenglamani qanoatlantiradi.

$$\int [f_0(v') f_0(v'_1) - f_0(v) f_0(v_1)] |v - v_1| \sigma(\Omega) d\Omega dv_1 = 0 \quad (1.2.16)$$

Muvozanatli taqsimot funksiyasi integrali nolga tenglashadi $(\frac{\partial f_0}{\partial t})_{tuq} = 0$

(1.2.16) – integral tenglamani yechish uchun quyidagi chegaraviy shartlar bajarilishi lozim.

$$f_0(v') f_0(v'_1) - f_0(v) f_0(v_1) = 0 \quad (1.2.17)$$

Bu shart muhim kerakli hisoblanadi. Unda (1.2.17) tenglamadagi Maksvell taqsimot funksiyasi sochilishni effektiv kesimiga bo'g'liq bo'lmaydi. Boshqacha aytganda Maksvell taqsimoti aniq to'qnashuv turiga bog'liq emas, shuning uchun bu taqsimot universal hisoblanadi.

$$f_0(v) = n \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{m(v)^2}{2kT}} \quad (1.2.18)$$

b) Ideal gaz tashqi kuch maydon ta'sirida. Ideal gaz tashqi konservativ kuchlar maydonida va $U(r)$ funksiyasi bo'yicha ta'sirlashuv mavjud.

$$F = - \frac{\partial U(r)}{\partial r} \quad (1.2.19)$$

Agar statsionar holat mavjud bo'lsa (tashkil qilinsa) $\frac{\partial f}{\partial t} = 0$, unda Bolsmanni kinetik tenglamasi quyidagicha ko'rinishda bo'ladi.

$$\frac{F}{m} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} + \mathbf{v} \frac{\partial f}{\partial r} = \int (f' f_1' - f f_1) (\mathbf{v} - \mathbf{v}_1) \sigma(\Omega) d\Omega d\mathbf{v}_1 \quad (1.2.20)$$

(1.2.20) – tenglamani yechimi Maksvell- Bolsman tenglamasini muvozanatli taqsimoti hisoblanadi.

$$F(\mathbf{v}, r) = f_0(\mathbf{v}) e^{-\frac{U(r)}{kT}} \quad (1.2.21)$$

Bu yerda $f_0(r)$ – Maksvell taqsimoti , oxirgi ifodani (1.2.20) tenglamaning o'ng tomoniga qo'ysak , quyidagiga ega bo'lamiz.

$$S = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{stat} = e^{-\frac{2U(r)}{kT}} \int [f_0(\mathbf{v}') f_0(\mathbf{v}_1') - f_0(\mathbf{v}) f_0(\mathbf{v}_1)] |\mathbf{v} - \mathbf{v}_1| \sigma(\Omega) d\Omega d\mathbf{v}_1 = 0$$

Bundan ko'rinadiki Maksvell - Bolsmanni kinetik tenglamasi (taqsimoti) nolga tenglashadi. Funksiya $U(r)$ tezlikga $\mathbf{v}$ - bog'liq emas, Shuning uchun ideal gazning statsionar holati tashqi kuch maydonida muvozanatda bo'ladi. (1.2.21) tenglama nolga tenglashadi va kinetik tenglamani bir qismidir.

$$\frac{F}{m} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} + \mathbf{v} \frac{\partial f}{\partial r} = 0 \quad (1.2.22)$$

Buning uchun $\frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}}$ va $\frac{\partial F}{\partial r}$ hosilalarni olamiz.

$$\frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = e^{-\frac{U(r)}{kT}} \frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{v}} = -\frac{m\mathbf{v}}{kT} f_0 e^{-\frac{U(r)}{kT}} ;$$

$$\frac{\partial f}{\partial r} = -\frac{f_0}{kT} e^{-\frac{U(r)}{kT}} \frac{\partial U(r)}{\partial r} = \frac{f_0 F}{kT} e^{-\frac{U(r)}{kT}}$$

Hosil bo'lgan tenglamani (1.2.22) ga qo'yamiz va nolga tenglashadi. Bolsman-Maksvell taqsimotini boshqacha yozish mumkin.

$$f(\mathbf{v}, r) = n \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{m(\mathbf{v})^2 + 2U(r)}{2kT}} = n(r) \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{m(\mathbf{v})^2}{2kT}} \quad (1.2.23)$$

Bu yerda n -zarralarni $U(r) = 0$ bo'lgan joydagi zichligi, $n(r)$ – zarralarni potensial energiya $U(r)$ bo'lgan joydagi zichligi. Matematik hisoblashlar jarayonida ma'lum idishdagi ideal gaz molekulalari potensial $U(r)$ maydonda bo'lib, o'raning chegarasi idish devorlari hisoblanadi. Bunday jarayonda idish mavjud bo'lmasa unda Maksvell-Bolsman taqsimoti bo'lmas edi. Bu esa statsionar lekin

muvozanatsiz taqsimot funksiyasiga ega bo'lib Maksvell-Bolsman taqsimotidan farqlanadi. Bolsmanning kineti k energiyasiga taqsimot harakterli bo'lib, ideal gazning tashqi kuch maydonida va ta'sir maydoni mavjud bo'lmasa xam o'rinlidir. Oxirgi diferensial $(\frac{\partial f}{\partial t})_{dif}$ hadga bog'liq. Xolat muvozanatli va funksiya ham muvozanatlidir. Shundan so'ng tenglamadagi ikki had bir-biriga tenglashadi. Statsionar $\frac{\partial f}{\partial t} = 0$, $(\frac{\partial f}{\partial t})_{stat}$ (muvozanatli) tenglamadan quyidagini hosil qilamiz.

$$(\frac{\partial f}{\partial t})_{may} + (\frac{\partial f}{\partial t})_{dif} = 0$$

Maydon ta'sir diffusion prossesni muvozanatlaydi. Agar diffusion had bo'lmasa, unda maydon kuchlari statsionar, lekin muvozanatsiz ta'sirlashuv integrali noldan farqlanadi. Quyidagi shartni qanoatlantiradi.

$$\frac{\partial f}{\partial t} = 0, \quad \frac{\partial f}{\partial t}_{may} = -(\frac{\partial f}{\partial t})_{stat}$$

Aslida $(\frac{\partial f}{\partial t})_{stat} \neq 0$. Muvozanatli holatdan chetlashish tashqi kuch ta'sirida yuz beradi va har doim zarralar to'qnashuvida muvozanatlashadi. Shunga ko'ra to'qnashuv boshidagi nomuvozanatlik saqladi.

Nomuvozanatli holat uchun Bolsman kinetik tenglamasini umumiy ko'rinishi. Nolinchi yaqinlashish – biz ko'rilayotgan gazning holati muvozanatli holatdan kichik miqdorda chetlashgan istalgan nuqta atrofida taqsimot funksiyasi lokaldir va Maksvell taqsimoti vaqt o'tishi bilan zichlik va temperaturaga bog'liq holda o'zgaradi. Bunday gazda quyidagi yaqinlashish o'rinlidir.

$$f(v, r, t) \approx f_0(v, r, t) \quad (1.2.24)$$

$$f_0(v, r, t) = n \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{m(v)^2}{2kT}} \quad (1.2.25)$$

Bu yerda n- va T- , r- va t- ga bog'liq sust o'zgaruvchi funksiya , $(\frac{\partial f}{\partial t})_{stat} = 0$. Yaqinlashish nolinchi tartibi hisoblanadi. Nolinchi yaqinlashishda local zichlik va temperatura o'zgarsa unda erkin chopish masofasini o'rtacha qiymati kichik bo'lib hisobga olmasa ham bo'ladi.

Birinchi tartibli yaqinlashish. Endi Bolsman tenglamasini birinchi yaqinlashishda qanday o'zgarishini ko'rib chiqamiz.

$$f=f_0+g \quad (1.2.26)$$

Bu yerda $f=f(v,r,t)$, $g=g(v,r,t)$ va $f_0(v,r,t)$ hullas chiziqli muvozanatli Maksvell funksiyasidir(22.2).

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t_{stat}} &= \int (f'f'_1 - ff_1)|v - v_1| \sigma(\Omega) d\Omega dv_1 = \\ &= \int [(f'_0 + g')(f'_{01} + g'_{11}) - (f_0 + g)(f_{01} + g_{11})]|v - v_1| \sigma(\Omega) d\Omega dv_1 \end{aligned}$$

Bunda g kichik qiymatdir va kvadratni hisobga olmaymiz, unda kvadrat qavsdagilar quyidagicha bo'ladi,

$$(f'_0 f'_{01} - f_0 f_{01}) + f'_0 g'_{11} + f'_{01} g' - f_0 g_{11} - f_{01} g$$

(1.2.26)- tenglamadan qavsga olinsa qiymat nolga teng bo'lsa unda quyidagiga ega bo'lamiz

$$\frac{\partial f}{\partial t_{stat}} = \int (f'_0 g_{11} + f'_{01} g' - f'_0 g_{11} - f_{01} g)|v - v_1| \sigma(\Omega) d\Omega dv_1 \quad (1.2.27)$$

qavsdagi qiymatdan

$$-g(v,r,t) \int f_{01} |v - v_1| \sigma_{may} dv_1 = -\frac{g(v,r,t)}{\tau} \quad (1.2.28)$$

bu yerda $f_a=f_0(v,r,t)$ deb o'zgartirish kiritilsa

$$\frac{t}{\tau} = \int f_{01} |v - v_1| \sigma_{may} dv_1 \quad (1.2.29)$$

τ -gazlar uchun relaksatsiya vaqti. Umumiy holda τ - to'qnashish matritsasidan xisoblanadi.

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{stat} \approx -\frac{f-f_0}{\tau} \quad (1.2.30)$$

Bolsman kinetic tenglamasi (1.2.30) hisobga olgan holda quyidagiga teng.

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{F}{m} \frac{\partial f}{\partial v} + v \frac{\partial f}{\partial r} = -\frac{f-f_0}{\tau} \quad (1.2.31)$$

Agar sistemada tashqi kuch qo'yilgan bo'lsa va statsionar xolatga erishilsa $\frac{\partial f}{\partial t} = 0$, va sistema bir jinsli $\frac{\partial f}{\partial t} = 0$ va tashqi kuch olinsa ($F=0$). Unda sistema nomuvozanat holda bo'ladi. Vaqt o'tishi bilan taqsimot funksiyasi o'zgaradi. Bu

o'zgarishlar to sistema muvozanatga kelgunicha davom etadi, (1.2.31) tashqi maydon olinsa

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -\frac{f-f_0}{\tau} \quad (1.2.32)$$

unda bu yerda f_0 – muvozanatli taqsimot funksiyasi. (1.2.32)-ning yechimi

$$(f-f_0)_t = (f-f_0)_{t=0} e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (1.2.33)$$

Demak ta'sirlashmaydigan sistema uchun muvozanat protsessini hosil bo'lishi eksponensial qonunga bo'ysunadi. Chepman-Enskogo metodi – Bolsman kinetik tenglamasini ketma-ket yaqinlashish orqali umumiy yechimini beradi (1.2.34). Bunday metodni umumiy holdagi ko'rinishi haqida gapiramiz. Bolsman kinetik tenglamasini umumiy ko'rinishini quyidagicha yozamiz $L(f)=0$. Bu yerda yechimni cheksiz yaqinlashuvchi qator ko'rinishida izlaymiz.

$$f = f^{(0)} + f^{(1)} + f^{(2)} + \dots \quad (1.2.35)$$

L – operatorini bu qatorga ta'sirini k – hadlar uchun alohida ta'sirlashtirib faqat birinchi k – hadga ega.

$$L(f) = L(f^{(0)} + f^{(1)} + f^{(2)}) = L^{(0)}(f^{(0)}) + L^{(1)}(f^{(0)}, f^{(1)}) + L^{(2)}(f^{(0)}, f^{(1)}, f^{(2)}) + \dots \quad (1.2.36)$$

Bu qatorni summasi (yig'indisi) tenglamani yechimi hisoblanadi .

$$L^{(0)}(f^{(0)}) = 0 \quad (1.2.37)$$

$$L^{(1)}(f^{(0)}, f^{(1)}) = 0 \quad (1.2.38)$$

$$L^{(2)}(f^{(0)}, f^{(1)}, f^{(2)}) = 0 \quad (1.2.39)$$

Chepman-Enskogo metodini asosi $f^{(0)}, f^{(1)}, f^{(2)}, \dots$ funksiyalar (1.2.37), (1.2.38), (1.2.39) tenglamalardan topiladi, $f(0)+f(1)+f(2)+f(3)$ f -funksiya yaqinlashishi va xaqiqiysi.

Bunday yaqinlashishlardan so'ng qiymatni hisoblmiz va yechim Bolsmanni kinetik tenglamasini yechimidir.

$$L(f) = I(f f_1) + D f = 0 \quad (1.2.40)$$

Bu yerda $I(f f_1) = -\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{stat}$ D operator esa

$$D = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{F}{m} \frac{\partial}{\partial v} + v \frac{\partial}{\partial r} \quad (1.2.41)$$

(1.2.35) ni (1.2.40) ga qo'ysak

$$L(f) = \{(\sum f^{(r)})(\sum f_1^s)\} + D \sum f^{(r)} = 0 \quad (1.2.42)$$

Bu yerda $r=0,1,2,\dots$; $s=0,1,2,\dots$

Oxirgi ish (1.2.42)-hosil bo'lgan tenglamani (1.2.36) qatorga yoyish boshqacha aytganda (1.2.42)-formula k-xadni qator ko'rinishida bo'lsin. Bunda $L(f) = \sum L^{(R)}$ $L^{(R)}$ -qatorni R-xadi belgilanishi, shunga ko'ra Bolsmaning kinetik tenglamasi quyidagi ko'rinishga keladi.

$$L(f) = \sum_k [I^{(k)} + D^{(k)}] = 0 \quad (1.2.43)$$

R- hadli qatorning hadlaridan faqat birinchisigina qanoatlantiradi. (1.2.35), shunga ko'ra (1.2.42) tenglamaning $I^{(k)}$ va $P^{(k)}$ hadlari

$$I^{(k)} = I^{(k)}(f^{(0)}, f^{(1)}, \dots, f^{(k)}) = \\ I(f^{(0)} f_1^{(k)}) + I(f^{(1)} f_1^{(k-1)}) + \dots + I(f^{(k)} f_1^{(0)}) \quad (1.2.43)$$

$$D^{(k)} = D^{(k)}(f^{(0)}, f^{(1)}, \dots, f^{(k-1)}) = \\ = \frac{\partial f^{(k-1)}}{\partial t} + \frac{\partial f^{(k-2)}}{\partial t} + \dots + \frac{\partial f^{(1)}}{\partial t} + v \frac{\partial f^{(k-1)}}{\partial r} + \frac{F}{m} \cdot \frac{\partial f^{(k-1)}}{\partial v} \quad (1.2.44)$$

Oxirgi tenglamadan quyidagini inobatga olsak

$$D^{(0)} = 0, k > 0$$

Bolsmanni kinetik tenglamasini (1.2.36) ko'rinishga keltirdik va bu (1.2.36) formulani teskari yozishda kuzatish mumkin.

$$L(f) = \sum_k [I^{(k)} + D^{(k)}] = [I^{(0)} + D^{(0)}] + [I^{(1)} + D^{(1)}] + [I^{(2)} + D^{(2)}] + \dots = 0 \quad (1.2.45)$$

Bu yerda $I^{(0)}, P^{(0)}, I^{(1)}, P^{(1)}, I^{(2)}, P^{(2)}$ – (1.2.43) va (1.2.44) – lardan topiladi (1.2.45) tenglamani yechimi (1.2.36) –ning yechimidan farqlanadi. Agar (1.2.37), (1.2.38), (1.2.39) larni inobatga olsak quyidagiga ega bo'lamiz.

$$I^{(0)} + D^{(0)} = 0 \quad (1.2.46)$$

$$I^{(1)} + D^{(1)} = 0 \quad (1.2.47)$$

$$I^{(2)} + D^{(2)} = 0 \quad (1.2.48)$$

Elektronlar uchun Bolsmanning kinetik tenglamasi. Kichik zichlikdan elektronlar gazi klassik statistika qonunlariga bo'ysunadi, bunda g'alayonlanmagan gazlar uchun Bolsmanning kinetik tenglamasini qo'llash mumkin. (1.2.15) ammo g'alayonlangan elektronlar gazida kinetik tenglama boshqacha ko'rinishda bo'ladi. Lekin bu tenglamani ham ko'pincha Bolsmanning kinetik tenglamasi deyilar. (1.2.15)–Asosiy farqi ta'sirlashuv integralining ko'rinishida.

G'alayonlangan elektronlar gazi uchun to'qnashuv integrali quyidagicha

$$S = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{st} = \int \{f'(1-f) - f(1-f')\} Q(k, k') dk' \quad (1.2.49)$$

bu yerda v va v' – tezlik o'rniga k va k' to'lqin soni kiritilgan $f=f(k, r, t)$, $f'=f(k', r, t)$, $Q(k, k')$ – electron vaqt birligida to'qnashuv ta'sirida k dan k' holatga o'tish ehtimolligi kamayuvchi taqsimot funksiyasi $f(1-f')$ $Q(k, k')dk'$ – o'tishlar soniga teng.(vaqt birligida). Bu yerda f - k holatdagi elektronlar soni, $(1-f')$ – k' -holatdagi erkin joylar. Haqiqatdan $k \rightarrow k'$ o'tishda ehtimollik $f(1-f')$ ko'paytmasiga teng bo'lib vaqtni boshida k va k' – holatlar uchun. Bundan tashqari $Q(k, k')$ – hususiy o'tish ehtimolligiga ko'paytirish kerak. Ko'payuvchi taqsimot funksiyasi quyidagicha hisoblanadi. $f'(1-f) \times Q(k, k')dk'$

Detal muvozanat shartidan $k \rightarrow k'$ va $k' \rightarrow k$ bir hil bunda qiyinchiliksiz to'qnashuv integral farqini sezish mumkin.

$$S = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{st} = \int (f' - f) Q(k, k') dk' \quad (1.2.50)$$

Bunday to'qnashuv integrali (1.2.50) umumiy kinetik tenglamadagi to'qnashuv integralidan farq qilmaydi.

Bunda (1.2.50) tenglamadagi $Q(k, k')$ o'tish ehtimolligi ω_{ik} - o'tish ehtimolligidan farq qilmaydi.(1.2.49)-tenglamani hisobga olib Bolsmanning kinetik tenglamasiga kelimiz.(1.2.7)- $p = \hbar k$ almashtirishdan so'ng

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{F}{\hbar} \frac{\partial f}{\partial k} + v \frac{\partial f}{\partial t} = \int \{f'(1-f) - f(1-f')\} Q(k, k') dk' \quad (1.2.51)$$

Muvozanatli holatda bu tenglamani yechimi Fermi – Dirak taqsimotini beradi.

$$f_0 = \frac{1}{e^{\frac{\varepsilon - \varepsilon_f}{KT}} + 1} \quad (1.2.52)$$

Agar tashqi kuch bo'lmasa va gaz bir jinsli bo'lsa unda (1.2.52) – dagi ε – elektronni kinetik energiyasi hisoblanadi. Agar gaz kuch maydonida bo'lsa bunda gaz bir jinsli emas unda (1.2.52) dagi ε – elektronni umumiy kinetik va potensial energiyasi hisoblanadi. Nomuvozanat holat uchun qo'shimcha (1.2.30) yaqinlashishdan foydalanadilar.

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{st} = -\frac{f - f_0}{\tau} \quad (1.2.53)$$

Bunday yaqinlashishda ko'pgina yarimo'tkazgich va metallarni issiqlik o'tkazuvchanligi taqiq qilingan. Bunda metallar uchun f_0 – o'rniga Fermi-Dirak yarimo'tkazgichlarda Maksvell taqsimoti olinadi. Bundan tashqari molekula va elektronlardan tashqari kinetik tenglamani kristall panjaradagi fononlar uchun (poyerls tenglamasi) yozish mumkin. Barcha tenglamalar bir-birida to'qnashuv integrali bilan farqlanadi $S = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{st}$. Lekin ularning barchasi bir xil ko'rinishda bo'lib (1.2.53) yaqinlashuvini qo'llash mumkin. Bundan shuni aytish mumkinki Bolsmanni kinetik tenglamasi (1.2.31) universaldir. Bunday tenglama bilan fizik kinetik jarayonlarni o'rganish mumkin.

Bolsmanni kinetik tenglamasi va o'tkazish hodisasi. Agar sistema nomuvozanat holatda bo'lsa, ya'ni unda konsentratsiya, temperatura va potensial gradiyenti mavjud bo'lsa, unda qaytmas jarayon va sistema muvozanat holatga intilaadi va o'tadi. Bunday jarayon o'tkazish hodisasiga asosan kechadi. Demak o'tkazish hodisasi qaytmas jarayon bo'lib massa, energiya, harakat miqdori, zaryad, bir jinsli bo'lmagan sistemada molekulalarni haotik harakati tufayli ro'y beradi va bir-biriga qo'shilib aralashadi. O'tkazishni asosiy sababi bu sistemani muvozanat holiga kelishi.

Bu yerda U – elektr maydon potentsiali ($E = -\nabla U$), n – zarra konsentratsiyasi, e – zarra zaryadi, γ – moddani solishtirma o'tkazuvchanligi. Zarralar tezlik yo'nalishini quyidagicha topiladi.

$$V = \frac{\gamma}{ne} E = \mu E \quad (1.2.54)$$

Bu yerda γ - zarrani harakatlanish tezligi bo'lib maydon ta'sirida ($E=1\text{v/sm}$) harakatlanish deyiladi. Solishtirma o'tkazuvchanlik $\gamma=ne\mu$. Kinetik tenglamadan , diffuziya va issiqlik o'tkazuvchanlikni quyidagicha yozish mumkin.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\text{div } \mathbf{j} \quad (1.2.55)$$

Bu yerda $\rho=en$ – elektr zaryad zichligi, $\mathbf{j}$ - tok zichligi. (1.2.55)- tenglama uzluksizlik tenglamasidir va bir vaqtning o'zida elektr tok saqlanish qonunini bildiradi. Agar kichik hajm birligida elektr tok zichligi o'zgarsa, shunday joyda hajmni elektr zaryad zichligini o'zgarishiga teng.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \gamma \Delta U = -\gamma \nabla E = -\gamma \text{div } \mathbf{E} \quad (1.2.56)$$

(1.2.56)–tenglamasi analog sifatida diffuziya va issiqlik o'tkazuvchanliklarni bildiradi.

Enidi elektr maydonda joylashtirilgan sistemani zaryadlangan zarralar konsentratsiyasi gradiyentga o'zgarsa ko'ribchiqamiz. Zaryadlangan zarralar oqimi ikki qismdan iborat bo'lib, bular elektr o'tkazuvchanlik va diffuziya.

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_1 + \mathbf{j}_2 = -ne\mu \nabla U - D e \nabla n \quad (1.2.57)$$

Bu yerda $\mathbf{j}$ – zaryadlangan zarralarning summali oqimi, $\mathbf{j}_1 = e\mu n \nabla U$ - tok zichligi oqimi elektr o'tkazuvchanlik, $\mathbf{j}_2 = -De \nabla n$ – diffuziya oqimi zichligi (1.2.57),(1.2.55)-tenglamada qo'yib quyidagiga ega bo'lamiz.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \text{div } (\rho \mu \nabla U + D \nabla \rho) \quad (1.2.58)$$

Bu tenglama zaryad zichligini kinetik o'zgarishini baholaydi. Umumiy holda (1.2.58) ni quyidagicha yozish mumkin.

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \text{div } (a f + b \nabla f) \quad (1.2.59)$$

Bu yerda f – taqsimot funksiyasi bo'lib zarralar soniga normallashtirilgan , zarralar konsentratsiyasi n –tezlikga ega f (1.2.58)- tenglamadagi ρ ga teng, doimiy son a - bo'lsa $\mu \nabla U$, b -bo'lsa D ga to'g'ri proporsional (1.2.59)- tenglama yordamida hohlagan kinetic jarayonni yozish mumkin. Qavs ichidagi qiymatlarda

f-gradientga bog'liq bo'lmagan kattaliklar ham mavjud va f-ning o'ziga proporsionaldir. Statsionar holda $\frac{\partial f}{\partial t} = 0$, ya'ni qavs ichidagi kattaliklar doimiy songa tenglashishi lozim. Ideal gaz holatida tashqi kuch maydonida bunday taqsimot Bolsman taqsimotini beradi.(1.2.59)-tenglama Facker-Plank tenglamasidan farq qiladi.har bir aniq hol uchun a va b qiymatlarini topish mumkin.

Agar jismda noturg'un (muvozanatsiz) zaryad taqsimoti misol uchun tashqi elektr maydonida , agar tashqi maydon ta'siri olinsa ,sistema o'z-o'zidan zaryad zichligini muvozanatlanadi,teng taqsimlanadi. Ideal gazdagi kabi zaryadlangan zarrani elektr maydon ta'siridagi zaryad taqsimoti Bolsman taqsimotiga bo'ysunadi. Tashqi maydon olingandan so'ng sistema to muvozanat holatga erishmaguncha Maksvell-Bolsman taqsimoti bo'yicha davom etib keyinchalik faqat Maksvell taqsimotiga bo'ysunadi. Zaryadlangan zarralar oqimi konsentratsiyani tenglashtirish uchun intiladi,bunda ikki qismdan iborat(1.2.57)-tenglamada keltirilgan. Ammo endi elektr maydoni $E = -\nabla U$ tashqi emas balki sistemani nomuvozanatli zaryad taqsimotidir. Zaryadni o'zi hosil qilgan nomuvozanatli sistemani muvozanat holiga keltiradi.(manfiy va musbat) bo'lishi mumkin. Unda diffusion qismi (1.2.58) tenglamada inobatga ilmasa Gauss teoremasidan $\text{div} E = \frac{4\pi\rho}{\epsilon}$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{4\pi\gamma}{\epsilon} \rho \quad (1.2.60)$$

ϵ – moddani dielektrik singdiruvchanligi. Diffuziyani faqat zaryad zichligi gradeinti qiymati yuqori tartibga bo'lmasa inobatga olmaymiz. Bunday yaqinlashish (1.2.59) tenglamada ko'rish mumkin bunda birinchi konsentratsiya va konsentratsiya gradient turibdi.

(1.2.60)-tenglamani yechimi oddiy bo'lib quyidagiga teng.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} &= -\frac{4\pi\gamma}{\epsilon} \rho; \\ \partial \ln \rho &= -\frac{4\pi\gamma}{\epsilon} \partial t; \end{aligned}$$

$$\ln \rho = -\frac{4\pi\gamma}{\varepsilon} i + \ln C;$$

$$\rho = C e^{-\frac{4\pi\gamma}{\varepsilon} t}$$

Relaksatsion vaqti $t=0, \rho_0=C$,

$$\tau = \frac{\varepsilon}{4\pi\gamma} \quad (1.2.61)$$

$$\rho = \rho_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (1.2.62)$$

Demak sistemada zaryadni o'z-o'zidan qaytar muvozanat holatga qaytishi eksponensial xarakterga ega ekan. (1.2.60) va (1.2.62) tenglamalar umumiy harakterga ega bo'lib zaryadni teng taqsimlanishini modda ichiga harakterlaydi. (1.2.61) relaksatsiya vaqti asosan solishtirma o'tkazuvchanlik γ yordamida baxolanadi, chunki aynan shu kattalik moddaning tebiatiga, bog'liq. Dielektriklar uchun bu qiymat $10^{-10} \text{ om}^{-1} \text{ sm}^{-1}$ dan $10^{-18} \text{ om}^{-1} \text{ sm}^{-1}$ gacha kichik bo'ladi.

Dielektrik qutblanish. Dielektrik qutblanish ham o'tkazish hodisasiga mansub kichik qiymatli elektr maydonda qutblanish vektori (modda xajm birligidagi dipol momenti) elektr maydon kuchlanganligiga to'g'ri proporsional.

$$P = \kappa_d E = -\kappa_d \nabla U \quad (1.2.63)$$

P va E orasidagi κ_d – koefitsiyent (yoki P va $E = -\nabla U$) dielektrik qabul qiluvchanlik deyiladi. Bunda P – zarralar oqimi (ion, elektrn, dipolli molekula), agar tashqi maydonda bo'lsa ana shu maydon yo'nalishini oladi va qutblangan sistema buziladi.

Kinetik koefitsiyent va uni Bolsman tenglamasi yordamida xisoblab toppish. Moddalarni, diffuziya, elektr o'tkazuvchanlik, issiqlik o'tkazuvchanlik koefitsiyenti moddaning kinetik koefitsiyentlari deyiladi. Kinetik fizikaning asosiy vazifasi shu koefitsiyentlarni hisoblab topishdir. Diffuziya, issiqlik o'tkazuvchanlik, qovushqoqlik koefitsiyentlari ideal gaz kinetik nazariyasi orqali toppish mumkin, bunda o'rtacha erkin chopish masofasi yetarli. Misol uchun diffuziya va issiqlik o'tkazuvchanlik koefitsiyenti

$$D = \frac{1}{3} a \bar{v} \bar{l} \quad (1.2.64)$$

$$\kappa' = \frac{1}{3} a' \rho' \bar{v} \bar{l} C_V \quad (1.2.65)$$

Bu yerda $\bar{v}$ – gaz zarralarni o'rtacha tezligi, ρ' - gaz zichligi, C_V -xajm doimiy bo'lganda gazni issiqlik sig'imi. a va a' – doimiy ko'paytma sonlar relaksatsiya vaqti $\tau = \frac{L}{D}$

(1.2.64) formuladagi D va $\bar{v} = \frac{\ell}{t_{pr}}$ larni inobatga olgan holda, t_{pr} - erkin chopishning o'rtacha vaqti quyidagiga ega bo'lamiz.

$$\tau \sim t_{pr} \left(\frac{L}{\ell} \right)^2 \quad (1.2.66)$$

Bundan ko'rinib turibdiki oddiy bosimda agar erkin chopish masofasi idish o'lchamidan ancha kichik unda relaksatsiya vaqti o'rtacha chopish vaqtidan ancha katta va bunda diffuziya jarayoni sust kechadi (ro'y beradi). (1.2.64) va (1.2.65) diffuziya va issiqlik o'tkazuvchanlik uchun to'g'ri hisoblanadi, bu tenglamalarni ideal gazlarning elementar nazariyasidan keltirib chiqirilgan. Bunday nazariyaga asosan gaz atom va molekulalar sharlarga o'xshash bo'lib to'qnashuvlarni sharlarni to'qnashuviga asoslangan, aslida esa gazlar molekulalari to'qnashish bunday kechmaydi va murakkab fizik jarayon hisoblanadi, buning uchun maxsus taqsimot funksiyasini kiritish lozim. Keyinchalik hisoblashlar kinetik koeffitsiyentdagi a va a' – qiymatlarini (1.2.64) va (1.2.65) hisoblash yo'li bilan aniqlanadi.

Qator masalalar uchun Bolsmanni kinetik tenglamasini yozish mumkin (yaqinlashgan metodi).

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{F}{m} \frac{\partial f}{\partial v} + v \frac{\partial f}{\partial r} = - \frac{f - f_0}{\tau} \quad (1.2.67)$$

Bu tenglama solishtirma o'tkazuvchanlik ni relaksatsiya vaqtiga bog'langan. Statsionar holatlar uchun relaksatsiya vaqti (1.2.67) $\frac{\partial f}{\partial t} = 0$ va $F = eE$

$$\frac{eE}{m} \frac{\partial f}{\partial v} + v \frac{\partial f}{\partial r} = - \frac{f - f_0}{\tau} \quad (1.2.68)$$

Bunda kuchsiz maydon ta'sirida temperatura gradeintini qiymati kichik. Bu holatda tenglamani birinchi yaqinlashishdan foydalansak bo'ladi f ni $f=f_0+g$ deb hisoblab, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$f = f_0 - \tau \left(\frac{eE}{m} \frac{\partial f}{\partial v} + v \frac{\partial f}{\partial r} \right) \quad (1.2.69)$$

O'ngdan ikkinchi had qoshimcha bo'lib f dan f_0 farqlantiradi. Muvozanatli sistema holati η ga bog'liq $\eta = \eta(r)$, va $T=T(r)$.

Agar (1.2.69) tenglamada aynan qiymatlarni qo'ysak unda Maksvell-Bolsman va Fermi-Derak teqsimoti bo'yicha integrallashdan so'ng diffuziya koeffitsiyenti o'tkazuvchanlik va solishtirma o'tkazuvchanlikni hisoblash mumkin.

Solishtirma o'tkazuvchanlikni qanday hisoblanishini ko'rsatamiz. Misol uchun sistemani temperatura gradient mavjud emas va bunda sistemani f_0 -koeffitsiyenti koordinataga bog'liq emas. Unda (1.2.69) tenglamani quyidagicha yozish mumkin.

$$f = f_0 - \tau \frac{eE}{m} \frac{\partial f}{\partial v} \quad (1.2.70)$$

Soddalashtirish uchun f_0 dan v bo'yicha hosila olib

$$\frac{\partial f}{\partial v} = \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \cdot \frac{\partial \varepsilon}{\partial v} = mv \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}$$

$\varepsilon = \frac{m(v)^2}{2}$ bundan keyin formula quyidagicha bo'ladi:

$$f = f_0 - \tau eE v \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \quad (1.2.71)$$

Elektr tok zichligi quyidagicha

$$= \int evf dv = -\tau e^2 E \int (v)^2 \left(\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) dv \quad (1.2.72)$$

Haqiqatdan f -zarra zichligi (1.2.72) tezlik v bo'yicha birinchi integrali bo'lib (1.2.72) –tenglamadan $\int v f_0 dv = 0$ shart keltirib chiqarilgan. Muvozanatli taqsimot funksiyasiga Maksvell yoki Fermi –Dirak taqsimotini olgan, (1.2.73) tenglamadan $\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}$ hosilani olib itegralni hisoblab tok zichligini hisoblash mumkin, agar τ tezlik bilan bog'liqligini inobatga olmasak unda klassik va kvant taqsimotga o'rinli

$$\gamma = \frac{n e^2 \tau}{m} \quad (1.2.74)$$

Bu yerda η -zarracha zichligi.

§ 1.3 Amorf qotishmalar elektr qarshiligining Evans nazariyasi.

Oddiy suyuq metallarni elektr xususiyati Zeyman nazariyasi yordamida tushuhtiriladi va bunday nazariyani metal shishalardan ham qo'llash mumkin. Suyuq metallar uchun Zeyman nazariyasi uchga bo'linadi (turlanadi).

- 1) Tashuvchi elektronlar xususiyatini Bolsman tenglamasi orqali yozish mumkin.
- 2) Har bir ion tashuvchi elektronga lokal psevdopotensial maydoni orqali ta'sirlashadi.
- 3) Tashuvchi elektronlar deyarli erkin lekin ionlar bilan bog'langan umumiy effektlarda ionlarni lokal psevdopotensial maydonlari oddiy g'alayonlanish nazariyasiga ko'ra har bir ion hosil qiluvchi potensial maydon umumiy potentsiallar summasidan topiladi va bu atomlarni matritsa elementi orqali belgilanadi. Oddiy suyuq metallarda solishtirma elektr qarshilikni quyidagicha aniqlanadi (topiladi).

$$\rho = \frac{3\pi\Omega}{4q^2\hbar V_F^2 K_F^4} \int_0^{2K_F} a(K) |U(K)|^2 K^3 dK \quad (1.3.1)$$

bu yerda

Ω -atom hajmi

V_F – Fermi tezligi

K_F – Fermi radiusi

$a(K)$ – g'alayonlanishni ikki funktsiya orasidagi Fyurje almashtirishi,

$U(K)$ – psevdopotensial, $K=K_F'-K_F$

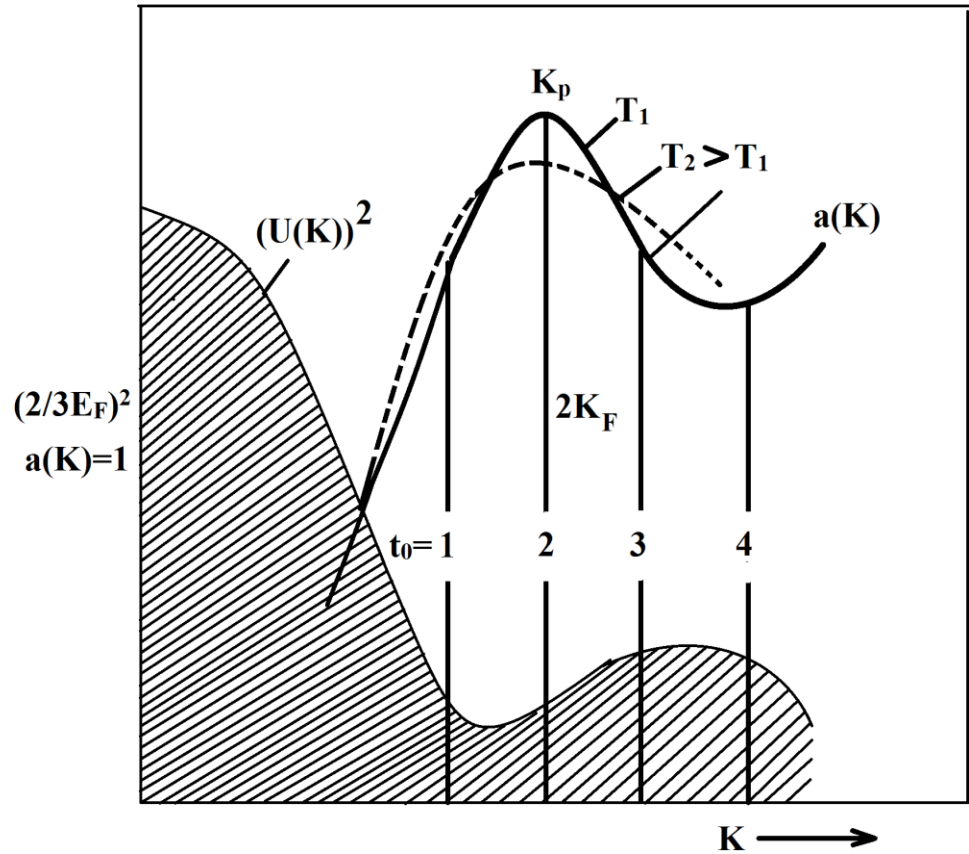
Zeyman nazariyasiga ko'ra suyuq metallar uchun solishtirma qarshilikni temperaturaga bog'liqligini o'rganishda tuzilish $a(K)$ koeffitsiyentini inobatga olish lozim. K_F – kattalik modulidagi erkin elektronlarni umumiy N – elektronga bog'liqligini ifodalaydi.

$$K_F = (3\pi^2 n)^{\frac{1}{3}} \quad (1.3.2)$$

1- Rasmda psevdopotensialni $|U(K)^2|$ va tuzilish koeffitsiyenti tasvirlangan. Bunday kattaliklar 1- tenglamada integral va difirensial ko'rinishda mavjud. Shtrixlangan joyda $a(K)$ psevdopotensial $|U(K)^2|$ kvadrati tasvirlandi (aks etilgan), $T_2 > T_1$ bo'lganda T_1 punktr chiziqda aks etilgan. Birinchi fotocho'qqi $a(K)$ temperature oshgani sari kengayadi. Vertikal chiziqlar $2K_F$ kattaligini ko'rsatadi va tyrli metallar uchun $2K_F$ chapdan birinchi ,ikki valentli uchun o'ngdan , valenti yuqori tartibli metallar uchun chekka o'ng tomonga yotadi. Agar $2K_F$ to'lqin soni K_p bilan mos tushsa unda fotopik cho'qqisini pasayishi tufayli temperature oshgani sari , qarshilik kamayadi. Manfiy temperaturalarda ikki valentli Zn,Cd metallarni solishtirma qarshilik koeffitsiyenti $2K_F$ va K_p larda mos tushadi. Binarqotishmalar uchun solishtirma qarshilik quyidagicha aniqlanadi.

$$\rho = \frac{3\pi\Omega}{4q^2\hbar V_F^2 K_F^4} \int_0^{2K_F} \{c_1 c_2 |U_1 - U_2|^2 + c_1^2 |U_1|^2 a_{11} + c_2^2 |U_2|^2 a_{22} + 2c_1 c_2 U_1 U_2 a_{12}\} K^3 dK \quad (1.3.3)$$

Bu yerda C_1 va C_2 1- va 2-konsentratsiyasi U_1 va U_2 psevdopotensiallar a_{11} , a_{22} , a_{12} qotishmalarni hususiy koeffitsiyentlari.



1.3.1-rasm. Agar o'rtacha struktura ko'effitsiyentini $a(K)$ quyidagicha belgilasak

$$\vec{a}(K) = \frac{c_1 U_1^2 a_{11} + 2c_1 c_2 U_1 U_2 a_{12} + c_2^2 U_2^2 a_{22}}{c_1 U_1^2 + 2c_1 c_2 U_1 U_2 + c_2^2 U_2^2} \quad (1.3.4)$$

Unda (3) tenglama quyidagicha bekgilanadi.

$$\rho = \rho' + \rho'' \quad (1.3.5)$$

$$\rho' = \frac{3\pi\Omega}{4q^2 \hbar V_F^2 K_F^4} \int_0^{2K_F} \{c_1 U_1^2 + c_2 U_2^2\} \vec{a}(K) K^3 dK$$

(1.3.5.a)

$$\rho'' = \frac{3\pi\Omega}{4q^2 \hbar V_F^2 K_F^4} \int_0^{2K_F} c_1 c_2 |U_1 - U_2| [1 - \vec{a}(K)] K^3 dK$$

(1.3.5.b)

Shuni ta'kidlash joizki a_{12} , a_{11} , a_{22} uchun o'rtacha qiymatdir, $K=K_p$ bo'lganda $a(K)$ asosiylikni hosil qiladi va suyuq metal uchun umumiy struktura ko'effitsiyentiga ega bo'ladi. Metallar sistemasida gibritlanish va rezonans effektlar d holat mavjudligi uchun uchraydi, shuning uchun (1) tenglamadagi

pseudopotensialni t- matritsaga almashtiramiz , bunda t – qalayni matritsasidir va u quyidagicha ifodalanadi.

$$t(K)=\frac{-2\pi\hbar^2}{m\sqrt{2mE_F}}\frac{1}{\Omega}\sum_{\ell}(2\ell+1)\sin\eta_{\ell}(E_F)\exp(\ell\eta t)Pt(\cos\theta) \quad (1.3.6)$$

$$\rho = \frac{3\pi\Omega}{4q^2\hbar V_F^2 K_F^4} \int_0^{2K_F} S(K)|t(K)|^2 K^3 dK \quad (1.3.7)$$

Bu yerda P_{ℓ} oddiy Lejandr polinomi , $n_{\ell}(E_F)$ faza siljishi bo'lib ion yadrosi va o'tkazuvchi elektronlar orasidagi sochilishdan hosil bo'ladi.(7)-tenglamani ixchamlir qilib quyidagicha yozish mumkin.

$$\rho = \frac{30\pi^2\hbar^3}{4q^2K_F^2E_F\Omega} \sin^2[\eta_2(E_F)]S(2K_F) \quad (1.3.8)$$

Bu yerda $\eta_2(E_F)$ faza siljishi ,L-to'lqin. Bu tenglamada ρ – temperaturali bog'lanishni $S(2K_F)$ bog'lanishiga taqqoslash mumkin. Qattiq jismlarda S(K) o'zgarishini ionlarni muvozanat holatidagi tebranishi orqali toppish mumkin. Bunday hisoblashda Debay – Uoller tenglamasidan foydalaniladi. Bu yerda $S_e(K)$ – muvozanat koefitsiyenti.

$$S(K)=1+(S_E(K)-1)e^{-2W(T)} \quad (1.3.9)$$

$$S_E(K)=\frac{1}{N}\sum_{i,j}e^{ik(r_i-r_j)} \quad (1.3.9a)$$

Bu yerda r_i - i-atomni muvozanat holati.N- umumiy atomlar soni. Bunday yaqinlashish yuqori ytemperaturalar uchun juda yaxshinnatija beradi (experimentni tasdiqlaydi). Endi solishtirma qarshilikni temperatura orqali quyidagich ifodalash mumkin.

$$\rho(T) = \frac{30\pi^2\hbar^3}{4q^2K_F^2E_F\Omega} \sin^2[\eta_2(E_F)] \times \{1 + [S(2K_F) - 1]e^{-[w(r)-w(0)]}\} \quad (1.3.10)$$

Debay yaqinlashish bilan Debay – Uoller koefitsiyentini quyidagicha yozish mumkin.

$$W(T) = \frac{3\hbar^2K^2T^2}{2MK_BT_D^3} \int_0^{\frac{T_D}{T}} \left(\frac{1}{e^z-1} + \frac{1}{2}\right)zdz \quad (1.3.11)$$

Bu yerda T_D – Debay temperaturasi , M – atomlar massasi , K_B - bolsman doimiysi. Temperaturani asimtotik W(T) bog'liqligi quyidagicha.

$$W(T)=W(0)+4W(0)\frac{1}{6}\pi^2\left(\frac{T}{T_D}\right)^2 \quad T \ll T_D \quad (1.3.12)$$

$$W(T)=W(0)+4W(0)\left(\frac{T}{T_D}\right). \quad T \geq T_D \quad (1.3.13)$$

Bu yerda $W(0)=\frac{3}{8}\frac{\hbar^2 K^2}{MK_B T_D}$ solishtirma qarshilikni temperaturali bog'liqligini quyidagicha ifodalash mumkin.

$$\alpha = \frac{1}{\rho_{RT}} \frac{\partial \rho}{\partial T} \approx \frac{2[1-S_E(2K_F)]}{S_E(2K_F)} \frac{\partial W}{\partial T} \quad (1.3.14)$$

Bu yerda ρ_{RT} - xona temperaturasiidagi solishtirma qarshilik. Agar $\frac{\partial W}{\partial T} > 0$, bo'lsa unda α - manfiy va $S_E(2K_F) > 1$ bo'lsa, unda teskari qiymatni oladi. Agar $2K_F, K_P$ – ga yaqin joylashsa, unda solishtirma qarshilik manfiy temperaturalarda suyuq kritallarga o'xshash bo'ladi. Agar α – qiymatni

$$T \geq T_D, S=\left(\frac{1}{\rho_{RT}}\right) \frac{\partial^2 \rho}{\partial T^2} \quad (1.3.14.a)$$

Unda $T \ll T_D$ holat uchun T_D quyidagiga teng.

$$T_D = \frac{\pi^2}{6} \frac{\alpha}{8} \quad (1.3.15)$$

$T < T_D$ – uchun Teylor qatoriga yoysak unda Debay – Uollar koefitsiyenti quyidagicha :

$$S(K)=S_E(K)-\frac{4\pi^3}{3}W(0)[S_E(K)-1]\left(\frac{T}{T_D}\right)^2 \quad (1.3.16)$$

Qoldiq solishtirma qarshilikni quyidagicha $\rho_0 = \rho(T=0)$ ifodalash mumkin.

$$\rho(T) = \rho_0 + C(\rho_N - \rho_0)T^2 \quad (1.3.17)$$

$$C=\frac{4\pi^3}{3}W(0)\frac{1}{T_D^2} \quad (1.3.17.a)$$

$$\rho_N = \frac{30\pi^2 \hbar^3}{4q^2 K_F^2 E_F \Omega} \sin^2[\eta_2(E_F)] \quad (1.3.17.b)$$

Bu yerda (17) – tenglama Mooi krrilatsiyasiga mos tushadi.

$$\alpha = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T} = \begin{cases} > 0, \text{ bo'lsa } \rho_0 < \rho_N \\ < 0, \text{ bo'lsa } \rho_0 > \rho_N \end{cases} \quad (1.3.18)$$

Ikki komponentali qotishma uchun t – matritsa (7)- tenglamaga ko'ra quyidagicha nisbatga ega.

$$|t(K)|^2 = c_1 |t_1|^2 S_{11}(K) + c_2 |t_2|^2 S_{22}(K) + (c_1 c_2)^{\frac{1}{2}} (t_1 t_2^* + t_1^* t_2) S_{12}(K) \quad (1.3.19)$$

Bu yerda t_i – atomning sochilish matritsasi, $C_1=x/100$ va $C_2=1-x/100$ atomlar konsentratsiyasi. S_{ij} – parsial koefitsiyenti. Oxirgi hadni tajribaviy usulda yoki qattiq sfera modeli asosida (zich joylashuvchi tartibda) xisoblab topish mumkin. Kiruvchi parametrlarni qo'ysak unda S_{ij} - tuzishli D_1 va D_2 – deamtrli atom uchun o'rtacha atomlar hajmi Ω ga teng. Tajriba orqali zichlikni topamiz. Umumiy joylashinuv koefitsiyenti quyidagicha:

$$f = \frac{\pi}{6\Omega} \frac{1}{100} (x D_1^3 + (100 - x) D_2^3) \quad (1.3.20)$$

Ko'p qotiahmalarda maksimal qiymati $F_{\max}=0.74$ kutilgan qiymatdan oshib ketadi. Atomlarni o'rtacha hajmi quyidagicha:

$$\Omega = \frac{1}{100} \frac{x M_1 + (100-x) M_2}{N_A d} \quad (1.3.21)$$

$M_{1,2}$ - atomlar og'irligi, d -material zichligi, N_A - avagadro soni. (2)-tenglamadagi o'tkazuvchan elektronlar zichligi quyidagiga $\frac{Z}{\Omega}$ ga teng.

$$Z = \frac{x}{100} Z_1 + \frac{100-x}{100} Z_2 \quad (1.3.22)$$

Bu yerda $Z_{1,2}$ - effektiv valentlik. Faza siljishini $\eta_2(E_F)$ Shredingerni radial tenglamasini yechish orqali hosil qilish mumkin. Qalay uchun $E_K = \hbar^2 K_r^2 / 2m$ amorf qotishmalar uchun d - to'liqli solishtirma o'tkazuvchanlikni faza siljishi $\eta_2(E_F)$ – amorfdan metal qotishma holatiga o'tish jarayonida xisoblanadi.

I Bob bo'yicha xulosa.

- Amorf qotishmalarning olinish usullari o'rganildi. Ushbu usullardan eng optimal usuli toblash usuli ekanligi ko'rsatildi.
- Elektr o'tkazuvchanlik uchun Bolsmaning kinetik tenglamasi taxlil etildi.

•Amorf qotishmalarning elektr qarshiligi Evans nazariyasi asosida tushuntirildi.

II BOB. O'LCHASH USULI VA QURILMASI.

§2.1 Metall va ular qotishmalarining solishtirma elektr qarshiligini yuqori temperaturalarda o'lchash qurilmasi.

Hozirgi vaqtda elektr qarshilikni o'lchash usullari fizikaviy jihatdan farqlanganligi kabi texnik va konstruksion jihatdan ham farqlanuvchi o'lchashning xilma-xil turlari mavjud. Ayniqsa ular orasida ikkita grupp bir – biridan farqlanib turadi. Bu usullar kontaktli va kontaktsiz usullardir. O'lchashning aniqligi bo'yicha ta'riflangan usullar quydagi tartibda joylashishi mumkin .

1. Kontaktli usul.

2. Kontaktsiz usul.

Kontakt usulida suyuq metallarning solishtirma elektr qarshiligini o'lchash.

Kontakt usulida suyuq metallarninigi solishtirma elektr qarshiligini o'lchash Om qonuniga bo'ysinadi . Suyuq metaldan yasalgan uzunligi L ko'ndalang kesim yuzasi S bo'lgan o'tkazgichning belgilangan kesimidagi elektr qarshiligi R_x o'lchanadi [3].

$$\rho = \frac{L}{S} = \frac{SR_x}{L} \quad (2.1.1)$$

Bu ifodadan metallarning solishtirma solishtirma elektr qarshiliginining ma'nosi kelib chiqadi .

O'zaro bog'lanishning ichki chiziqlariga ega bo'lgan o'lchanayotgan namunaning eng qulay formasi bu silindr hisoblanadi. Berilgan namunaning o'lchamlari yachaykaning yirik yuzali kanalining ma'lum uzunlikdagi o'zgarish bilan yoki simobning elektr qarshiligi bo'yicha o'zgaradi . O'tkazgichning va ayniqsa uning diametri o'lchamlarining yuqori aniqlikda bo'lishi kerak .

O'tkazgichning elektr qarshiligini aniqlash uchun elektr o'zgarishini o'lchovchi turli xil sxemalari hisoblanadi qo'llaniladi .

Shulardan eng soddalari vol'tmetr – ampermetr sxemalari hisoblanadi .

Jumladan vol'tmetr yordamida o'tkazgich uchlaridagi kuchlanish tushuvi ampermetr yordamida esa tok kuchi o'lchanadi. Om qonuning ifodasidan quydagi munosabat kelib chiqadi.

$$R_x = \frac{U_x}{I} \quad (2.1.2)$$

Bu usulning aniqligi ($\leq 1\%$) ga teng yoki kichik bo'lgan tipdagi asboblarda hisoblanadi. Juda aniq o'lchashlar o'tkazish uchun yana kompensatsion usul ham qo'llaniladi . Bu usul o'ziga etalon qarshiligini qo'shgan xolatda potentsiometr yordamida U etalondagi va U_x o'tkazgichdagi kuchlanish tushuvini o'lchaydi. Elctr qarshiligini hisoblash usuli quydagi formulada qo'llaniladi .

$$R_x = \frac{U_x R_e}{U_e} \quad (2.1.3)$$

Elektr qarshiligini aniqlash uchun yana oddiy Uitson ko'prigi yoki Tomsonning ikkalanma ko'pirigidan ham foydalanish mumkin. Bunday holda ($0.2 - 0.3 \%$) o'lchashlarni etarli darajada yuqori aniqligiga erishish mumkin. Ammo bunda o'tkazgichlarni kontakt hamda keltirilgan qarshiliklarni hisobga olish kerak. Kontaktlardagi kuchlanish tushuvini aniqlash uchun shlefovid ostsillografidan yoki o'zi yozar potentsiometrlardan foydalaniladi. Odatda o'lchashlar gal'vanik elementlar yoki akumulyatorlardagi o'zgarmas tokda o'tkaziladi. Eritmani o'lchashdagi to'g'ri yo'nalishdagi kabi teskari yo'nalishdagi tok elektrodleri kontaktida yuzaga keluvchi issiqlik elektr yurituvchi kuchi bog'langan xatoliklarni va solishtirma elektr o'tkazuvchanlikni hisoblash uchun potentsialni o'rtacha qiymati hisoblanadi. Elektr o'tkazuvchanlik potentsialini o'rtacha qiymatini hisoblashda. Eksperimental qiyinchiliklar qiyin eriydigan ximiyaviy aktiv metallarning elektr o'tkazuvchanligini o'lchashda tug'iladi. Ammo ko'p hollarda yuqori temperaturalarda tekshirish uchun kontakt metodi yuqori aniqlikda qo'llanishiga qaramasdan, balki ob'ektivlarning iflosligi va kontaktlarning

buzilishi oqibatida ba'zi bir qiyinchiliklar vujudga keladi. Kontakt usullari (0.25 – 2.0 %) yuqori aniqlik bilan farqlanadi. Ammo kontakt usulini suyuq (erigan) metallarni tekshirishga qo'llanishi ba'zi bir qiyinchiliklarni vujudga keltiradi.

§ 2.2. Aylanuvchi magnit maydoni usuli

Hozirgi vaqtda suyuq metallar va qotishmalarning ko'pchiligini solishtirma elektr qarshiligini kontaktsiz usul hisoblangan – «Aylanuvchi magnit maydon» usuli orqali topilgan bo'lib, bu usulni amalda qo'llashni o'rganib chiqamiz. Bu usulni mohiyati quydagilarda o'z aksini topdi. Namunaning elektr qarshiligi o'tkazgichda harakat qilayotgan o'tkazuvchi elektronlarga magnit maydon tomonidan ta'sir qiladigan kuch momentining ta'siri bilan aniqlanadi. Bu o'tkazuvchi jism (namuna) aylanuvchi magnit maydonida 3 yoki 6 g'altakli sistema ta'siri ostida bo'ladi, bu uning joylashishi rotor, ya'ni ingichka ipda harakatlanadigan tekshiriluvchi namuna bilan o'rin almashishiga ko'ra asinxron usulga o'xshaydi. Kontaktsiz usulning fizik mohiyati quydagicha [4,5,]:

Namuna elastikligi juda kichik bo'lgan ip bilan aylantiruvchi magnit maydonida joylashtirilgan. Magnit kuchlari namunada kesishadi va Fuko toklarini hosil qiladi. Fuko toklari kiritilgan namuna kesuvchi liniyalarning magnit kuchlari kattaligi namunaning elektr qarshiligiga bevosita bog'liq. Namunaning elektr maydoni hosil kiradigan fuko toklari asosiy magnit maydoniga qarama - qarshi yo'nalgan ichki magnit maydoni hosil qiladi. Hosil bo'lgan ichki va tashqi magnit maydonini o'zaro ta'siri natijasida namunaga aylantiruvchi moment ta'sir qiladi. Bu ta'sir namunada hosil bo'layotgan Fuko toklariga to'g'ri proportsionaldir, o'z navbatida Fuko toklarning qiymati esa namunaning elektr o'tkazuvchanligiga to'g'ri proportsional. Namunaga ta'sir qiluvchi moment osmaning burilish burchagi bo'yicha aniqlanadi. Agar namunaning balandligi va diametri silindir formasida bo'lsin, u holda M aylantiruvchi magniti quydagicha ifodalanadi:

$$M = \frac{2n}{15} = \frac{H^2 R^3 W}{c^2 \beta} \quad (2.2.1)$$

Namuna osilgan elastiklik ipining burchagi ma'lum bo'lsa, u holda solishtirma elektr qarshiligining hisoblab chiqilgan tenglamasi quydagicha:

$$\rho = \rho_{et} \left(\frac{V_{nam}}{V_{et}} \right)^{5/3} \left(\frac{\varphi_{et}}{\varphi_{nam}} \right) \quad (2.2.2)$$

bu yerda: ρ_{et} – etalonning solishtirma elektr qarshiligi,

V_{nam} , V_{et} – mos ravishda namuna va etalonning hajmlari,

φ_{nam} , φ_{et} – mos ravishda namuna va etalonning burilish burchaklari.

Tigel materiali bilan qotishmaning uzoq vaqt kontakt bo'lib turishi qotishma tarkibini o'zgarishiga olib keladi. Shuning uchun namunani o'lchashdan oldin va keyin analiz qilib ko'rish kerak.

Aylanuvchi magnit maydonning yutuqlaridan biri o'ta toza qimmatbaxo metallar bilan ishlaganda, ularning juda kam miqdorda ishlatilishidir.

Aylanuvchi magnit maydonini uch fazali toklar sistemasi yordamida hosil qilish qulayroq. M. O. Dolivo – Dobrovolskiy taklif qilganidek uch fazali aylanuvchi magnit maydoni hosil qiluvchi o'qlar bir-biriga nisbatan 120° burchak ostida joylashgan uchta bir xil g'altak kerak. Uch fazali toklar sistemasida iste'mol qiluvchi g'altaklar (2.1 - rasm) maydonida induktsiyaning oniy qiymati bo'ladi:

$$\begin{aligned} B_A &= B_0 \sin \omega t \\ B_B &= B_0 \sin \left(\omega t - \frac{2\pi}{3} \right) \\ B_C &= B_0 \sin \left(\omega t - \frac{4\pi}{3} \right) \end{aligned} \quad (2.2.3)$$

Bu magnit induktsiyalari maydoning umimiy qismida hosilaviy maydonning magnit induktsiyasini hosil qilib, vektorli qo'shiladi. Bu maydonni o'zaro ikkita perpendikulyar o'qlar tashkil qiluvchisi orqali aniqlash qulay. SHu maqsadda fazoda g'altaklar magnit maydonidan o'tuvchi X va Y o'qlarini o'tkazamiz. X o'qiga A g'altak yo'nalishini beramiz. X o'qi bo'yicha natijaviy magnit maydoni induktsiyasining tashkil etuvchisini aniqlaymiz. U uch induktsiyaning oniy qiymatlarining X o'qqa proektsiyasining algebraik yig'indisiga teng bo'ladi.

$$B_x = B_A \cos 0^\circ + B_B \cos 120^\circ + B_C \cos 240^\circ = B_A + B_B \left(-\frac{1}{2}\right) + B_C \left(-\frac{1}{2}\right) \quad (2.2.4)$$

Induksiyaning ifodasi ko'rinishini sinusoidal kattaliklar kabi qo'yib quyidagini hosil qilamiz:

$$\begin{aligned} B_x &= B_m \left[\sin \omega t - \left(\frac{1}{2}\right) \sin \left(\omega t - \frac{2\pi}{3}\right) - \left(\frac{1}{2}\right) \sin \left(\omega t - \frac{4\pi}{3}\right) \right] = \\ &= B_m \left[\sin \omega t + \left(\frac{1}{4}\right) \sin \omega t + \left(\frac{\sqrt{3}}{4}\right) \cos \omega t + \left(\frac{1}{4}\right) \sin \omega t - \left(\frac{\sqrt{3}}{4}\right) \cos \omega t \right] = \\ &= 1.5 B_m \sin \omega t \end{aligned} \quad (2.25)$$

Endi Y – o'qi bo'yicha natijaviy magnit maydon induktsiyasining proektsiyasini ko'rib chiqamiz:

$$B_y = B_A \sin 0^\circ + B_B \sin 120^\circ + B_C \sin 240^\circ = B_B \left(\frac{\sqrt{3}}{2}\right) + B_C \left(\frac{\sqrt{3}}{2}\right) \quad (2.2.6)$$

yoki induksiya qiymatini sinusoidal kattalik kabi ko'rinishga keltirgandan keyingi formula:

$$\begin{aligned} B_y &= B_m \left[-\left(\frac{\sqrt{3}}{2}\right) \sin(\omega t - (2\pi/3)) + \left(\frac{\sqrt{3}}{2}\right) \sin(\omega t - (4\pi/3)) \right] = \\ &= 1.5 B_m \cos(\omega t), \end{aligned} \quad (2.2.7)$$

Natijaviy magnit maydoni induktsiyasi esa:

$$B_{nat} = \sqrt{B_x^2 + B_y^2} = 1.5 B_m \sqrt{\sin^2 \omega t + \cos^2 \omega t} = 1.5 B_m, \quad (2.2.8)$$

ya'ni, natijaviy induksiyaning qiymati doimiy bo'lib qoladi. Y – o'qi hosil qilgan α burchak quyidagi shart bilan aniqlanadi:

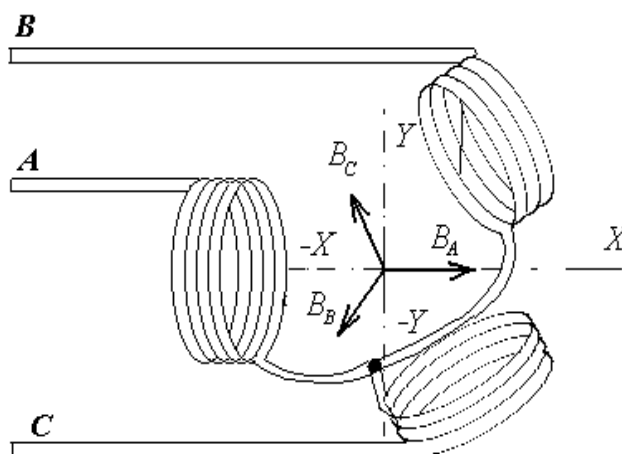
$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{B_x}{B_y} = \frac{\sin \omega t}{\cos \omega t} = \operatorname{tg} \omega t,$$

bundan,

$$\alpha = \omega t.$$

ekanligi kelib chiqadi. G'altaklar o'qlarining tekislikdagi magnit maydoni ω burchak tezlik bilan aylanadi, Y yo'nalishi bo'yicha g'altak o'qining qaysi biridan

maksimal qiymatga erishsa shu yo'nalish bilan to'g'ri keladi, ya'ni u g'latakni uch fazali toklar sistemasi bilan istemol qiluvchi fazalar ketma-ketligi yo'nalishida aylanadi.

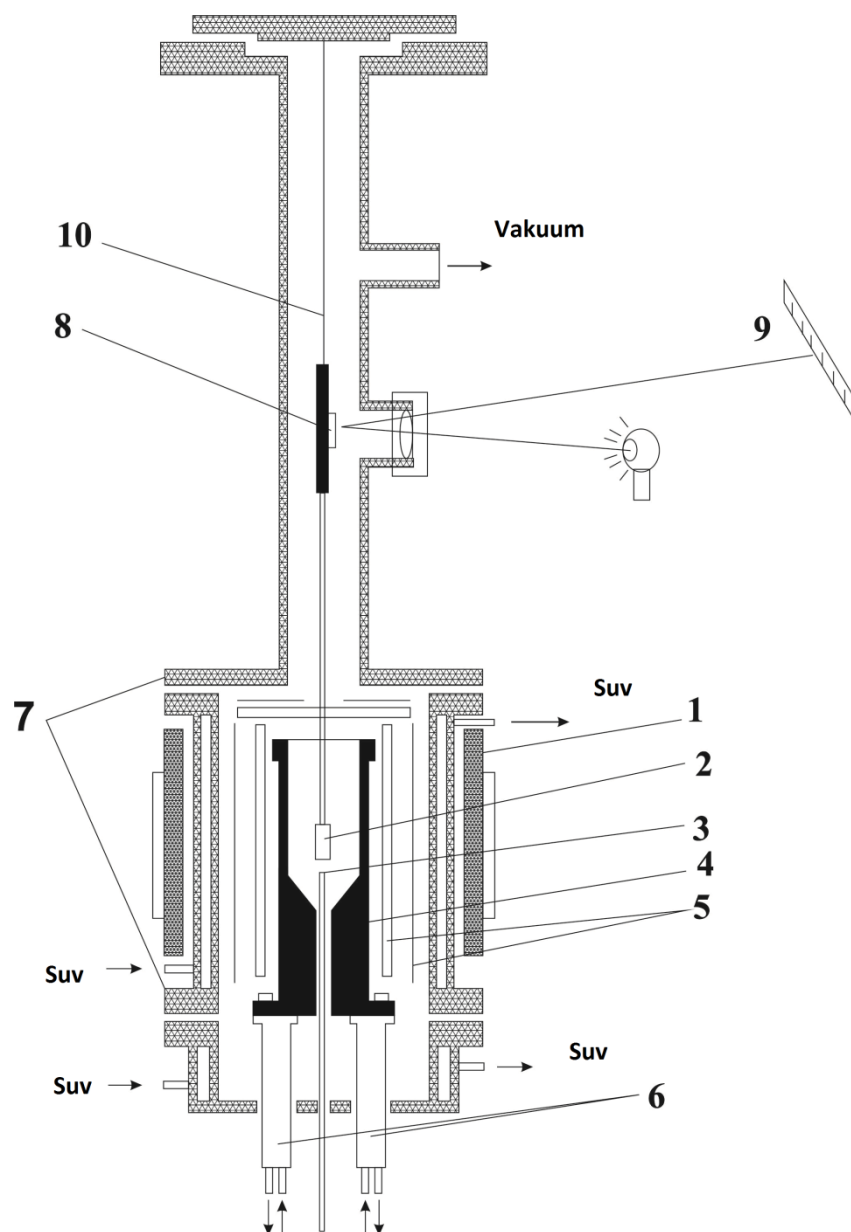


2.1 - Rasm. Uch fazali tok yordamida aylanuvch magnet maydoni hosil qilish cxemasi.

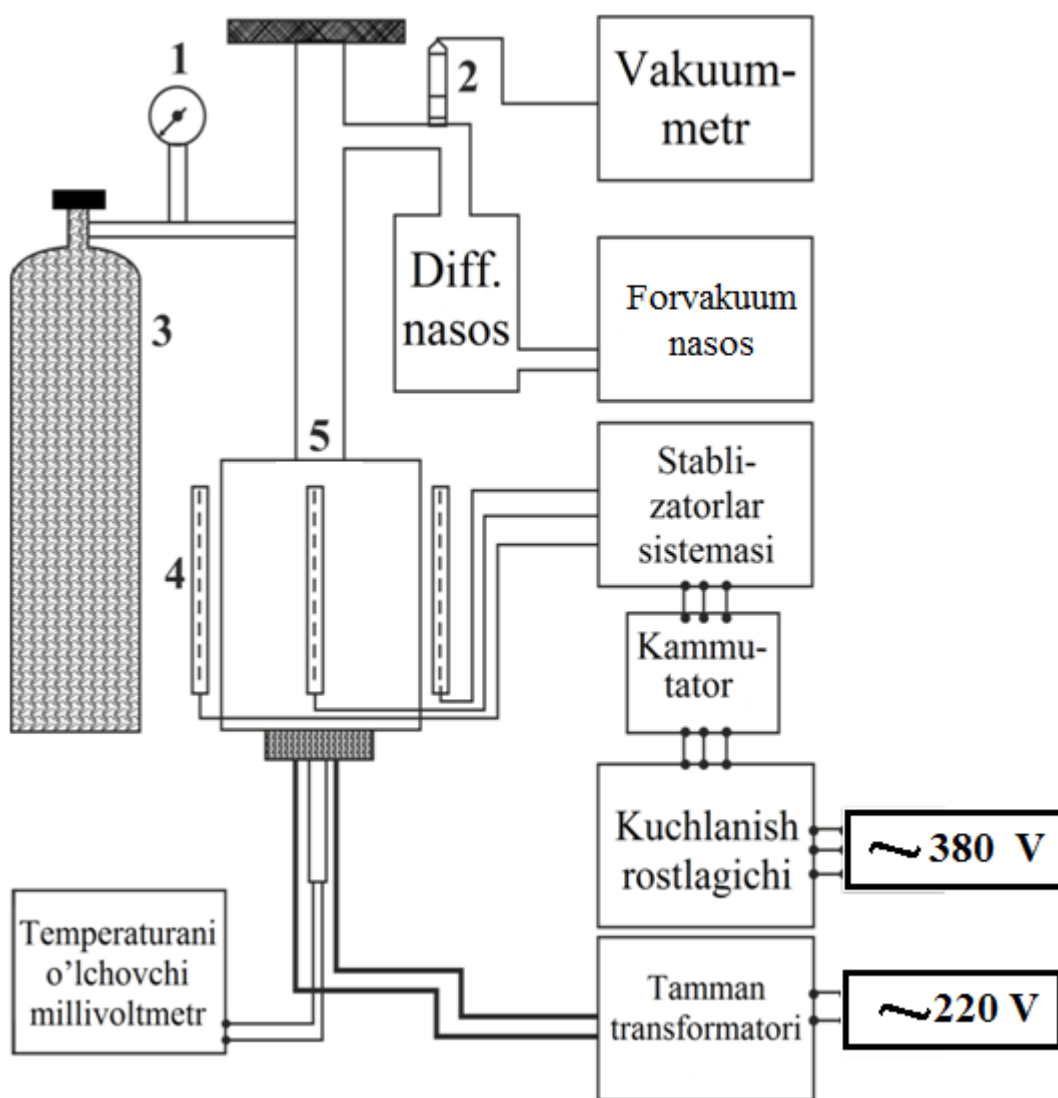
§ 2.3. AYLANUVCHI MAGNIT MAYDONI USULIGA ASOSLANGAN QURILMANING UMUMIY XARAKTERISTIKASI.

O'lchash qurilmasining umumiy ko'rinishi 2.2 - rasmda keltirilgan [8]. Aylanuvchi magnet maydoni stator yordamida hosil qilinadi. O'qlari 120° burchak ostida joylashgan uch juft cho'lg'amga ega bo'lgan stator uch fazali tok manbai bilan ta'minlanadi (1). Stator suv bilan sovutiluvchi magnet xususiyatiga ega bo'lmagan materialdan tayyorlangan korpus hajmi ichida magnet maydon hosil qiladi. O'lchash uchun namuna maxsus formadagi alund tigel' (2) ichiga joylashtiriladi. Namuna elastikligi juda kichik bo'lgan (10) volfram simga osilib, unga (8) oynacha mahkamlanadi. Namunada hosil bo'lgan magnet maydoni bilan tashqi magnet maydon ta'siri ostida namuna ma'lum burchakka og'adi, bu vaqtda yorug'lik nur shu'lasi (8) oynachadan qaytib (9) qayd qilish shkalasiga tushadi va shkala ko'rsatkichi yozib olinadi. Namunani qizdirish maxsus bifilyar konstruktsiyali grafit yoki molibden plastinkalardan tayyorlangan (4) isitish pechi yordamida o'tkaziladi. Isitgichning bunday konstruktsiyasida yasalishiga sabab, u

hosil qilgan magnit maydon statorning maydonidan juda kichik bo'ladi. Bu tajribaning asosiy shartlaridan biri hisoblanadi. Qurilmaning qulay tomoni shundan iboratki, bu qurilma orqali vakumda sharoitida ham tajriba olish mumkin.



2.2 - rasm. Solishtirma elektr qarshilikni o'lchash qurilmasining umumiy ko'rinishi [11,12].



2.3- rasm. Solishtirma elektr qarshilikni o'lchashda qo'llaniladigan va aylanuvch magnit maydoni usuliga asoslangan qurilmaning blok – cxemasi [14].

Vakumda ishlash yana quydagi qulayliklarga ega:

1. Namunaning oksidlanishdan saqlaydi .
2. Qurilma tebranishini susaytiradi .
3. Eritmaning qovushqoqligini aniqlashda qulaylik tug'diradi.
4. qattiq namunalar uchun tebranishning ozgina susayishi rezonans sababli qurilmaning sergakligini sezilarli oshiradi.

Temperatura rejimi Tammanning maxsus transformatori qurilmasi yordamida asta - sekin amalga oshiriladi. Bu transformatorning birinchi cho'lg'amiga

avtotransformator orqali kuchlanish beriladi. Transformatorning ikkinchi chulg'ami esa tokopodvod (6) orqali grafitdan yasalgan pechga ulanadi. Bunday ulanish chiqishlarda tokni bir necha yuz amper, ya'ni 150-450 A gacha miqdorda olishga imkon beradi. Stabil temperaturali maydon hosil qilish maqsadida keramik va molibdendan yasalgan ekranlardan foydalaniladi (5). Vol'fram–vol'framreniyli termoparasi orqali temperaturada o'lchanadi (3). O'lchashlar toza geliy atmosferasida o'tkaziladi, buning uchun sistema oldindan 10^{-4} mm.sm.ust gacha vakuumlashtiriladi. Namunaning solishtirma elektr qarshiligi quydagi formula orqali xisoblanadi.

$$\rho_{nam} = \rho_{et} \left(\frac{V_{nam}}{V_{et}} \right)^{5/3} \left(\frac{\varphi_{et}}{\varphi_{nam}} \right) \quad (2.3.1)$$

Solishtirma elektr qarshilikni yuqori temperaturalarda ($20^{\circ}\text{C} - 2000^{\circ}\text{C}$) o'lchash qurilmasining blok – sxemasi 2.3 – rasmda keltirilgan. Etalon sifatida biz molibden metalidan foydalandik, uning elektr qarshiligi yaxshi o'rganilgan.

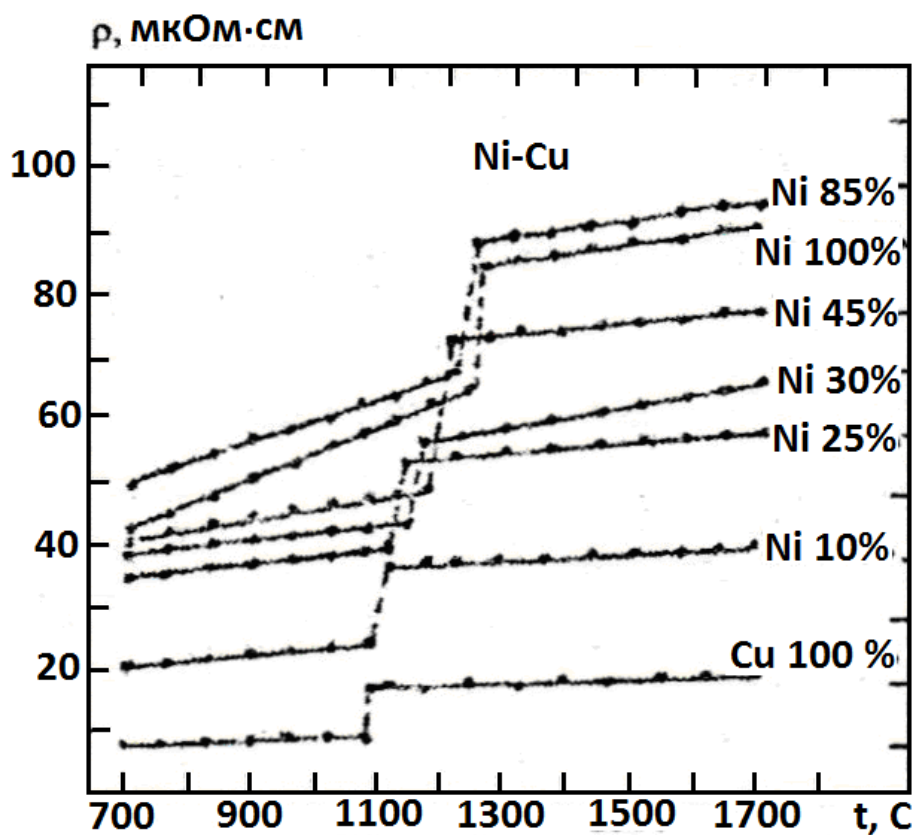
II Bob bo'yicha xulosa

- Metall va ularning qotishmalarining solishtirma elektr qarshilikni kontaktli va kontaktsiz usullari ko'rsatib o'tildi.
- Yuqori temperaturalarda ferromagnit amorf qotishmalar uchun hamda suyuq metallar uchun maqbul usul aylanuvchi magnit maydoniga asoslangan kontaktsiz usul ekanligi ko'rsatib o'tildi.

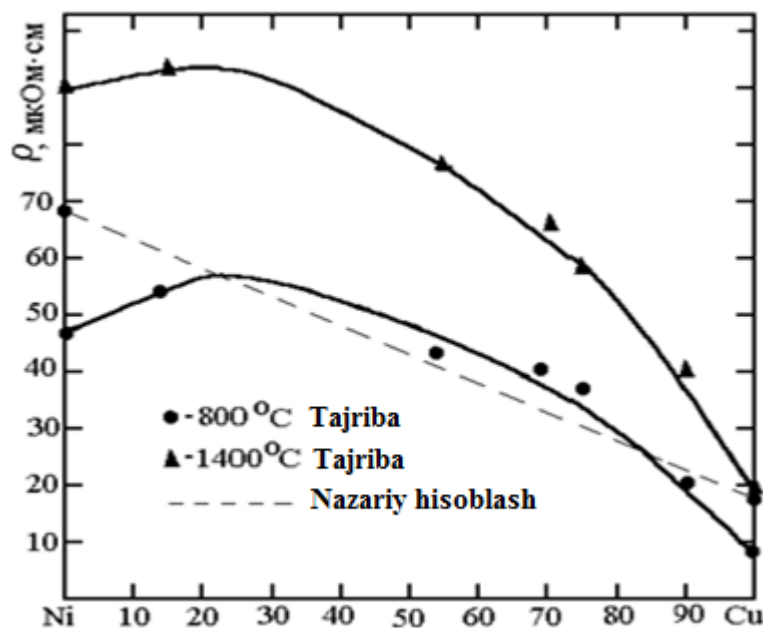
III BOB. TAJRIBA NATIJALARI VA ULARNING TAHLILI.

3.1 Ni – Cu sistemasi qotishmalarining qattiq va suyuq holatlardagi elektr xossalari

Namunalar uchun olingan tajribaviy natijalar 3.1.1.-rasmda ko'rsatilgan. Rasmdan ko'rinib turibdiki, o'rganilgan qotishmalarning elektr qarshiligi qattiq va suyuq xolatlarda temperatura oshishi bilan chiziqli ravishda oshib boradi va erish temperaturasida esa sakrab o'zgaradi. 3.1.1.-rasmda mis-nikel qotishmalarining solishtirma elektr qarshiligi ko'effitsiyentining konsentratsiyadan bog'liqligi ko'rsatilgan.



3.1.1-rasm. Ni-Cu qotishmalari sistemasi uchun solishtirma elektr qarshiligining qattiq va suyuq holatlarda temperaturadan bog'liqligi.



3.1.2-rasm.Ni-Co qotishmalari sistemasi uchun solishtirma elektr qarshiligining qattiq va suyuq holatlarda konsentratsiyadan bog'liqligi.

Solishtirma elektr qarshiligining nazariy jihatdan baholanishi Faber – Zayman – Evans modeli t-matritsali yaqinlashish asosida amalga oshirildi.

Xisoblash natijalari quyidagi formula yordamida amalga oshiriladi:

$$\rho = \frac{12\pi\Omega_0}{v_F^2} \int_0^1 \left(\frac{K}{K_F}\right)^2 \frac{dK}{K_F} |T|^2; \quad (3.1.1)$$

$$T^2 = a(K)|t(E_F, K)|^2, \quad t(E_F, K)=\Omega_0; \quad (3.1.2.)$$

Bu yerda Ω_0 -suyuqlik atom o'lchami, v_F -Fermi tezligi, K_F - elektronlarning to'lqin soni.

$|T^2|$ matritsa t- matritsali form-faktor bo'lib, ionlarning dinamik xususiyatidan bo'g'liq bo'lgan $a(K)$ strukturaviy faktorning birinchi yaqinlikdagi ko'paytmasi bilan aniqlanishi mumkin. t- matritsali form-faktor $|t(E_F, K)|^2$ elektron – ion o'zaro ta'sirni ko'rsatadi.

$\left(\frac{K}{K_F}\right)^3$ elektronlarni K_F – holatdan K'_F - holatga suyuqlikni (yacheyka tipidagi potensial (YTP)) ta'sirida quyidagi ifoda bilan aniqlanadi.

$$t(E_F, K) = -\frac{8\pi}{\Omega_0} (2E_F)^2 \sum_e (2l+1) \sin(h_e) \exp(ih_e) P_e(\cos\theta) \quad (3.1.3)$$

Binar qotishmalar uchun bu ifodaning formulirovkasi Evenson tomonidan ko'rsatilgan. U vaqtda $|T^2|$ quyidagi bo'glanishni beradi.

$$|T_{qotishma}|^2 = C_i |t_i|^2 [1 - C_i + C_i a_{ii}(K)] + C_j |t_j|^2 [1 - C_j + a_j a_{ij}(K)] + C_{ij} (t_i^* t_j + t_i t_j^*) [a_{ij}(K) - 1] \quad (3.1.4)$$

Bu yerda t_i - va t_j - lar qotishmadagi ikkala komponentaning matritsasi;

C_i va C_j -lar mos ravishda komponentalar konsentratsiyasi.

Yacheyka tipitagi potensial barcha suyuq metallar uchun Muxopodxoy va boshqalar usuli o'rinli. Buning uchun juft-juft tarqalgan $g(r)$ funksiyaning tajribaviy qiymati va German va Skilmanlarning atom funksiyasini bilish talab qilinadi.

Ko'rinib turibdiki Ni- Cu , La- Al , La – Cu qotishmalarning solishtirma elektr qarshiligining tajribaviy natijalari Faber – Zayman – Evans nazariyasi bo'yicha yaxshi tushuntirilgan.

§ 3.2. Fe, Co, Ni solishtirma elektr qarshiligini Faber–Zayman–Evans metodi bo'yicha hisoblash.

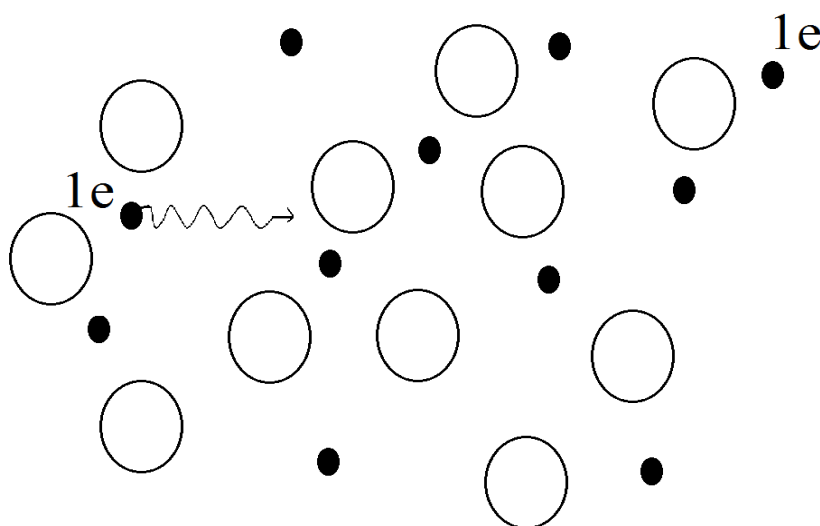
Elektr qarshilik nazariyasini suyuq metallar va metal oynalarda qo'llash uchun oddiy metallardan boshlash foydali bo'ladi , chunki bular nazariyaning barcha tomonlari uchun qulaydir. Undan keyin o'tkinchi elementlar va ularning d – qobiq bilan aloqadorligining o'ziga hos xususiyatlarini o'rganamiz.

Oddiy suyuq metallar. Endi navbatdagi modelni ko'rib chiqamiz. Asosan suyuq metallar tarkibi tartibsiz joylashgan ionlar va elektronlar o'tishidan iborat. (3.2.1.-rasm) Fazoda ionlarning joylashishi ham ta'sodifiy zich joylashgan. Ionlarning joylashishini yashikdagi tartibsiz joylashgan sharlarga o'xshatish mumkin. Ion strukturasini juft korrelyatsiya funksiyasi $g(r)$ yordamida ko'rsatish mumkin. Bu funksiyaning ko'rinishi bizga yaxshi ma'lumki , kichik oraliq uchun nolga (atom yadrolarini qoplab olmaydi) va kata oraliq uchun birga teng. Bu oraliqlar uchun maksimum va minimumlarning joylashishi bir qator muhim ahamiyatga egaligi ko'rsatilgan. $g(r)$ ni aniqlash uchun ikkita ionlarning bir-biridan

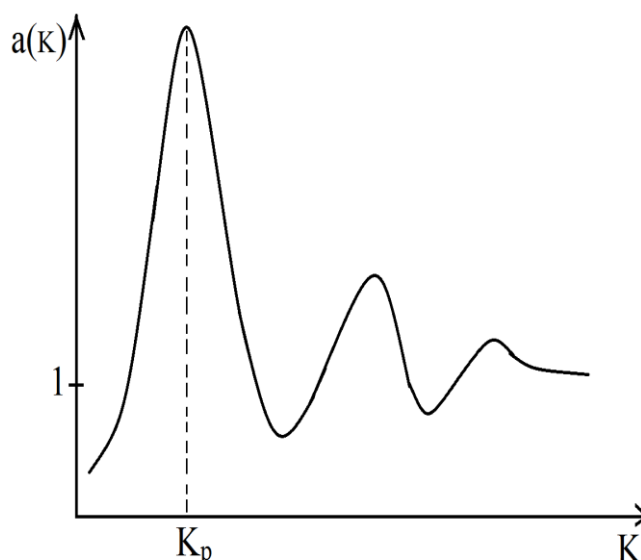
r - masofada bo'lishi ehtimoliyati zichligini bilish kerak. Juft korrelyatsiya funksiyasini tajriba natijalari hamda rentgen nurlari difraksiyasi yoki neytron difraksiyasi orqali aniqlash mumkin.

Nurning suyuqlikdagi sochilish intensivligi struktura faktori yoki intensifension funksiya $a(k)$ dan bog'liq bo'ladi. Struktura faktorini aniqlashda Furje almashtirishidagi juft korrelyatsiyasidan foydalaniladi. Tipik misol sifatida 3.2.1-rasmni ko'rsatishimiz mumkin. Bu rasmdagi tipik misolda ko'rsatilgan struktura faktorining o'zgarishini bir birlikga keltiramiz. Asosiy maksimum suyuq metallning k – fazosidagi bir – biriga yaqin joylashgan ion orasidagi masofaga to'g'ri keladi.

Taqsimot funksiyalari $g(r)$ va $a(k)$ ni statistik mexanika va EHM hisoblashlari metodlari yordamida topamiz. Faaraz qilamiz, elektron o'tkazuvchanlik Fermining siferik sirti bo'ylab ajralmagan gaz holatga joylashgan bo'lsin.



3.2.1.–rasm. Oddiy suyuq metal modeli. (Natriy misolida)



3.2.2.–rasm. Struktura faktorining sxematik koʻrinishi.

Bu oddiy “erkin elektronlar modelini” Xoll kayfitsiyentini oʻlchash yoʻli bilan tyekshirish mumkin, qaysikim oddiy suyuq metallar uchun quyidagi tenglama koʻrinishida tasvirlansa.

$$R_H = -\frac{1}{ne} = -\frac{A}{eLn_aD} \quad (3.2.1)$$

Bu yerda:

n, e – zichlik va elektron zaryadi;

A – atom masasi;

L – avagadro soni;

D – metallning zichligi

Faraz qilamiz , n_a atomdagi erkin elektronlar soni valent elektronlar soniga teng. Masalan , hatriy (Na) bam is (Cu) da bittadan electron oʻtkazuvchanlik , rux (Zn) va simob (Hg) da ikkitadan ,aluminium (Al) va galiy (Ga) da uchtdan hamda qalay (Sn), germaniy (Ge) va kremniy (Si) da toʻrttdan elektron oʻtkazuvchanlik joylashtiriladi.Fermi sferasining deametri quyidagi ifoda orqali aniqlanadi

$$2K_F = 2(3\pi^2 n)^{\frac{1}{3}} = 2\left(\frac{3\pi^2}{eR_H}\right)^{\frac{1}{3}} \quad (3.2.2.)$$

va Xoll doimiysini oʻlchash bilan qandaydir koʻrinishni toppish mumkin boʻladi. Koʻpgina fizik hosalarni, shu bilan birga elektr qarshilik hamda elektr oʻtkazuvchanlikning ionlar bilan oʻzaro taʼsirlashuvini tushuntirish mumkin.

Suyuq metallar elektr qarshiligi [4] psevdopotensiallar nazariyasi yordami bilan hisoblanadi. Elektronning metal ionlaridagi joylashishini kuchsiz tasodifiy sochilgan tekis to'liqlarga qiyoslash mumkin. Bundan olgan haqiqiy electron – ion potensiali psevdopotensial bilan almashtiriladi. Standard metodlarni Bolsman tenglamasidan o'tkazuvchanlik tenglamasi uchun olish mumkin.

$$\sigma = \left(\frac{ne^2}{m} \right) \tau = \frac{1}{3e^2 v_f^2 \tau N(E_f)} \quad (3.2.3)$$

Elektronning relaksatsiya vaqti, $d\Omega'$ fazoviy burchakka θ burchak ostidagi sochilish ehtimoliyati uchun quyidagi formula bo'yicha hisoblanadi:

$$\frac{1}{\tau} = \int (1 - \cos\theta) Q(\theta) d\Omega \quad (3.2.4)$$

Sochilish ehtimoliyati $Q(\theta)$ Born yaqinlashishda matritsa elementiga proporsional.

$|\langle \vec{K} | V_{tot} | \vec{K}' \rangle|$ bu yerda $|\vec{K}| = |\vec{K}'| = K_F$ ga teng. Bu matritsa elementi uchun istelgan har qanday nuqtada potensialni baholash mumkinki, R_j nuqtada joylashgan o'zaro ta'sirlashuvchi ionlar bilan superpozitsiya potensiali ko'rinishida tasvirlash mumkin bo'ladi.

$$V_{tot}(\vec{r}) = \sum_j V(\vec{r} - \vec{R}_j) \quad (3.2.5)$$

Rentgae nurlar difraksiyasi va suyuqlikdagi neytronlardan matritsa elementi uchun standart hisoblashlarning ifodasini keltirish mumkin.

$$\begin{aligned} \vec{K} | V_{tot} | \vec{K}' \rangle &= \frac{1}{\Omega} \int V_{tot}(\vec{r}) \exp[j(\vec{K} - \vec{K}')\vec{r}] d^3r = \frac{1}{\Omega} \int \sum_j V(\vec{r} - \vec{R}_j) \exp[j(\vec{K} - \vec{K}')\vec{r}] d^3r \\ &= V(\vec{k}) \frac{1}{N} \sum_j \exp(\vec{K} \vec{R}_j) \end{aligned} \quad (3.2.6)$$

Bu yerda $K = \vec{K} - \vec{K}'$ almashtirish olinadi. Bu ifodani olishda suyuq metal ionlar ansambli bo'yicha o'rta va kvadratlarda qabul qilamiz.

$$|\langle \vec{K} | V_{tot}(\vec{r}) | \vec{K}' \rangle|^2 = N^{-1} |V(K)|^2 a(k) \quad (3.2.7)$$

Bu yerda $V(K)$ – Furiye almashtirishidagi alohida ionning potensiali (berilgan ta'sodifiy psevdopotensialdagi), $a(k)$ struktura faktori yoki interfirersion funksiya bo'lib, u quyidagiga teng.

$$a(k) = N^{-1} \langle |\sum_j \exp(i\vec{K}R_j)|^2 \rangle_{av} \quad (3.2.8)$$

Navbatdagi formulada qarshilikning asosiy turi uchun quyidagi tenglamadan foydalanish mumkin.

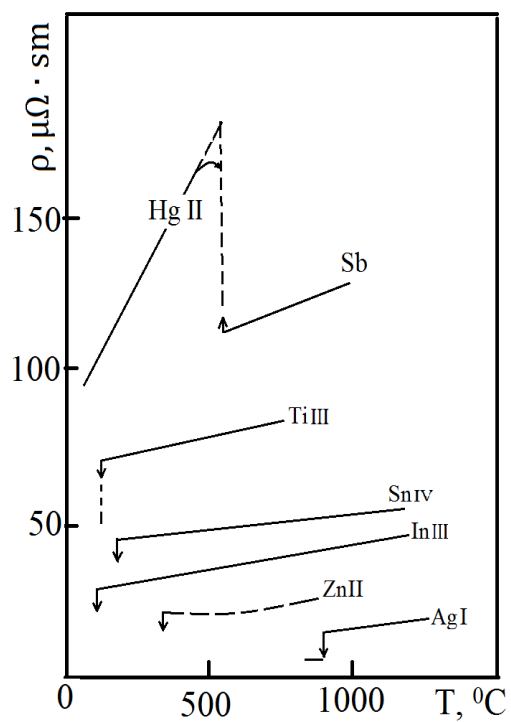
$$\rho = c(K_F) \int_0^{2K_F} a(K) V(K) |V(K)|^2 K^3 dK \quad (3.2.9)$$

Shunday holatda belgilash mumkin bo'ladiki, elektr qarshilikda alohida ionning psevdopotensialiga boshqa ionning juft korrelyatsiya funksiyasi orqali tasvir etish ifodasini olish mumkin. Elektr qarshilikni hisoblash uchun struktura faktori $a(K)$, psevdopotensial $V(K)$ va $2K_F$ larni bilish lozim. Bir qancha hisoblashlar ruhsat etilgan eksperimental kuzatishlarda elektr qarshilik $2K_F$ ning oshishi bilan tushuntiriladi. (3.2.3-rasm). Elektr qarshilik kumush (Ag) dan ruh (Zn) gacha oshadi va elektr o'tkazuvchanlik miqdori mos ravishda kattalashib boradi. Elektr qarshilikning manfiy temperatura koeffitsiyentini tushuntirishda asosan oliy nazariya bilan aytib berish maqsadga muvofiq bo'ladi. Klassik misollarda (3.2.3-rasmga qarang) birgina rux (Zn) ko'rinishida bu effekt kuzatiladi va oddiy metallar: bariy (Ba), yevropiy (Eu) va itterbiy (Yb) ga kuzatilmaydi.[5].

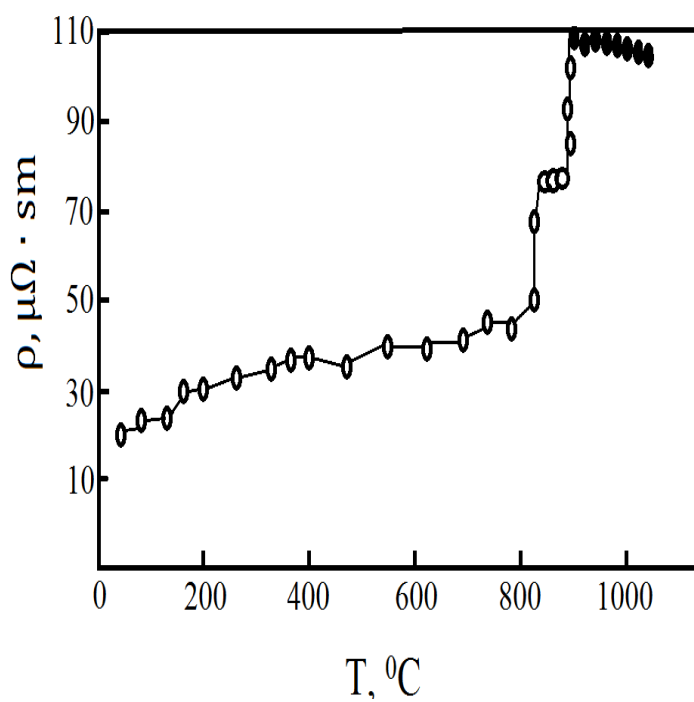
3.2.4- rasmda itterbiy (Yb) ning elektr qarshiligining temperaturaga bog'liqligi tesvirlangan. Qattiq holatda elektr qarshilik temperaturaning oshishi bilan oshadi, suyuq holatga kamayadi. Birinchi yaqinlashishda shuni autish mumkinki, ikki valentli metallar uchun bu hodisa harakterli bo'ladi, ayniqsa boshlang'ich vaziyatdagi $a(K)$ funksiyaning asosiy maksimumini bilganimizda, qaysikim shunday bir shart bajarilsa $K_p \sim 2K_F$, bu yerda K_p – to'lqin soni (3.2.2-rasmga qarang).

3.2.5- rasmda interfirension funksiyasi $a(K)$ ning temperaturaga bog'liqligi ko'rsatilgan. Temperaturaning oshishi bilan asosiy maksimumnin qisqarishi amplitudaning pasayishi bo'yicha ionlar darajasini shartli ravishda umumiy issiqlikning pasayishi bilan yaxshilaydi. (3.2.9)–tenglamada K^3 ko'paytuvchi ko'pgina domenlar $2K_F$ ga yaqin joyda K ni ta'minlaydi, natijada qarshilik kamayadi, shunday qilib ($2K_F$) tushadi. Mono va uch valentli metallar uchun,

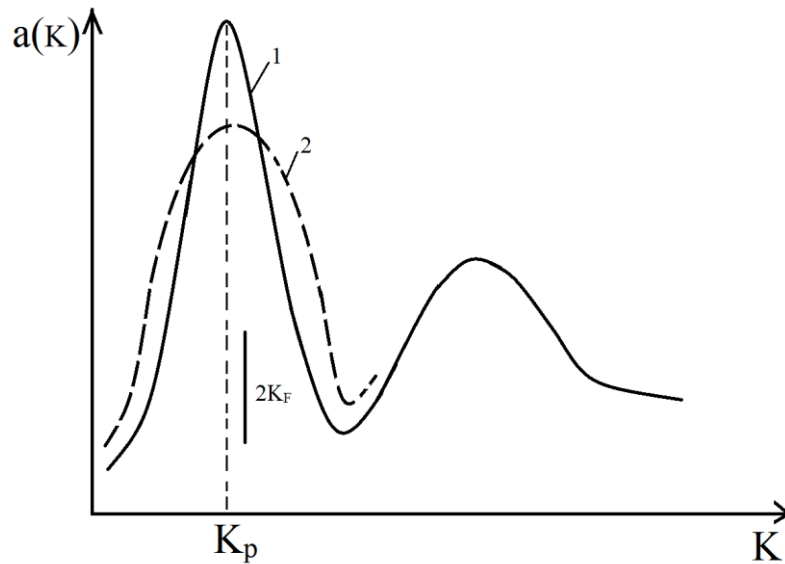
hisoblashlarning ko'rsatishicha temperaturaning o'sishi bilan qarshilik o'sa borishi kerak.



3.2.3.-rasm. Oddiy suyuq metallarning solishtirma elektr qarshiligi.



3.2.4.-rasm. Itterbiyning solishtirma elektr qarshiligi.



3.2.5 - rasm. Interfiringion funksiya $a(K)$ ning past (1) va yuqori (2) temperaturalarda ko'rinishi.

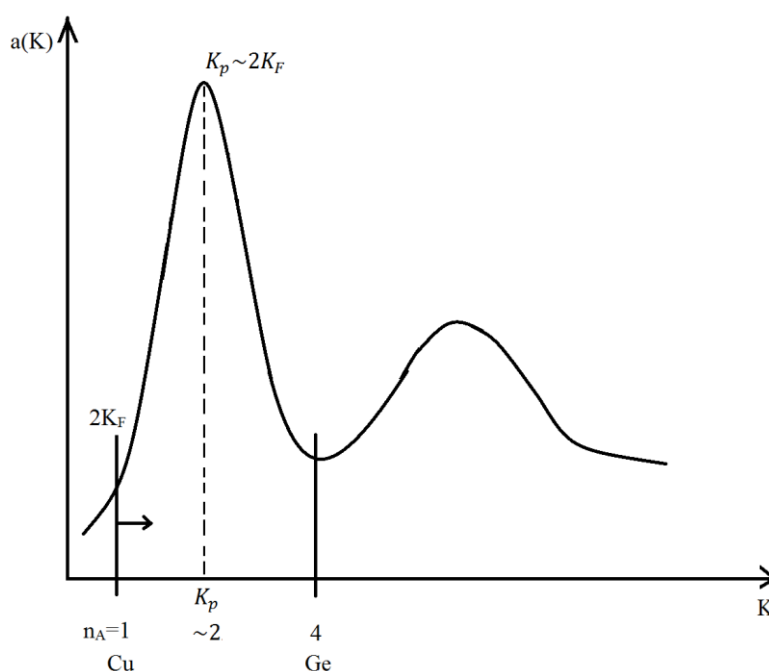
Oddiy suyuq metallar qotishmalari. Oddiy suyuq metallarning binary qotishmalari uchun solishtirma elektr qarshilik ifodasini quyidagicha tasvirlash mumkin.

$$\rho = c(K_f) \int_0^{2K_f} dK K^3 (c_A c_B |V_A - V_B|^2 + c^2 |V_A|^2 B_{AA} + c_B^2 |V_B|^2 a_{BB} + 2c_A c_B V_A V_B a_{AB}) \quad (3.2.10)$$

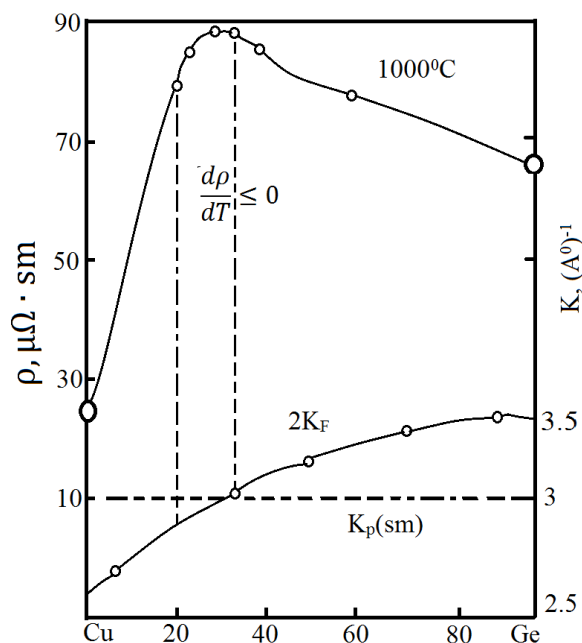
Bu yerda c_A va c_B : A va B metallar konsentratsiyasi, $V_A(K)$ va $V_B(K)$ – ionlarning psevdopotensial, $a_{AA}(K)$, $a_{BB}(K)$ va $a_{AB}(K)$ – qotishmalarning struktura faktorlari.

O'ziga hos qotishmalarga ega bo'lish uchun monovalentli qimmatbaho metallar – oltin (Au), kumush (Ag) va mis (Cu) hamda polivalenli metallar – indiy (In), qalay (Sn) va germaniy (Ge) ni qarash lozim. Shunaqangi qotishmakar avvalgi kichik ma'noli K_p ga juda yaqin ko'p valentli metal konsentratsiyasi ko'payish miqdori elektron o'tkazuvchanlikning ko'payishida va $2K_F$ ning ahamiyatida shakllanadi. Bu manfiy temperature koeffitsiyentini va qarshilikni maksimum holatga keltirish lozim (3.2.6-rasm).

3.2.7-rasmda Cu-Ge suyuq qotishmalarining solishtirma elektr qarshiligining o'lchangan natijalari ko'rsatilgan. Qarshilik va manfiy $\frac{d\rho}{dt}$ kattalik maksimumga yaqin konsentratsiyada 20 % atrofida kuzatiladi. $2K_F$ va K_p – kattaliklar bu konsentratsiyasining sohasida bir biriga yaqinlashadi. Suyuq qotishmalarining analogik fel atvori ko'proq Cu-Sn (mis-skandiy) sistemasida batafsil shular to'grisida aytiladi, bir qancha o'lchashlar o'tkazish natijasida umumiy va parsial interferensiyalar uchun $2K_F$ kattalikni hamda K_p ning ahamiyatini bilib olish lozim.



3.2.6 – rasm.Kopvalentli metal qotishmalar uchun interfirinsion funksiyaning ko'rinishi.



3.2.7. – rasm.Suyuq qotishma Cu – Ge uchun elektr qarshilik to'liq soni va Fermi radiusining ko'rinishi.

Suyuq o'tkinchi metallar. Keying almashtirishdagi oddiy metallning nuqtaviy psevdopotensial elektron - ion potensialining yopilmaydigan chuqurcha tipi, zonalar strukturasi ortogonal yassi to'liq metodi hisoblashlardan ma'lum. To'liq potensial strukturasi (3.2.8.- rasm) shunday bir potensial chuqurcha va potensialning bir-biridan itarishishining d elektron bilan aloqadorligini ko'rsatadi.

Rezonans qandaydir d holatda ko'rinadi. Elektron o'tkazuvchanlikning soddalashtirilgan ko'rinishini bu potensialda sinab ko'rish uchun to'xtatilgan sochilish va rezonans sochilish ro'y beradi. Bu sochilish intensivligida ko'ramizki, Fermi energiyasi va d holat rezonans energiyasi E_{rez} o'rtasida har-hil oraliq bo'ladi.

O'zaro ta'sirlashuvchi nuqtaviy yaqinlashishda elektr qarshiligini taqribiy hisoblab chiqarish mumkin bo'ladi (O'zaro ta'sirlashuvchi nuqtaviy yaqinlashishga elektr qarshilikni). Toza suyuq o'tkinchi metallar qarshiligini quyidagi tuzilishidagi formuladan topish mumkin[8].

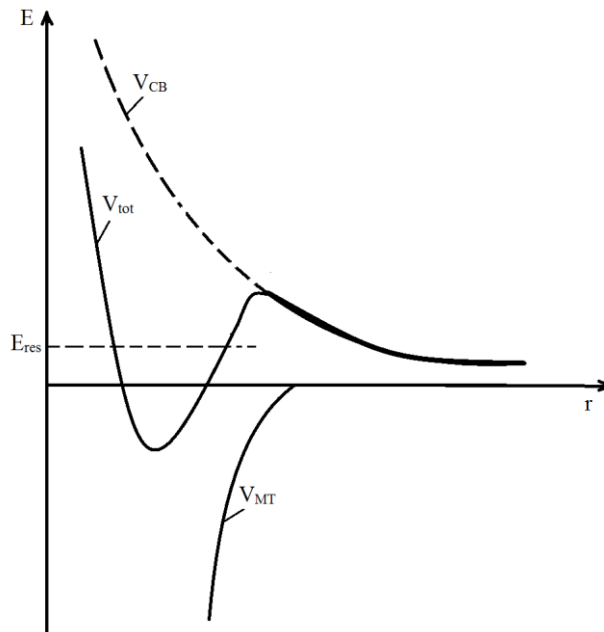
$$\rho = c(\Omega_1 V_{f1} K_f) \int_0^{2K_F} a(K) |t(K)|^2 K^3 dK \quad (3.2.11)$$

Bu yerda

Ω –atom xajmi

V_f – Fermi tezligi

$t(K)$ – matritsa.



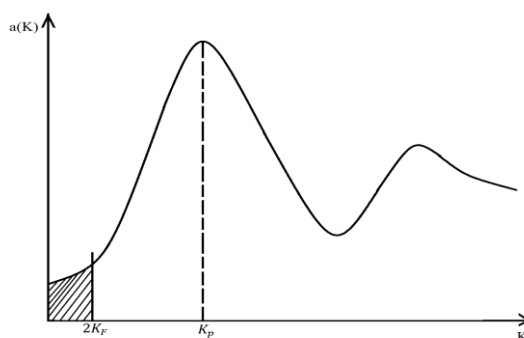
3.2.8.–rasm.O'tkinchi metal ionining energiyasining umumiyko'rinishi.

Suyuq o'tkinchi metallar elektr qarshiligi ikki qismdan tuzilgan. Birinchi qism interfirension funksiyani beradi. $2K_F$ kattali uchun bir yoki atomdagi o'tkazuvchanlikning kamida interfirension funksiyasining ulashidan ham kam bo'lgan va qarshilikdagi asosiy ulush elektron o'tkazuvchanlikning 3d holatdagi o'tkazuvchanlik zonasidagi rezonans sochilishga mos keladi. (3.2.9-rasm).

(3.2.11) – tenglamani o'tkinchi metallning E_F – maksimal Fermi sirtidagi rezonans sochilishda , fazaning qo'zg'alishi η^2 – bo'lsa , soddalashgan ko'rinishini yozish mumkin bo'ladi.

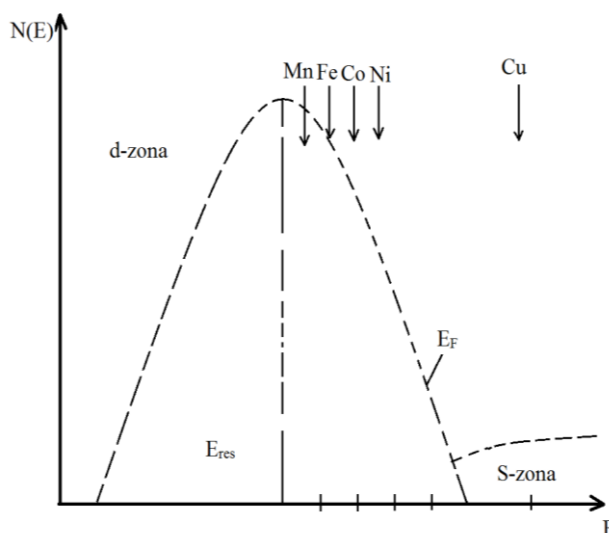
$$\rho = \frac{30\pi^3 \hbar^3}{m e^2 K_f^2 E_F \Omega} a(2K_F) \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + 4(E_{rez} - E_F)^2} \quad (3.2.12)$$

Bu yerda Γ –kenglik , E_{rez} – taqribiy joylashgan 3d zonaning markazidagi rezonans sochilish energiyasi.



3.2.9.–rasm.Sochilishda struktura xissasi.

Bir qancha suyuq o'tkinchi metallarning E_{rez} va E_F energiyalari bog'lanish sxemasini 3.2.10–rasmda ko'rishimiz mumkin. Marganets (Mn) uchun d zonaning yarmigacha to'lishi va $E_{rez}-E_F$ orasidagi farq juda kam. 3d elektronlarning ko'payish soni o'lchamlar bo'yicha va Fermi energiyasi E_F-E_{rez} orasidagi farq o'sadi.



3.2.10.–rasm. E_{res} va E_F ning sxematik ko'rinishi.

O'suvchi kattaliklar $(E_{rez}-E_F)^2$ ga o'tishda qarshilikni pasaytirish bilan marganets (Mn) dan kobalt (Co) gacha ,nikel (Ni) va mis (Cu) dan o'tishi kerak. **Suyuq o'tkinchi metal qotishmalar.** Suyuq o'tkinchi metallarning solishtirma elektr qarshiligi nuqtaviy potensialning taqribiy ifodasini beramiz.[3].

$$\rho = c(K_f) \int_0^{2K_F} |U(K)|^2 K^3 dK \quad (3.2.13)$$

Bu yerda

$$|U(K)|^2 = c_A |t_A|^2 \cdot (1 - c_A + c_A a_{AA}) + c_B |T_B|^2 \cdot (1 - c_B + c_B a_{BB}) + c_A c_B (t_A^* t_B + t_A t_B^*) \cdot (a_{AB} - 1). \quad (3.2.14)$$

c_A va c_B - konsentratsiya; t_A va t_B lar A va B komponentining matritsalarini, a_{AA} , a_{AB} , a_{BB} - konsentratsiyaning parsial struktura faktorlari. Binar qotishmalar hossalari uchun ion interferensiyasi funksiyasi yordami bilan tasvirlash mumkin. Suyuq o'tkinchi metallar uchun funksiyani bunday turi hozircha ma'lum emas. Elektr qarshilikning miqdoriy hisoblashlarini Dreyrax va boshqalar o'tkazgan [3]. Toza suyuq o'tkinchi metallarning yuqori qarshiligini aniqlashda d-xolat elektron o'tkazuvchanligining rezonans sochilishidan foydalaniladi.

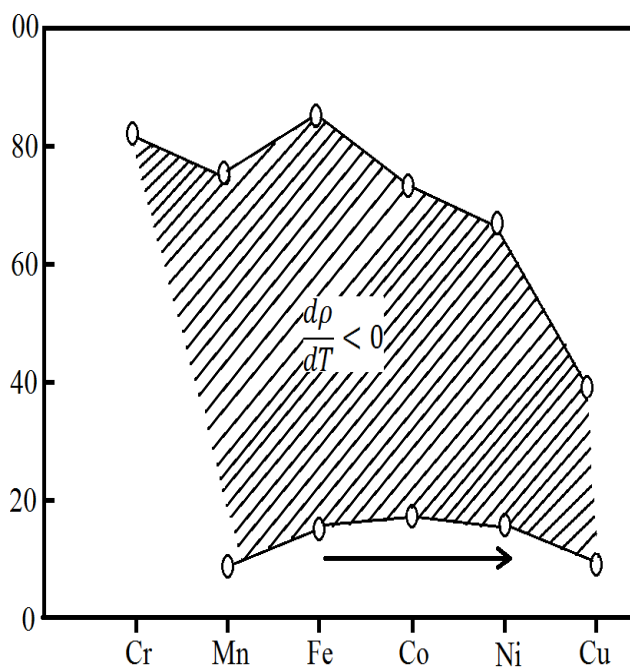
Suyuq o'tkinchi metallar qotishmalarining anchagina kata konsentratsiya sohasida oddiy metal qotishmaning manfiy qiymatini kuzatish mumkin. 3.2.11-rasmda o'tkinchi metallar bilan germaniy (Ge) qotishmasi uchun shunday soha ko'rsatilgan. Bu yerda K_F ning $2K_F$ ga yaqin joydaligini bilish uchun Evans metodini qo'llash qulay. Bu konsentratsiya sohasining kattalashishi qotishma bilan mis (Cu) qotishmada temir (Fe) o'tishi bo'sh d-holat miqdorining kattalashishi bilan va o'tkazuvchanlik zonasidagi o'tuvchi zaryadlarni bog'laydi. To'liq sohada mis (Cu) dan marganets (Mn) ga o'tish oldida navbatdagi ko'rinishini tushuntirish mumkin. Mis qotishmada K_F -fermining to'liq vektori ko'pvalentli (bu yerdagi germaniy (Ge) bilan) metalning tez oshishi bilan 3d-zona to'liq yuz bermaydi, faqat $2K_F$ ning K_F ga yaqin joydagi kichik konsentratsiya sohasida.

Boshqa metallar uchun konsentratsiyaning o'zgarishi Germaniy (Ge) bilan qotishmada 3d-zonaning qisman to'liq bo'lishi ro'y beradi. Shunday qilib birikmaning kata sohasida $2K_F$, K_F ga yaqin bo'lishi mumkin. Tajriba natijalari (3.2.11-rasmga qarang) qarshilikning uch karrali qotishmalarini tushuntirish uchun foydali tomonlarini aytib berish mumkin. Misol uchun boyitilgan nikel (Ni) da temperatura koeffitsientining qo'shilishini bilishda ($Ni_x Cu_{100-x}$)₈₀ Ge qotishmada ko'rinadi.

($Ni_x Pd_{100-x}$)₈₀ Ge qotishmada temperatura koeffitsientini har qanday nikel(Ni) va pallady(Pd) o'zaro bog'lanish yaqinida qo'yish mumkin.

Bir qancha o'lchashlar ko'rsatadiki [9] suyuq nikel (Ni) va pallady(Pd) qarshiligiga yaqin ma'noga bo'ladi.

Bu o'rinda 3.2.11.-rasmdan pallady (Pd) hamda qandaydir nikel(Ni) vaziyatini olib shug'illanish kerak.



3.2.11 – rasm.Suyuq qotishmalarning germaniy bilan o'tkinchi metallar uchun temperature koefitsiyentini manfiy bo'lgandagi konsentratsiya oblasti.

§3.3. Nazariy hisob natijalari, hisoblash programmasi va ularning taxlili.

Solishtirma elektr qarshiligini nazariy baholash taqribiy t matritsada Faber-Zayman – Evans modeli pamkasidan foydalaniladi.

$$\rho = \frac{\pi\Omega_0}{K_F^2} \int_0^1 \left(\frac{q}{2K_F}\right)^3 d\left(\frac{q}{2K_F}\right) |T|^2$$

$$|T|^2 = a(q) |t(E_F, q)|^2, \quad (3.3.1)$$

Bu yerda ;

$a(q)$ – struktura faktori,

Ω_0 – suyuqlikning atom xajmi,

K_F – elektronning to'lqin soni,

Elektrnning to'lqin soni quyidagi ko'rinishdagi bo'g'lanishdan aniqlanadi.

$$K_F^3 = \frac{3\pi^2 z}{\Omega_0}$$

$|T|^2$ – matritsani t - matritsa formfaktorlarining yig'masi hamda birinchi yaqinlashishda $a(q)$ – struktura faktorining aniqlanishining bajarilishi bilan tasvirlash mumkin, qaysikim ionlarning dinamik hossalari va $|t(E_F, q)|^2$ matritsa formfaktorlaridan bog'liq bo'lgan electron ionning o'zaro ta'sirlashish bilan tasvirlash mumkin bo'lganda $(\frac{q}{2K_F})^3$ – ni aniqlashda elaktronning K_F – xolatdan K_F' – xolatga sochilishi bilan tasvirlash mumkin va suyuqlikning birlik potensial yacheyka tipidagi harakati quyidagi munosabatdan aniqlanadi.

$$t(E_F, q) = -\frac{2\pi}{\Omega_0} (2E_F)^{-1/2} \sum_{\ell} (2\ell + 1) \sin(\eta_{\ell}) \text{EXP}(i\eta_{\ell}) P_{\ell}(\cos\theta) \quad (3.3.2)$$

bu ifodadagi kattaliklarga [10] da tasvirlanadi. Binary qotishmalarning tarqalish hodisasining (ℓ) formulirovkasini Evans ko'rsatib bergan.

Bundan oldingi $|T|^2$ bilan o'zaro bog'lanishini beramiz:

$$|T_{qotishma}|^2 = C_i |t_i|^2 [1 - C_i + C_i a_{ii}(q)] + C_j |t_j|^2 [1 - C_j + a_j a_{ij}(q)] + C_{ij} (t_i^* t_j + t_i t_j^*) [a_{ij}(q) - 1] \quad (3.3.3)$$

Bu yerda t_i va t_j – ikki komponentali qotishmaning matritsalarini;

C_i va C_j lar mos ravishda konsentratsiyalar. Parsial struktura faktorining odatdagi tasvirini aniqlaydi. Solishtirma qarshilikni (3.3.1, 3.3.2, 3.3.3) tenglamalar bo'yicha hisoblash yacheyka tipidagi potensialni aniqlash bilan boshlanadi. Potensial yacheyka tipidagi hamma suyuq metallar uchun Muxopodxa va boshqalar metodi topilgan. Bu juft taqsimlanish funksiyasi va German va Skilmanning atom funksiyasini tajribada bilish uchun kerak bo'ladi. Zarur bo'lgan qarshilikni hisoblash uchun adabiyotlardan tekshirilgan eritmalar zichligining temperaturaga bog'liqligining natijalaridan olamiz.

Suyuq o'tkinchi metallarning (Fe, Co, Ni) solishtirma elektr qarshiligini Feber – Zayman – Evans metodi bo'yicha hisoblash uchun η_l – fazaviy sochilishning tajribada aniqlangan qiymatini va tajribada aniqlanga struktura faktorining

qiymatini , shuningdek Fermi energiyasi E_F , suyuqlikning atom xajmi Ω_0 , elektronning to'liq soni K_F ning qiymatlari [10] dan olindi.(II-2) tenglamadagi 1 – chi tartibli Lejandr ko'pxadining qiymati ma'lumki quyidagiga teng.

$$P_\ell(\cos\theta) = 0,25[3\cos\theta + 1]$$

Bu yerda θ – elastic sochilish uchun tushuvchi va sochiluvchi to'liqlarning orasidagi sochilish burchagi bo'lib,u quyidagiga teng.

$$\theta = 2\arcsin\left(\frac{q}{2K_F}\right)$$

Bunda q – sochilish vektori $\Delta q=0;1$ qadam bilan maksimal qiymati $q_{\max}=2K_F$ ga teng.(II-2)-tenglamadagi ℓ – orbital kvant soni bo'lib,qo'yilgan masalani ishlashga $\ell=2$ bo'lgan holini oldik. Chunki $l=2$ bo'lgan holda fazoviy sochilish kuzatiladi,

$\ell=0;1$ bo'lgan holda kuzatilmaydi. O'tkinchi metallarning (Fe,Co, Ni) solishtirma elektr qarshiligini hisoblash uchun kerakli bo'lgan hamma kattaliklarning qiymati 1- jadvalda keltirilgan.

1-jadval.

Metal	$a(q)$	K_F	E_F	ℓ	η_r	Ω_0
Fe	2.98	0.547	0.633	2	2.748	89.5
Co	3.02	0.607	0.629	2	2.881	85.2
Ni	3.10	0.575	0.609	2	2.894	86.4

Solishtirma elektr qarshilikni Fayber – Zayman – Evans metodi bo'yicha hisoblash natijasidan olingan kattaliklarning qiymati quyidagi 2-jadvalga keltirilgan.

2-jadval.

Metal	$t(E_F,q)$	$\rho,(\text{om}\cdot\text{m})$	T
Fe	1.86684	$118.9\cdot 10^{-8}$	10.3855
Co	1.50963	$106.39\cdot 10^{-8}$	6.88302

Ni	1.45792	$108.58 \cdot 10^{-8}$	6.58911
----	---------	------------------------	---------

**O'tkinchi metallar solishtirma elektr qarshiligini hisoblash
programmasi.**

Temir - Fe uchun.

1 Ø INPUT G,E,L,H,K,Q

1ØP(COS(Y))=1

2Ø T(E,Q)=2*3.14*(2L+1)*SIN(H)*EXP(H)P(COS(Y))/(G*((2 * E)^{-0.5}))

3Ø T1=Q*(T(E,Q)⁻²)

4Ø R=3.14*G*T1/(64*(K⁻⁶))

5Ø PRINT "T(E,Q)=";T(E,Q)

6Ø PRINT "T1=";T1

7Ø PRINT "R=";R

8Ø END

RUN

? 89.5

? 0.633

? 2

? 2.748

? 0.547

? 2.98

T(E,Q)=1.86684

T1=10.3855

R=1702.46

R=118.91·10⁻⁸om·m

2. Kobalt –Co uchun.

1 Ø INPUT G,E,L,H,K,Q

2 Ø P(COS(Y))=1

3 Ø

$T(E,Q)=2*3.14*(2L+1)*\sin(H)*\exp(H)P(\cos(Y))/(G*((2 * E)^{-0.5}))$

4 Ø T1=Q*(T(E,Q)⁻²)

5 Ø R=3.14*G*T1/(64*(K⁻⁶))

6 Ø PRINT "T(E,Q)=";T(E,Q)

7 Ø PRINT "T1=";T1

8 Ø PRINT "R=";R

9 Ø END

RUN

? 85.2

? 0.629

? 2

? 2.881

? 0.607

? 3.02

T(E,Q)=1.50963

T1=6.88308

R=575.228

R=106.39·10⁻⁸om·m

3. Nikel – (Ni) uchun.

1 Ø INPUT G,E,L,H,K,Q

2ØP(COS(Y))=1

3Ø T(E,Q)=2*3.14*(2L+1)*SIN(H)*EXP(H)P(COS(Y))/(G*((2 * E)^{-0.5}))

4Ø T1=Q*(T(E,Q)⁻²)

5Ø R=3.14*G*T1/(64*(K⁻⁶))

6Ø PRINT “T(E,Q)=”;T(E,Q)

7Ø PRINT “T1=”;T1

8Ø PRINT “R=”;R

9Ø END

RUN

? 86.4

? 0.609

? 2

? 2.894

? 0.575

? 3.10

T(E,Q)=1.45792

T1=6.58911

R=772.828

R=108,58·10⁻⁸om·m

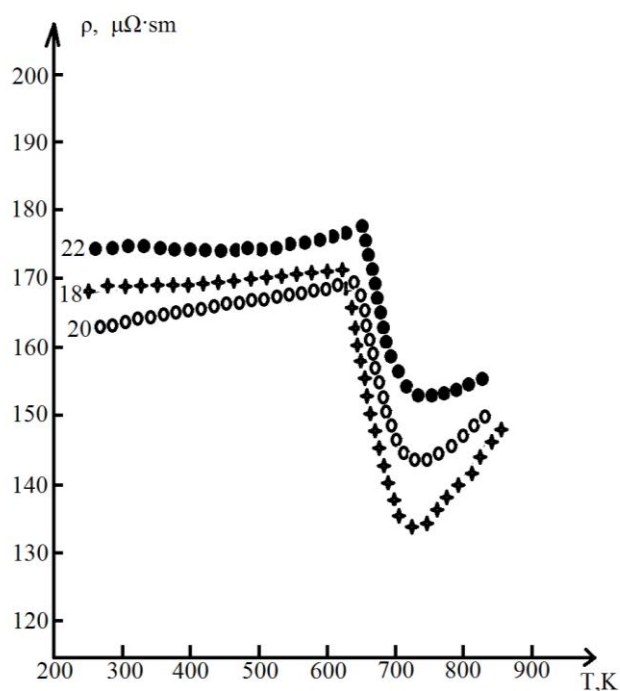
§ 3.4. Fe_{100-x}B_x , Fe_{80-x}Cu_xB₂₀ , Fe₇₈B_{22-x} , Fe_{100-x}B_{x-y}Si_y sistemalarining solishtirma qarshiligining konsentratsiyadan bog'liqligi.

Metal shisha namunalari tezda sovitiladi.10⁵ K c⁻¹, suyuq fazada,qalinligi 0 mkm bo'lgan kenglikdagi namuna tayyorlanib 35 mm uzunlikda qirqib tayyorlanadi va bu namuna yordamida solishtirma qarshiligi hisoblanadi. Namunaning ushlagichi keramik naycha yordamida ushlanadi va namuna shu yuza

ustiga joylashtiriladi. Solishtirma elektr qarshiligi to'rt zondli va kontakt bosimini bilgan holatda aniqlash mumkin.

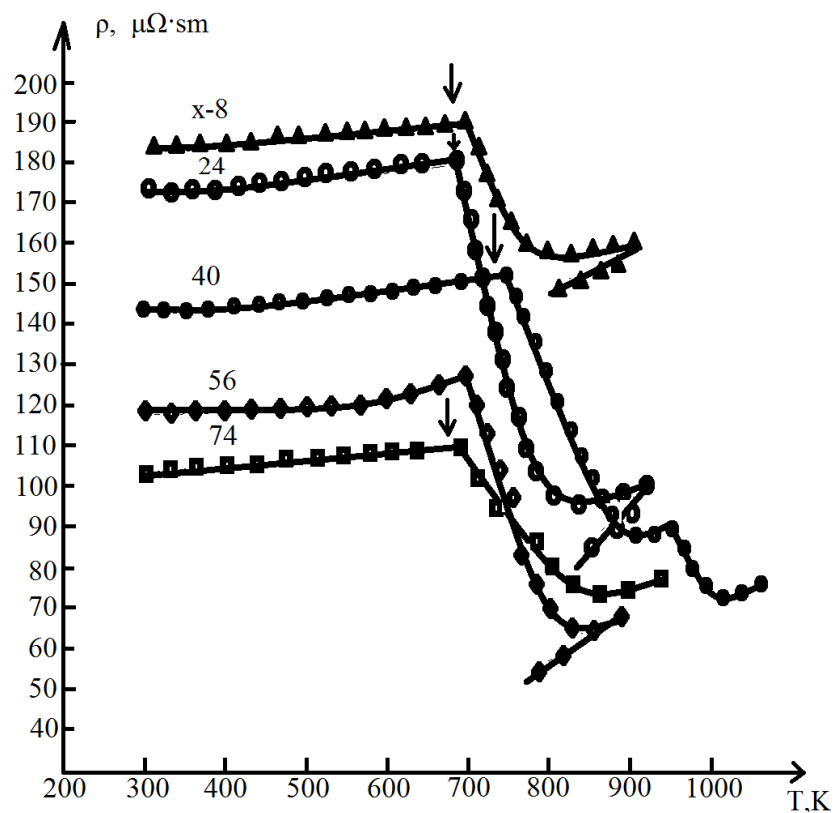
Issiqlik effektlari agar kuchlanishni qo'shsak o'z- o'zidan yuqoladi. Temperaturani Xromel-aluminiy kiyili termopara yordamida o'lchanadi. Uskuna yordamida namunadan to'rt zond orqali qiymati 2mA ga teng tok o'tganda hisoblash mumkin. Namunaga va termoparadagi kuchlanish raqamli voltmeter orqali o'lchanadi. Bizning tajribada isitish tezligi minutiga 2K ga teng. Misol uchun agar kristallanish maxsuloti α -Fe, Fe_3B bo'lsa unda qoldiq amorf xolat $\text{Fe}_{75}\text{B}_{25}$ bo'lib $\text{Fe}_{100-x}\text{B}_x$ turkumiga mansub. $X \leq 16$ bunday jarayon bo'lingan: Fe, Fe_3B – ga qaraganda pastroq temperaturaga kristallanadi. Solishtirma qarshilik grafigida to'g'ri ko'rsatilgan ikkita pasayish mavjud.

$X > 16$ Fe va Fe_3B kristallarida kristallanish bir xil temperaturada bo'lib solishtirma qarshilik grafigida bitta pasayish kuzatiladi.

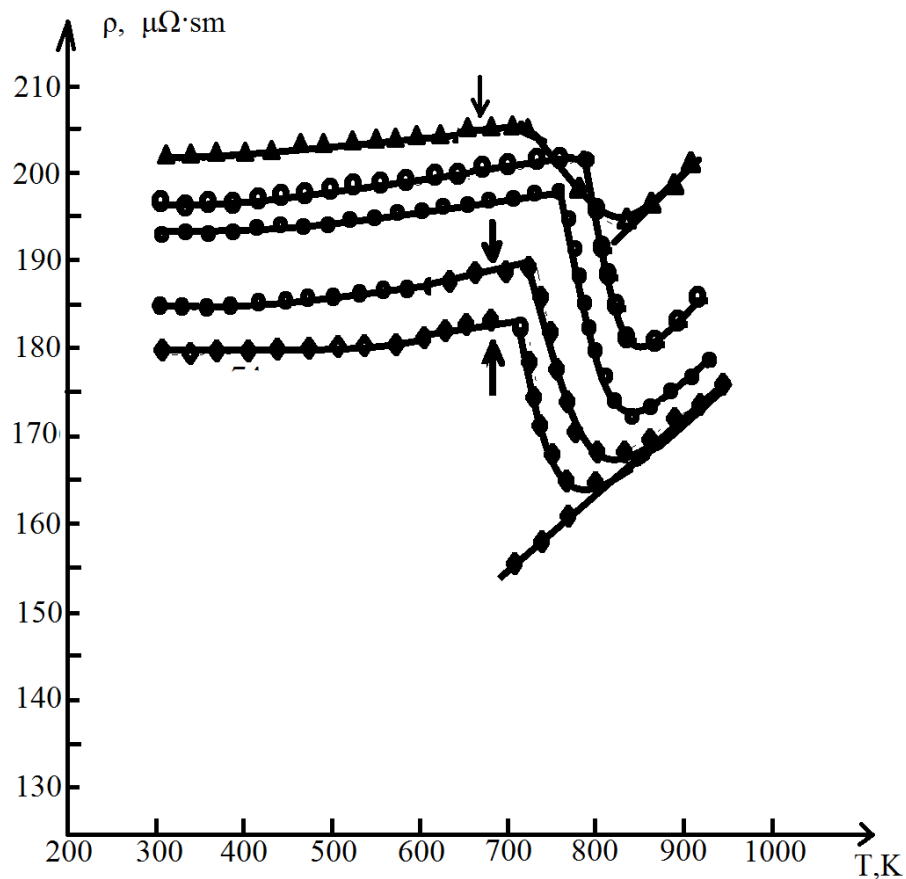


3.4.1-rasm. $\text{Fe}_{40}\text{Co}_{40}\text{B}_{20}$ ning solishtirma elektr qarshiligining temperaturadan bog'liqligi.

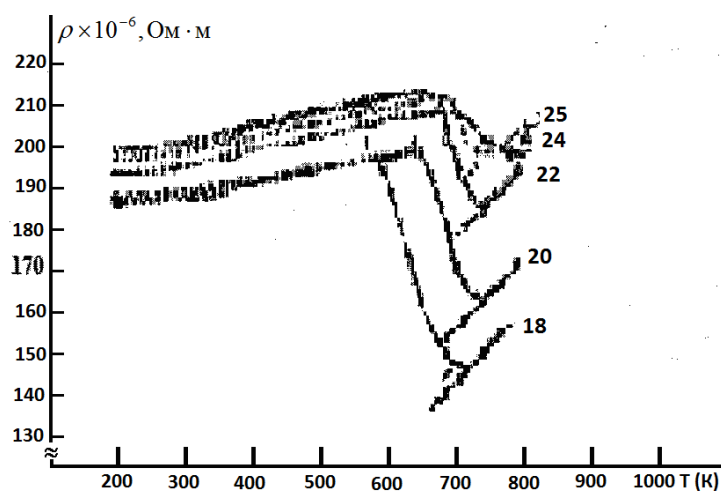
Yuqooriroq temperaturada 900 K $\text{Fe}_{40}\text{Co}_{40}\text{B}_{20}$ (3.4.1-rasm) ikkinchi pasayish kuzatiladigan bo'lsa Fe_3B ni Fe_3B va α – Fe – ga bo'linishidan darak beradi.



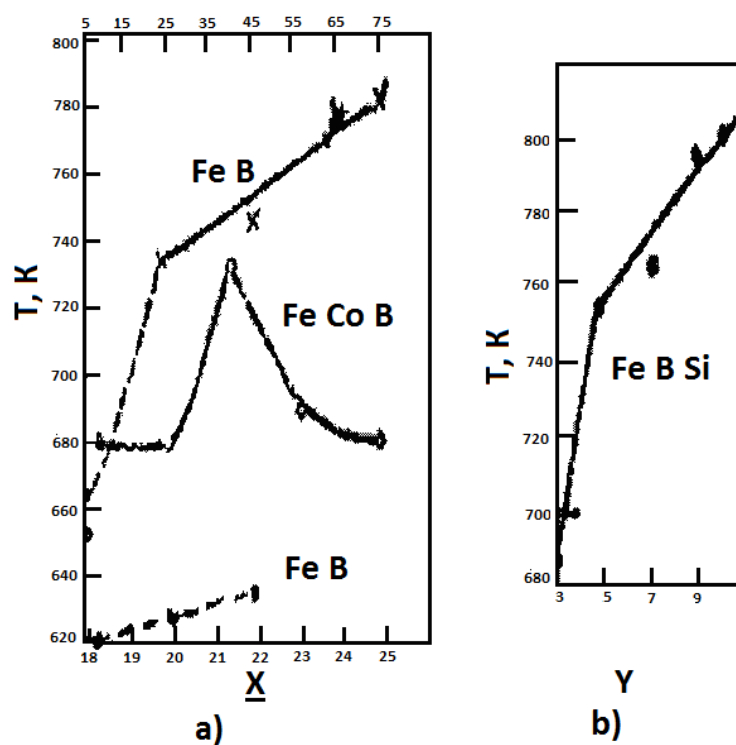
3.4.2-rasm. $\text{Fe}_{80-x}\text{Co}_x\text{B}_{20}$ sistemasining solishtirma elektr qarshiligining temperaturadan bog'liqligi



3.4.3-rasm. $\text{Fe}_{80-x}\text{Co}_x\text{B}_{20}$ sistemasining solishtirma elektr qarshiligining temperaturadan bog'liqligi



3.4.4-rasm. $\text{Fe}_{80-x}\text{Co}_x\text{B}_{20}$ sistemasining solishtirma elektr qarshiligining temperaturadan bog'liqligi



3.4.5-rasm. A) Fe-Co-B sistemasining konsentrasiyaning temperaturadan bo'liqligi; b) Fe-B-Si sistemasining konsentrasiyaning temperaturadan bo'liqligi;

Kristallanish temperaturasi B – konsentratsiyasini oshishi bilan oshib boradi. (3.4.5-rasm). Xuddi shunday natijani differensial kalorimetrga xam kuzatiladi. (3.4.5-rasm). $\text{Fe}_{80-x}\text{Co}_x\text{B}_{20}$ sistemasida (3.4.2-rasm) Co qiymati T_x – ni oshirgan sari $\text{Fe}_{100-x}\text{B}_x$ ga nisbatan tezroq siljiydi.

(3.4.5) – rasmda ko'rsatilganidek T_x – oshishi bilan Co konsentratsiyasi oshib boradi va $X=40$ da maksimumga erishadi, keyinchalik konsentratsiyani oshirsak temperatura pasayadi.

Xaqiqatdan ham $\text{Fe}_{40}\text{Co}_{40}\text{B}_{20}$ – qotishmasi sitabil hisoblanadi va solishtirma qarshiligi temperaturani oshirgani sari pasayib boradi. Bunday qotishmaga metalloid konsentratsiyasi o'zgarmay bir xil saqlanadi.

Solishtirma qarshilik formulasida (1.3.8) – tenglama xadi mavjud bo'lib $\sin^2[\eta_2(E_F)]$ bo'lganda hosil bo'ladi. Agar fazalar siljishini hisoblasak (1.3.17) formula yordamida ,unda $\eta_2^F=2.844$ va $\eta_2^{\text{Co}}=2.915$, $E_F=0.702$ qiymatga ega bo'ladi. Xullas η_2^{Co} – xissasi η_2^{Fe} xissasiga qaraganda solishtirma qarshilikda uncha ta'sir qilmaydi (o'zgarmaydi) va bu tajribaga kuzatiladi.

Qoldiqli solishtirma qarshilikda Nordxeym qoidasini qo'llash mumkin Co-B qotishmasini elektron mikroskop yordamida kuzatilganda kristallanish maxsuloti Co va Co_3Fe ekanligi ma'lum bo'ldi. Shunga o'xshash Fe-B va Co – B kristall qotishmalar sistemasida kristallanish maxsuloti austenitdir. (3.4.5-a) rasmda ko'rsatilgandek T_x FeCoB sistemasida FeB T- temperaturasidan yuqoriroq turadi, bu esa birinchi sistemani yuqori stabil ekanligidan dalolat beradi. $\text{Fe}_{28}\text{B}_{22-y}\text{Si}_y$ (3.4.3-rasm) sistemasida T_x va Y ni o'zgarishi uncha kuzatilmaydi. Bunda umumiy konsentratsiya miqdori $|\text{B}+\text{Si}|$ butun metalloid uchun saqlanganidan dalolat. Lekin T_x - qiymati bunday sistemalar uchun Fe-B va Fe-Co-B ga qaraganda yuqoriroq turadi (qiymati kattaroq). Demak Si miqdori sistemani stabilligini ta'minlaydi, 3.4.4- rasmda $\text{Fe}_{100-x}\text{B}_{x-y}\text{Si}_y$ – sistemasidan olingan natijalar aks ettirilgan. Solishtirma qarshilik Si – konsentratsiya miqdorini oshirsak oshadi. Bundan tashqari (3.4.5-a.rasm) T- temperaturani X va Y – qiymatlarini oshirsa oshishi

tasvirlangan (3.4.5-b.rasm), bunday sistemada B – konsentratsiyasi o'zgarmay saqlanadi.

Solishtirma qarshilik $\Delta\rho_{as}$ - qiymati metalloid konsentratsiyasini oshirsak pasayishi ko'rsatilgan (3.4.6-rasm). Boshqacha qilib aytganda $\Delta\rho_{as}$ miqdori , Fe temir miqdori oshishi bilan sezilarli darajada oshadi(3.4.7-rasm). Bu quyidagicha tushuntiriladi: Agar α – Fe sistemasi , Fe_3B sistemasiga qaraganda kichik solishtirma qarshilikga ega bo'lsa unda bunday qotishmaga amorf qotishmaga nisbatan kichik solishtirma (kamroq solishtirma) qarshilikga ega.

Pasayishni metalloid konsentratsiyasini oshishi bilan to'xtatish mumkin. $Fe_{100-x}B_{x-y}Si_y$ – qotishmasi uchun X va Y orasidagi munosabat 3.4.6-rasmda aks etilgan , bundan tashqari 3.4.6-rasmda $\Delta\rho_{as}$ dan $Fe_{78}B_{22-x}Si_x$ uchun Y – bo'g'liqligi ko'rsatilgan. Metalloidlarni umumiy konsentratsiyasi bir xilda saqlansa xam $\Delta\rho_{as}$ Si – konsentratsiyasi oshgani sari pasayib boradi. Fe-B-Si sistemasini kristalizatsiya maxsuloti α - Fe xisoblanadi. Fe_3Si , $FeSi$ va $FeSi_2$ – kristallarni tarkibiy qismini roentgen nurlari difraksiyasi yordamida mukammal o'rganilgan.

Agar Si konsentratsiyasini oshirsak α – Fe – qotishmasini solishtirma qarshiligi oshadi. Agar shu qotishmada B –bor konsentratsiyasini oshirsak unda yuqori o'tkazuvchan bo'ladi. Tabiiyki bu 3.4.6-rasmda kuzatiladi. $\Delta\rho_{as}$ Y- qiymati $Fe_{100-x}B_{x-y}Si_y$, – kristalga nisbatan $Fe_{78}B_{22-y}Si_y$ – kristaliga tezroq o'zgaradi. $Fe_{100-x}B_x$ X=18 nuqtasi quyidagi formula asosida topiladi.

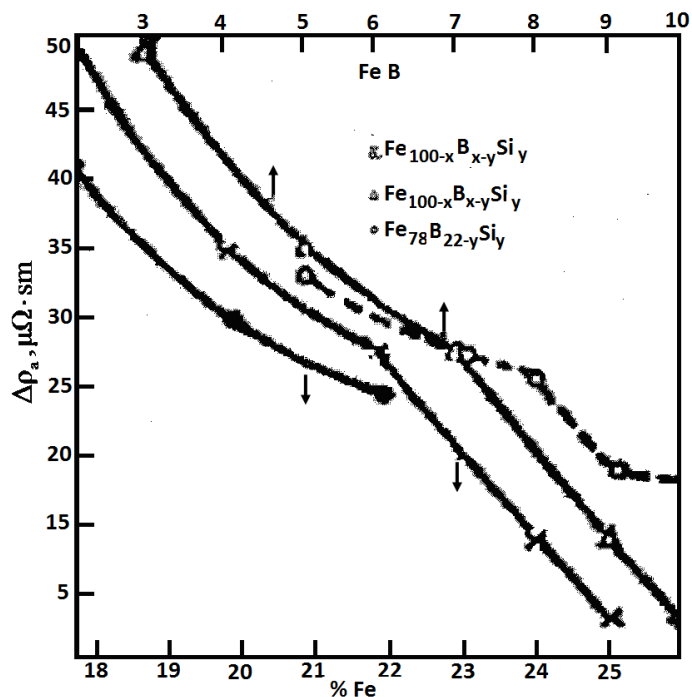
$$\frac{\Delta\rho_{as}}{\rho_{RT}} = 2.04 - 0.15x \quad (3.4.1)$$

$$(\Delta\rho)_{as} = 113.82 - 4.05x \text{ } \mu\Omega \cdot sm \quad (3.4.2)$$

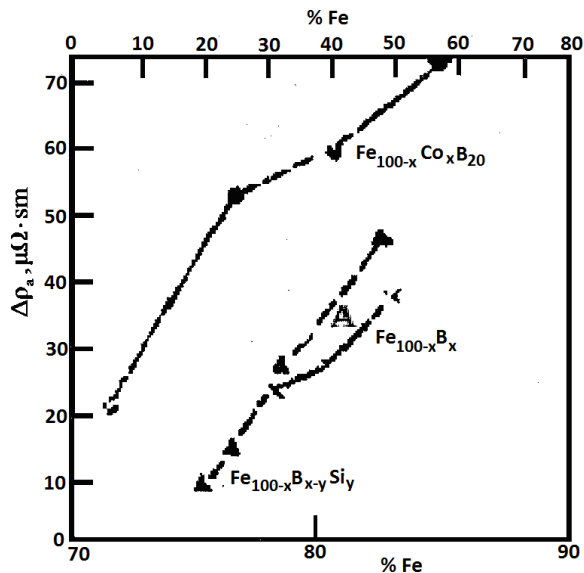
$$(\Delta\rho)_{as} \approx 12.5 + 1.01(100 - 4x). \quad \mu\Omega \cdot sm \quad (3.4.3)$$

Bu yerda $(\Delta\rho)_{as}$ (X=25)=12.15 mk Om*sm – boshqa natijalar yordamida hisoblash mumkin.

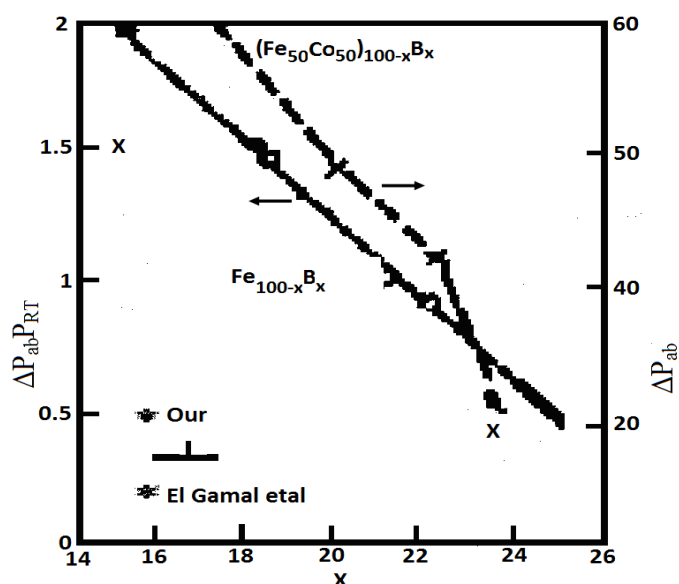
Agar kristallangan mahsulot α – Fe va Fe_3B bo'lsa α – Fe konsentratsiyasi $[100-4x]$ (3)-tenglama bor konsentratsiyasi $X \leq 25$ uchun keltirilgan



3.4.6-rasm. $\text{Fe}_{100-x}\text{B}_{x-y}\text{Si}_y$ sistemasining qoldiq qarshiligining metalloid konsentratsiyasiga bog'liqligi.



3.4.7-rasm. $\text{Fe}_{100-x}\text{Co}_x\text{B}_{20}$ sistemasining qoldiq qarshiligining metalloid konsentratsiyasiga bog'liqligi.



3.4.8-rasm. $(\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50})_{100-x}\text{B}_x$ sistemasining qoldiq qarshiligining metalloid konsentratsiyasiga bog'liqligi.

Shuni takidlash lozimki, $\text{Fe}_{80-x}\text{Co}_x\text{B}_{20}$ qotishma kristalda $(\Delta\rho)_{as}$ konsentratsiyasi Fe ga nisbatan oshishi 3.4.7-rasmda ko'rsatilgan. Xuddi shung o'xshash natijani $(\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x})_{80}\text{B}_{20}$ kristalida kuzatilgan, unda $(\Delta\rho)_{as}$ Fe_2^{24} konsentratsiyasi oshsa oshishi kuzatilgan.

Ko'pgina tajribalarda solishtirma elektr qarshilikni temperaturaga bog'liqlik funksiyasi (3.4.1-dan 3.4.4-rasmgacha) bir xil xisoblanadi. Kristallanishdan oldin solishtirma qarshilik temperaturaga nisbatan chiziqli funksiya xisoblanadi, lekin ma'lum temperature qiymatlarida T_s -qiyalik kuzatiladi. $T < T_s$ bo'lganda solishtirma qarshilikni temperatura koeffitsiyenti kichik hisoblanadi. T_s – qiymatni 400 K atrofida bo'ladi. $\frac{d\rho}{dt}$ qiymati $\sim 4 \cdot 10^{-2} \text{ Om} \cdot \text{sm/K}$ $\text{Fe}_{78}\text{B}_{22}$, $\text{Fe}_{88}\text{B}_{22-y}\text{Si}_y$ va $\text{Fe}_{100-x}\text{B}_{x-y}\text{Si}_y$ uchun $\sim 3 \cdot 10^{-2} \text{ Om} \cdot \text{sm/K}$ $\text{Fe}_{82}\text{B}_{18}$, $\text{Fe}_{80}\text{B}_{20}$ va $\text{Fe}_{24}\text{Co}_{56}\text{B}_{20}$ kristallari uchun $\sim 8 \cdot 10^{-2} \text{ Om} \cdot \text{sm/K}$ kattaroq qiymatga ega.

$2K_F \rightarrow K_P$ ga yaqinlashganda birinchi fotocho'qqiga manfiy temperatura to'g'ri keladi. [14]. Bizning kuzatuvlarimizda solishtirma qarshilikni temperaturali kayfitsiyenti musbat $S(2K_F) < 1.2K_F \neq K_P$ xarakterga ega. Amorf kristallar uchun Debay temperaturasi metal kristallarga qaraganda pastroq hisoblanadi. Xisoblashlarda (1.3.15) –tenglama orqali bajarish mumkin unda $\text{Fe}_{78}\text{B}_{22}$ uchun

$T_D=370$ K. Bu qiymat $T_S=425$ K dan past hisoblanadi. Tajribaviy xatoliklar solishtirma qarshilikni temperaturali koeffitsiyentiga, ma'lum tartibli qotishmada tarkibli qotishmadan o'tish jarayoni yuz bergan va bu holni ko'p aftorlarni ishlarida kuzatish mumkin.

Misol uchun 370 K temperatura qiymati to'rtta qotishmadan 410,440,290,350 K olingan temperaturalarni o'rtacha qiymati hisoblanadi. Shunday tarkibga ega kristallarni uch turini biz qayta kuzatib chiqdik. Bizning hisoblashimizda $Fe_{78}B_{22}$ va ikkita qotishma uchun 435 K va 410 K T_S – ni o'rtacha qiymati 423 K hisoblanadi. Bizning hisoblashimizda 5% xatolik mavjud. Ma'lumki T_S -temperaturasi T_D – temperaturadan kata hisoblanadi. (1.3.10)- va (1.3.13)-tenglamadan ko'rinadiki $\rho(T)$ ni T bilan bog'langan funksiyasi chiziqli funksiyadan chetlashishga ega. T_D – temperaturadan past temperaturada ρ , T -temperatura bilan chiziqli funksiya orqali bog'langan. Shunday hulosaga boshqa aftorlar ham kelishgan. Bunday egrilik (3.4.1-dan 3.4.4-gacha) rasmda aks etilgan. Bunday namunalarni hona temperaturasidagi o'zgarishidan $S_F(2K_F)=1$ kelib chiqadi. $T>T_S$ va bu yerda α -turli namuna uchun musbat hisoblanadi. Chetlashishlar dinamik natijalar olinish jarayonida yoki nazariyada kuzatilishi mumkin. Umuman olganda (1.3.12) va (1.3.13)-tenglamalar toza (xaqiqiy) eksprimentni T_D -temperatura atrofida tasdiqlaydi. Solishtirma qarshilikni temperaturali koeffitsiyenti konsentratsiyaga deyarli bog'liq emas α -ning konsentratsiya bilan bog'liqligi tuzilish va Debay-Uoller kayfitsiyenti bilan bog'liq. Agar $S_F(2K_F)$ biradan kichik bo'lsa, unda $2K_F$ dan boshlab monoton o'sib boradi. Lekin bu yerda α - qiymati Debay - Uoller koeffitsiyentiga bog'liq. $\frac{dW}{dt}$, X – ga bog'liq o'zgaruvchan funksiya bo'lib $W(0)$ bilan belgilanadi. Temir uchun atom og'irligini 55,847, Fermi energiyasi 0.702 redberg, elektronning effektiv massasi $0.8 M_0$, 1sm^3 atomlar soni $8.5 \cdot 10^{22}$. Kobolt uchun atom og'irligi 58.953 : Fermi energiyasi 0.699 riberg, elektronni effektiv –massasi $0.82 M_0$, 1sm^3 atomlar soni $8.97 \cdot 10^{22}$. Bunday ma'lumotlar yordamida o'tkazuvchan elektronni hisoblash mumkin. $Z_{Fe}=0.40$, $Z_{Co}=0.39$, bundan tashqari

atom og'irligi B=10.811 , atom og'irligi Si=28.08 , $Z_B = 1.6$, $Z_{Si}=0$, jadvalda keltirilgan. Uchtali qotishma uchun o'rtacha atom og'irligini $A_{100-x}B_{x-y}C_y$ jadvalda keltirilgan , o'rtacha atom hajmini quyidagi ifoda orqali xisoblash mumkin.

$$\Omega = \frac{(100-x)M_A + (x-y)M_B + yM_C}{100N_A d} \quad (3.4.4)$$

O'tkazuvchan atomlarni effektiv soni quyidagicha xisoblanadi.

$$Z = \frac{(100-x)Z_A + (x-y)Z_B + yZ_C}{100} \quad (3.4.5.)$$

	T_x, K	T_s, K	$\alpha, 10^{-4} K^{-1}$	$d, g/sm^3$	$N, 10^{28} m^{-2}$	$S_F(2K_F)$
Fe82B18	648	400	1.80	7.42	5.78	0.131
Fe80B20	652	380	1.85	7.40	6.089	0.147
Fe78B22	654	425	1.77	7.28	6.336	0.13
Fe75B17Si8	740	400	2.06	7.183	5.4	0.157
Fe76B15Si9	755	400	2.03	7.182	5.07	0.114
Fe78B14Si8	740	400	2.16	7.181	4.9	0.110
Fe78B12Si10	740	400	2.25	7.180	4.76	0.102
Fe82B15Si3	735	400	2.02	7.179	4.57	0.097
Fe80B15Si5	684	400	2.16	7.42	5.26	0.103
Fe78B15Si7	755	450	2.18	7.30	5.16	0.104
Fe75B15Si10	795	375	2.05	7.064	4.968	0.083
Fe75Co8B17	800	375	2.05	7.00	5.032	0.122
Fe75Co18B7	700	415	2.47	7.46	6.1	0.1218
Fe75Co24B1	700	380	3	7.55	6.09	0.095
Fe65Co26B9	750	540	2.79	7.70	6.135	0.094
Fe60Co26B14	710	540	2.89	7.88	6.203	0.05
Fe60Co24B16	700	445	3.77	8.12	6.11	0.022

(1.3.2)- tenglamadan K_F -qiymatini xisoblash mumkin. (1.3.13) va (1.3.14) – tenglamalardan $S_F(2K_F)$ xisoblash qulay va olingan natijalar jadvalda keltirilgan.

T_S va T_D temperaturalari bir-biriga juda yaqinligi tufayli bizning ekisperimentimizda (tajribamizda) xatoliklar T_D -uchun ± 50 K ga teng , $S_F(2K_F)$ grafigini $Fe_{80}B_{20}$ – qotishmasi uchun olingan tajribaviy natijalar nazariya bilan deyarli mos tushdi ≈ 0.15 ekisperiment, aslida 0,147. $Fe_{78}B_{20}$ – ning $S_F(2K_F)$ qiymati $T_D=380$ K uchun 425 K ga teng . Bundan ko'rinadiki $Fe_{100-x}B_x$ qotishmada tuzilish koeffitsiyenti Bor konsentratsiyasini oshirgani sari oshib boradi va bu o'tkazuvchan elektronlar konsentratsiyasini oshirishi mumkin (1-jadvalga qarang). Uchtali qotishmalar sistemasi uchun $S_F(2K_F)$ qiymati ($Fe_{100-x}B_x$) qiymatidan ancha kichik hisoblanadi. $S_F(2K_F)$ – ning eng kichik qiymatlari $Fe_{40}Co_{40}B_{20}$, $Fe_{24}Co_{56}B_{20}$, $Fe_6Co_{74}B_{20}$ qotishmalarda uchraydi. Bunda asosiy sabab bunday qotishmalarni T_D qiymati T_S qiymatidan ancha kata va α - koeffitientini qiymatini yuqoriligidadir. Biz bilamizki moddalar uchun solishtirma qarshilik (1.3.10)- formula asosida xisoblansa unda formuladagi $S_F(2K_F)$ koeffitsiyenti xar bir moddani (qotishmani) xarakterlaydi. Bunda (1.3.10)- formula orqali xisoblangan natijalar va ekisperiment (tajribaviy) natijalar solishtirilganda grafikda faza siljishlar kuzatiladi.

III bob bo'yicha xulosalar

- Ni-Cu sistemasi qotishmalarning qattiq va suyuq holatlardagi solishtirma elektr qarshiligining temperaturaga va konsentratsiyaga bog'liqligi o'rganildi.

- Temir guruhi elementlarining solishtirma elektr qarshiligi Faber-Zayman-Evans metodi bo'yicha hisoblandi va tajriba natijalari bilan taqqoslandi. Bunda erkin elektronlar modeli bo'yicha Xoll effekti va rentgenotahlil natijalaridan olingan eng yaqin atomlar orasidagi masofa natijalari inobatga olindi.

- Temir guruhi elementlari asosidagi FeB, FeCuB va FeSiB amorf qotishmalarning solishtirma elektr qarshiligi temperaturaga va metalloidlar konsentratsiyasiga bog'liqligi o'rganildi.

Xulosa

Magistrlik dissertatsiyasini bajarib quyidagi xulosalarga keldik.

1. Amorf metallar qotishmalarining olinish yo'llari o'rganilib eng optimal usul suyuq metall qotishmalarni tez aylanuvchi baraban yuzasiga purkash tufayli olinadigan toblash usuli ekanligi ko'rsatildi.
2. Amorf metall qotishmalarining solishtirma elektr qarshiligini o'lchash usullari o'rganildi. Ko'rsatib o'tildiki, amorf qotishmalarining solishtirma elektr qarshiligini o'lchashda kontaktli usul, yuqori temperaturalarda va suyuq holatda ferromagnit qotishmalarning solishtirma elektr qarshiligining o'lchashda aylanuvchi magnit maydoniga asoslangan kontaktsis usul qo'l kelishi ko'rsatib o'tildi.
3. Ni-Cu qotishmalarning solishtirma elektr qarshiligi keng temperatura intervalida va nikelning turli xil konsentratsiyalarida o'rganildi.
4. FeB, FeCuB, FeSiB, kabi amorf metall qotishmalarning solishtirma elektr qarshiligi keng temperatura intervalida va metalloidlarning konsentratsiyasiga bog'liq holda o'rganildi. Ko'rsatib o'tildiki, metalloidlar konsentratsiyasi o'zgarishi qarshilikning temperatura koeffitsiyentiga va kristallanish temperaturasiga ta'sir etadi.
5. Ni-Cu sistemasi qotishmalarning qattiq va suyuq holatlardagi solishtirma elektr qarshiligining temperaturaga va konsentratsiyaga bog'liqligi o'rganildi.
6. Temir guruhi elementlarining solishtirma elektr qarshiligi Faber-Zayman-Evans metodi bo'yicha hisoblandi va tajriba natijalari bilan taqqoslandi. Bunda erkin elektronlar modeli bo'yicha Xoll effekti va rentgenotahlil natijalaridan olingan eng yaqin atomlar orasidagi masofa natijalari inobatga olindi.
7. Temir guruhi elementlari asosidagi FeB, FeCuB va FeSiB amorf qotishmalarning solishtirma elektr qarshiligi temperaturaga va metalloidlar konsentratsiyasiga bog'liqligi o'rganildi.

Foydalanilgan adabiyotlar

1. R.V.Gambino, P.Chaudhari, and J.J.Cuomo, AIP Cont.Prof.Vol.18.1974, p.579.
2. Ф.Блатт. Физика электронной проводимости в твердых телах. Издательство <Мир>, Москва.1971.
3. В.В.Немошкаленко, А.В.Романова. Аморфные металлические сплавы. Киев наукова думка 1987.
4. Кувандиков О.К. Магнитные и кинетические свойства конденсированных сплавов и соединений на основе переходных и редкоземельных металлов. Ташкент. Издательство <Фан>. Академии наук Республики Узбекистан.2009.
5. Субхонкулов И.Б. Электрические, гальваномагнитные и магнитные свойства переходных металлов с металлоидами в кристаллическом и аморфном состояниях. Дисс.канд.физ-мат.наук. Самарканд.1986.180с.
6. R.V.Gambino, P.Chaudhari, and J.J.Cuomo, AIP Cont. Prof. Vol. 18.1974, p.579.
7. Y.Endoh, K.Yamada, J.Beille, D.Bloch, H.Endo, K.Tamiga, and J.Fokushima,"Weak Ferromagnetic Properties of Amorphous FeGe Alloys", Solid State Commun.Vol.18.1976, p.735.
8. S.F.Edwards and P.W.Anderson, "Theory of Spin Glasses", I.Phys.F.Vol.5.1975.965.
9. G.S.Cargile III. "Structure of Metallic Alloy Glasses", in solid State Physics, Vol.30.edited by H.Ehrenreich, F.Seitz, and D.Turnbull (Academic Press, New York, 1975).p.227.
10. L.B.Davies and P.J.Gandy."An Investigation of the Structure of Non – Crystalline Films of Nickel, Cobalt, and Cobalt – Phosphorus by Electron Diffraction", Phys.Stat.Sol.(4),Vol.8,1971.p.189.

11. T.Jchikawa "Electron Diffraction Study of the Atomic Arrangement in Amorphous Iron and Nickel Films", Phys.stat.Sol.(a), Vol.19.1973.p.707.
12. P.K.Leung and J.G,Wright. "Structural Investigations of Amorphous Transition Element Films J.Scanning Electron Diffraction Study of Cobalt. II.Chromium, Iron.Niobium and Nickel", Phil.Mag.Vol.30,1974, p.185.and p.995.
13. J.Dixmier, K.Doi, and A.Guinier", structure de l'alliage nickel phosphore amorphe", in Physics of Non Crystalline Solids, edited by J.Prins (Vorth Holland, Asterdam.1965), p.67.
14. G.S.Cargill III, "Structural investigation of Noncrystalline Nickel-Phosphorus Alloys" J.Appl. Physics<Vol.41,1970,p.12
15. YOSHIO WASEDO.THE STRUKTURE OF NON-CRUSTALLIN.
16. Ашкрафт Н., Мермин Н. Физики твердого тела. М., мир,1971,422 с.
17. С.Дегрос, П.Мазур. Неровновесная термодинамика Издательство "Мир" Москва 1964
18. Р.Хаазе. Термодинамика необратимых процессов Издательство "Мир" Москва 1967
19. В.Ебелинг. Образование структур при необратимых процессах. Издательство "Мир" Москва 1979
20. Г.Николис. И.Пригожин. Самоорганизация в неравновесных системах. Издательство "Мир" Москва 1979
21. Котунов В.В Нам Б.Н Фазовые превращения аморфных сплавов Sm-T(T=Co,Fe,Mn).-1983-77
22. Скаков Ю.А. Что такое аморфных металл?, Исв.Вузов: Черная металлургия, 1982,№7,87-97с
23. Frobose K.Jacklt J. On the temperature dependence of the elektrecal resistivity of amorphous Metalls-J.Phys.F: Metal Phys. V7.№ 11, 1977,p.2331-2448.

24. Хандрих К., Кобу С., Аморфные ферро-и ферримагнетики. Пер. немецк. Н.Н. Потапова М. “Мир” 1982, 296 с.
25. Вонсовский С.В. Магнетизм.-М.: Наука, 1971, с. 1032.
26. Кондорский Е. И. Зонная теория магнетизма. Ч.2-М.: Изд-во МГУ, 1977, с.94.
27. Г. С. Кринчик, “Физика магнитных явлений”. М.Из-во. МГУ, 1976 г. Стр. 145-155.
28. С.Тикадзуми., “Физика ферромагнетизм”, М. Мир., 1983 г.стр. 134-153.
29. Боков В.А. Физика магнетиков, Санкт-Петербург, 2002,
30. Кувандиков О.К., Ботин А.С., Хамраев Н.С., Абаев У.С.В сб. Акустические и электромагнитные свойства конденсированных ьсред. Самарканд 1980, с 98-100.
31. J.M.Ziman. Phil, Mag., 6,1013(1961)
32. A.Zentko, P.Dural, M.Timko, V.Kavasensky, Phys. Stat., (a) 93,685 (1986)
33. Ашкрофт Н., Мерлин Н. физики твердого тела. М., Мир, 1971, 422 С.
34. Блат Ф.Д. Физика электронной проводимости в твердых телах., Мир, 1971, 470с.
35. Вилсон А. квантовая теория ьеталлов. –М.-Л, Гиттл, 1941.
36. Займан Дж. Принципы теории твердого тела. –М., Мир, 1974.- 448с.
37. Займан Дж. Элэктроны и фононы. –М., И.Л, 1962.-448с.