

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

**ALISHER NAVOIY NOMIDAGI SAMARQAND
DAVLAT UNIVERSITETI
FIZIKA FAKULTETI**

Qo'l yozma huquqida

UDK: 538.63. 537.3

MAXMUDOV ELYOR

Ni_3Fe - Ni_3Al sistemasi birikmalarida Xoll effektini o'rganish

5A140202 –fizika

Magistr akademik darajasini olish uchun yozilgan dissertasiya

Ilmiy rahbar: dots. Rajabov R. M.

Samarqand – 2013

MUNDARIJA

KIRISH.....	3
I BOB. ADABIYOTLAR SHARHI.	
1.1. Zaryadlangan zarrallarning elektromagnit maydondagi harakati.....	5
1.2. Xoll effektining nazariyasi.....	10
1.3. Nikel metali va uning Fermi sirti.....	21
1.4. Temir va uning xossalari.....	23
1.5. Alyuminiyning fizik xususiyati.....	25
1.6 Metallar uchun erkin elektronlar modeli va u asosida hisoblangan Fermi sirti parametrlari.....	26
I bob bo'yicha xulosalar va masalaning qo'yilishi.....	33
II BOB. O'LCHAS'H QURILMASI VA UNING TAVSIFI	
2.1. Elektromagnit va uning magnit maydoni.....	35
2.2. Elektromagnitni darajalash uslubi.....	40
2.3. Xoll kuchlanishini ulchash uslubi.....	41
II bob bo'yicha xulosalar va o'lchash namunalaning tayorlanishi.....	47
III BOB. TAJRIBA NATIJALARI VA ULARNI TAHLILI.	
3.1. Elektromagnitni darajalash	48
3.2. Ni_3Fe-Ni_3Al sistemasi intermetallik birikmalarining Xoll koeffsienti va zona parametrlari.....	50
III bob bo'yicha xulosalar.....	56
XULOSA.....	57
Adabiyotlar ro'yxati.....	59

Kirish

Mavzuning dolzarbligi: Metallar va ularning qotishmalarining asosiy fizik xossalaridan biri ularning galmvanomagnit xossasi hisoblanadi. Metallar va ularning qotishmalarining kinetik xossalarini tashqi magnit maydoni ta'sirida o'rganish juda qiziq effektlarning ochilishiga sabab bo'lgan va ular metallar elektron strukturasini o'rganishda katta xizmat qilgan. Ana shunday effektlardan biri Xoll effektidir. Ma'lumki, Xoll kuchlanishi metalning elektron, kristall va magnit strukturasiga juda sezgir kattalik hisoblanadi. Ikkinchidan, 3d–metallar va ularning qotishmalarining elektr o'tkazuvchanligi undagi elektronlarning konsentrasiyasiga va harakatchanligiga bog'liqdir. Xoll kuchlanishini o'lchash shu kattaliklarni aniqlash imkonini beradi. Elektronlarning konsentrasiyasini aniqlash esa metallarning Fermi sferasi radiusini va energiyasini aniqlashga imkon beradi. Shuning uchun ushbu magistrlik dissertatsiyasida: Ni_3Fe-Ni_3Al sistemasi intermetallik birikmalarining galvanomagnit xossalarini o'rganish maqsad qilib qo'yildi.

Magistrlik dissertatsiining asosiy maqsadi:

- Elektromagnitni darajalash
- Ni_3Fe-Ni_3Al sistemasi intermetallik birikmalarining Xoll koeffsientining temperaturaga bog'liqligini tajribada o'lchash
- Ni_3Fe-Ni_3Al sistemasi intermetallik birikmalarining Xoll koeffsientining konsentrasiyaga bog'liqligini aniqlash
- Ni_3Fe-Ni_3Al sistemasi intermetallik birikmalarining Xoll koeffsientining tajriba natijalaridan foydalanib zona parametrlarini hisoblashdan iborat.

Magistrlik dissertatsiyasi tadqiqot ob'ekti:

- Ni_3Fe-Ni_3Al sistemasiga kiruvchi intermetallik $Ni_{75}Fe_{20}Al_5$: $Ni_{75}Fe_{15}Al_{10}$: va $Ni_{75}Fe_{10}Al_{15}$ birikmalar.

Magistrlik dissertatsiyasi tadqiqot uslubi:

- Xoll effektining o'lchashning doimiy tok, doimiy magnit mayoni usuli

Magistrlik dissertatsiining ilmiy yangiligi:

- Ni_3Fe-Ni_3Al sistemasiga kiruvchi $Ni_{75}Fe_{20}Al_5$: $Ni_{75}Fe_{15}Al_{10}$: va $Ni_{75}Fe_{10}Al_{15}$ intermetallik birikmalarining xona temperaturasidan to 500 °C temperatura oralig'ida Xoll koeffisienti o'lchandi.
- Ni_3Fe-Ni_3Al sistemasiga kiruvchi $Ni_{75}Fe_{20}Al_5$: $Ni_{75}Fe_{15}Al_{10}$: va $Ni_{75}Fe_{10}Al_{15}$ intermetallik birikmalarining zona parametrlari hisoblandi.

Tadqiqot natijalarining amaliy ahamiyati va tadbiqu:

- Ni-Fe-Al sistemi qotishmalari mashinasozlikda kompyuter texnologiyada, medisinada xotira saqlovchi materiallar sifatida qo'llanilmoqda, shuningdek olingan natijalar magnit hodisalar fizikasini, fizikaviy materialshunoslikning rivojlanishida ahamiyatga ega. Olingan natijalar 3d metallar va ularning qotishmalarining kinetik va magnit xossalarini tadqiqot qilishda hamda ularning elektron, magnit va kristall strukturasi o'rganishda tadqiq etilishi mumkin.

Magistrlik dissertasida himoya qilinadi:

- Ni_3Fe-Ni_3Al sistemasiga kiruvchi $Ni_{75}Fe_{20}Al_5$: $Ni_{75}Fe_{15}Al_{10}$: va $Ni_{75}Fe_{10}Al_{15}$ intermetallik birikmalarining xona temperaturasidan to 500 °C temperatura oralig'ida Xoll koeffisienti tajriba natijalari.
- Ni_3Fe-Ni_3Al sistemasiga kiruvchi $Ni_{75}Fe_{20}Al_5$: $Ni_{75}Fe_{15}Al_{10}$: va $Ni_{75}Fe_{10}Al_{15}$ intermetallik birikmalarining zona parametrlari hisoblash natijalari

Magistrlik dissertasining strukturasi: Magistrlik dissertasi kirish, uchta bob, xulosalar, va adabiyotlar ruyxatidan iborat bo'lib 61 betdan iborat.

1.1. ZARYADLANGAN ZARRALLRNING ELEKTROMAGNIT MAYDONDAGI HARA KATI

Elektr va magnit maydonlarga tushgan zarralar ma'lum kuchlar ta'sirida bo'ladi va o'zining dastlabki harakat yo'nalishini o'zgartiradi. Turli zaryadlangan zarralarning elektr va magnit maydonda harakatini o'rganib ular zaryadlarining massalariga nisbatini aniqlash mumkin ekan va undan bu zarralarning tabiati hamda ular yuzaga keltiradigan proseslar to'g'risida muhim ma'lumotlar olish mumkin bo'ladi [1, 2]. Elektronlar va ionlar oqimlariga elektr va magnit maydonlar ta'sir qilib, bu oqimlarni boshqarish, ya'ni ularning kuchini va harakat yo'nalishini

O'zgartirish mumkin; turli xildagi muhim elektron asboblari (ossilograflar, elektron mikroskoplar, zaryadlangan zarralar tezlatkichlari, televizion trubkalar va shunga o'xshashlar) ning ish prinsipi shunga asoslangan.

Agar e -zaryadga ega bo'lgan zarra elektr maydon kuchlanganligi E magnit maydon induksiyasi B bo'lgan fazoda harakatlanayotgan bo'lsa, bu zarraga Lorens kuchi ta'sir qiladi. Shuning uchun Nyutonning ikkinchi qonuniga muvofiq, bu zarraning harakat tenglamasi quyidagicha bo'ladi:

$$m \frac{dv}{dt} = eE + e[vB] \quad (1.1)$$

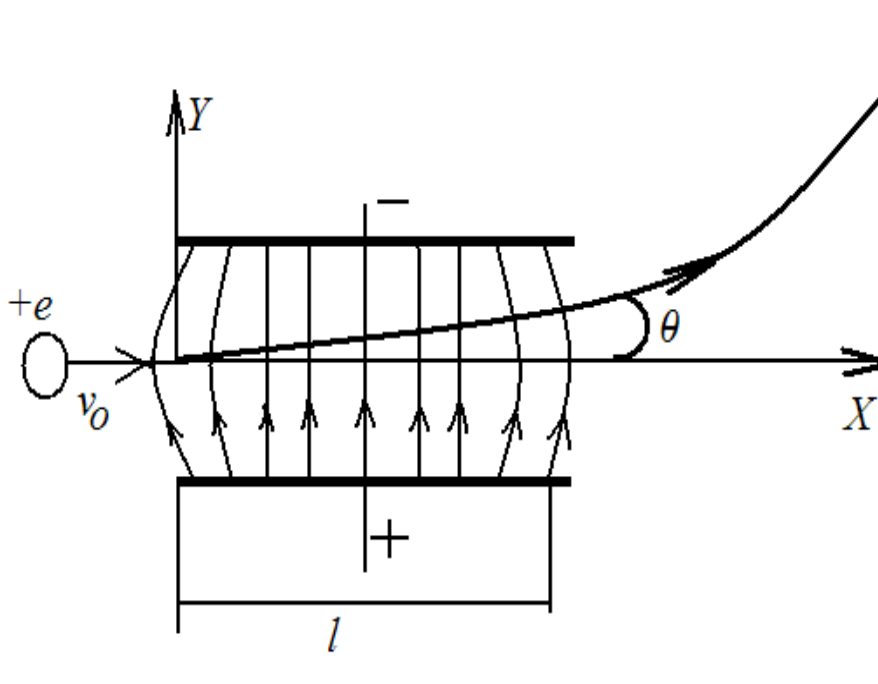
Yozigan bu vektor tenglama uchta skalyar tenglamaga ajraladi, Ulardan har biri tegishli koordinata o'qi bo'ylab harakatni bildiradi.

Kelgusida biz harakatning faqat ba'zi xususiy hollari bilan qiziqamiz. Faraz qilaylik, dastlab X o'qi bo'ylab v_0 tezlik bilan harakatlanayotgan zaryadlangan zarralar yassi kondensatorning elektr maydoniga kirayotgan bo'lsin (1.1-rasm). Agar plastinkalar oralig'i ularning l uzunliklariga nisbatan juda kichik bo'lsa, u holda chekka effektlarini nazarga olmaslik hamda plastinkalar orasidagi elektr maydonni bir jinsli deyish mumkin. Y o'qini maydonga parallel yo'naltirib, shunday yozishimiz mumkin: $E_x = E_z = 0$, $E_y = E$, Magnit maydon yo'q, shuning uchun $B_x = B_y = B_z = 0$. Biz ko'rayotgan holda zaryadlangan zarralarga faqat elektr maydon ta'sir qiladi, maydonning bu ta'sir

kuchi koordinata o'qlarining tanlangan yo'nalishida, butunlay Y o'qi bo'ylab yo'nalgan. Shuning uchun zarralarning harakat traektoriyasi XY tekisligida yotadi va ularning harakat tenglamalari quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$\frac{dv_x}{dt} = 0, \quad \frac{dv_y}{dt} = \frac{e}{m} E \quad (1.2)$$

Bu holda zarralarning harakati doimiy kuch ta'sirida sodir bo'ladi va xuddi og'irlik kuchi maydoni gorizontal otilgan jism harakatiga o'xshaydi.



Rasm 1.1 Zarralar dastasining kondensatordan o'tgandan so'ng qanday θ burchakka og'ishi

Shuning uchun aniq hisoblashlarni bajarmasdan oq zarralar parabolalar bo'ylab harakatlanadi deb aytish mumkin. Zarralar dastasining kondensatordan o'tgandan so'ng qanday θ burchakka og'ishini hisoblaylik (1.1- rasm). (1.2) tenglamalardan birinchisini integrallab, quyidagini topamiz:

$$v_x = \frac{dx}{dt} = \text{const} = v_0 \quad (1.3)$$

Ikkinchi tenglamani integrallab esa

$$v_y = \frac{e}{m}Et + C \quad (1.4)$$

bu erda

$$t = \frac{l}{v_0} \quad (1.5)$$

zarraning elektr maydonda bo'lish vaqti, C — integ'rallash doimiysi. $t=0$ bo'lganda (zarraning kondensatorga kirish paytida) $v_y = 0$ bo'ladi va $C = 0$, shuning uchun`

$$v_y = \frac{dy}{dt} = \frac{e}{m}E \frac{l}{v_0} \quad (1.6)$$

Bundan θ og'ish burchagi uchun quyidagini yozamiz:

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{dy}{dx} = \frac{dy}{dt} / \frac{dx}{dt} = \frac{eEl}{mv_0^2} \quad (1.7)$$

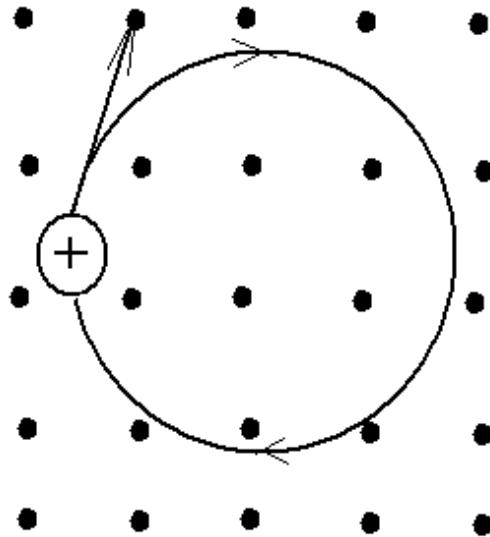
Dastaning og'ishi zarralar solishtirma zaryadining kattaligiga bog'liq bo'ladi.

Endi elektr maydon bo'lmagan, faqat magnit maydon bo'lgan xususiy holni ko'raylik. Boshlang'ich tezligi v_0 bo'lgan zarra B induksiyali magnit maydonga tushadi deb faraz qilaylik. Bu maydonni biz bir jinsli va v_0 tezlikka perpendikulyar yo'nalgan deb hisoblaymiz (1.2- rasm).

Bu holda harakat tenglamasini to'la ravishda echmasdan, harakatning asosiy xususiyatlarini aniqlash mumkin. Dastavval shuni qayd qilish kerakki, zarraga ta'sir qiluvchi kuch hamma vaqt zarraning harakat tezligiga perpendikulyar bo'ladi. Bu degan so'z, kuchning ishi hamma vaqt nolga teng; binobarin, zarra haraqati tezligining absolyut qiymati va, demak, zarraning energiyasi harakat vaqtida o'zgarmaydi. Zarraning v tezligi o'zgarmagani uchun ta'sir qiluvchi $F = evB$ kuch ham doimiy qoladi. Bu kuch harakat yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgani uchun markazga intilma kuch bo'ladi. Biroq kattaligi jihatidan o'zgarmas bo'lgan markazga intilma kuch ta'siridagi harakat aylanma

harakatdir. Bu aylanayning r radiusi quyidagi $\frac{mv^2}{r} = evB$ shartdan aniqlanadi, bundan

$$r = \frac{v}{(e/m)B} \quad (1.8)$$



1.2- rasm. Zaryadlangan zarrallarning magnit maydondagi harakati

Agar elektronning energiyasi eV larda ifodalangan va U ga teng bo'lsa u holda

$$\frac{mv^2}{2} = eU \quad v = \left(\frac{2eU}{mB} \right)^{1/3} \quad (1.9)$$

va shuning uchun

$$r = \left(\frac{2}{e/m} \right)^{1/2} \frac{U^{1/2}}{B} \quad (1.10)$$

Masalan, agar energiyasi 100 eV bo'lgan elektron 0,01 Tl induksiya magnit maydonda harakatlanayotgan bo'lsa, u radiusi $3,4 \cdot 10^{-3} \text{ m} = 3,4 \text{ mm}$ radiusli aylana chizadi. Agar shunday energiyali elektron o'rnida shu maydonda massasi

$M = 1837 \text{ m}$ bo'lgan vodorod atomi harakatlanganda edi, u holda tegishli aylananing radiusi $\sqrt{M/m}$ marta katta, ya'ni $3,4\sqrt{1837} = 147 \text{ mm}$ bo'lar edi.

Zaryadlangan zarralarning magnit maydondagi aylanasiimon harakatining muhim xususiyati bor: aylanish davri zarraning' energiyasiga bog'liq bo'lmaydi.

Haqiqatan ham, aylanish davri $T = \frac{2\pi}{\nu}$ ga teng. Bu erda r o'rniga uning (1.8)

dagi ifodasini ho'ysak, quyidagicha yozish mumkish

$$T = \frac{2\pi}{(e/m)B} \quad (1.11)$$

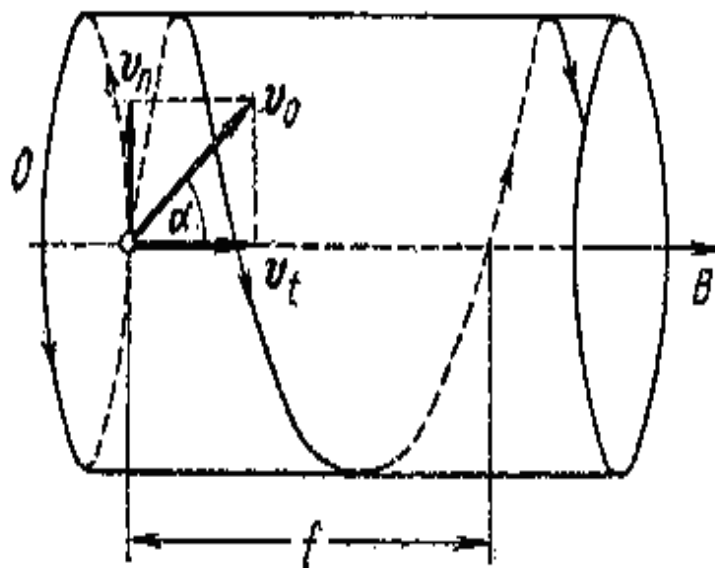
Chastota esa (2π ichidagi aylanishlar soni) quyidagiga teng bo'ladi

$$\omega_c = \frac{2\pi}{T} = \frac{eB}{m} \quad (1.12)$$

Zarralarninr ana shu xili uchun davr ham, chastota ham magnit maydon induksiyasiga bog'liq bo'ladi.

Biz yuqorida boshlang'ich tezlikning yo'nalishi magnit maydoning yo'nalishiga perpendikulyar deb faraz qilgan edik. Agar zarraning boshlang'ich tezligi maydon yo'nalishi bilan biror α burchak tashkil qilganda harakatning qanday xarakterda ekanini tushunish qiyin emas. Bunday holda v_0 tezlikni ikki tashkil etuvchiga ajratish qulay bo'ladi, ulardan biri $v_t = v_0 \cos \alpha$ maydonga parallel, boshqasi $v_n = v_0 \sin \alpha$ maydonga perpendikulyar bo'ladi. Zarraga v_n tashkil etuvchiga tegishli bo'lgan Lorens kuchi ta'sir qiladi va zarra maydonga perpendikulyar bo'lgan tekislikda yotuvchi aylana bo'ylab harakatlanadi. v_t tashkil etuvchi hech qanday qo'shimcha kuchning paydo bo'lishiga sabab bo'l maydi, chunki Lorens kuchi maydonga parallel harakatlanishda nolga teng bo'ladi. Shuning uchun maydon yo'nalishida zarra $v_t = v_0 \cos \alpha$ tezlik bilan inersiya bo'yicha tekis harakat qiladi. Bu ikki harakatning qo'shilishi natijasida zarra 1.3-rasmda ko'rsatilgan silindrik spiral bo'yicha harakatlanadi. Bu spiral vintining qadami $f = v_t T = v_0 T \cos \alpha$ ga teng. T ning o'rniga uning (1.11) ifodasini qo'ysak, quyidagini hosil qilamiz:

$$f = \frac{2\pi v_0 \cos \alpha}{(e/m)B} \quad (1.13)$$



Rasm 1.3 Zarraning boshlang'ich tezligi maydon yo'nalishi bilan biror α burchak tashkil qilganda harakati

1.2. Xoll effektining nazariyasi

Magnit maydonida zarrachaga ta'sir qilayotgan F kuch Fermi sferasidagi barcha nuqtalar k-muhitdan δk ga o'tishi va aralashishi natijasida hosil bo'ladi [3].

Harakat tenglamasi quyidagicha bo'ladi.

$$\hbar \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\tau} \right) \delta k = F \quad (1.14)$$

formulaning $\hbar \left(\frac{\partial}{\partial t} \right) \delta k$ qismi erkin zarraning tezlanishini bildiradi. To'qnashishlar effektini esa $\hbar \frac{\delta k}{\tau}$ bo'lagi bildiradi. τ - to'qnashishlar orasidagi vaqt.

Harakat sistemasini birjinsli B magnit maydonida qaraymiz. Har bir elektronga Lorens kuchi ta'sir qiladi.

$$(SGS) \quad F = -e \left(E + \frac{1}{c} v B \right) \quad (1.15)$$

$$(SI) \quad F = -e(E + vB)$$

$m\delta v = \hbar\delta k$ hisobga olsak harakat tenglamasi quyidagi ko'rinishni oladi.

$$(SGS) \quad m\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\tau}\right)\delta v = -e\left(E + \frac{1}{c}\delta v B\right) \quad (1.16)$$

Siklotron chastotasi. Harakat tenglamasining B maydon z o'qi bo'ylab yo'nalgan holatini qaraymiz. Sodda uchun $\tau \rightarrow \infty$ va $E = 0$ deb hisoblaymiz.

τ ning oxirgi qiymati uchun ham tenglamani echish mumkin.

Yaxshi ifodalangan rezonans chizig'ining mavjudlik sharti $\omega_c \tau \gg 1$ dir.

1) Bu shart so'nuvchi garmonik ossilyator tipidagi sistemaning o'tkir rezonansi shartiga o'xshash bo'lib, uning tenglamasi quyidagi ko'rinishda bo'ladi.

$$m\left(\frac{\partial^2 x}{\partial t^2} + \frac{1}{\tau} \frac{\partial x}{\partial t} + \omega_0^2 x\right) = Ee^{-i\omega t} \quad (1.17)$$

Shunday qilib qaralayotgan holat uchun 1.17 tenglamaning ko'rinishi x va y o'qlar uchun quyidagi ko'rinishda bo'ladi

$$(SGS) \quad m\left(\frac{\partial}{\partial t} \delta v_x = -\frac{eB}{c} \delta v_y\right) \quad m\left(\frac{\partial}{\partial t} \delta v_y = \frac{eB}{c} \delta v_x\right) \quad (1.18)$$

Bu tenglamalar sistemasining echimi quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$\delta v_x = v_0 \cos \omega_c t; \quad \delta v_y = v_0 \sin \omega_c t \quad (1.19)$$

bunda

$$(SGS) \quad \omega_c \equiv \frac{eB}{mc}, \quad (SI) \quad \omega_c \equiv \frac{eB}{m} \quad (1.20)$$

Bu ω_c chastota erkin elektronning siklotronning chastotasi hamdir.

v_0 tezlikning amplitudaviy qiymati (1.19 dagi) Fermi tezligi bo'lib hisoblanmaydi, bu Fermi sirtidagi boshlang'ich dreyf tezligi.

Statistik magnit qarshilik. B magnit maydoni z o'qi bo'ylab yonalganligi ko'p hollarda muhim rol o'ynaydi. (Bunday holda xy tekisligiga perpendikular bo'ladi).

Bunday holda elektronlar uchun harakat tenglamasi quyidagi ko'rinishni oladi.

$$\begin{aligned}
m\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\tau}\right) \delta v_x &= -e\left(E_x + \frac{B}{c} \delta v_y\right) \\
m\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\tau}\right) \delta v_y &= -e\left(E_x - \frac{B}{c} \delta v_x\right) \\
m\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\tau}\right) \delta v_z &= -eE_z
\end{aligned} \tag{1.21}$$

SI sistemasida shu formuladagi c ni 1 ga almashtirib hosil qilamiz.

Stasionar hollarda vaqt bo'yicha hosila nolga teng bo'lib (1.21) formula o'rniga quyidagilarni hosil qilamiz.

$$\begin{aligned}
\delta v_x &= -\frac{e\tau}{m} E_x - \omega_c \tau \delta v_y; \\
\delta v_y &= -\frac{e\tau}{m} E_y + \omega_c \tau \delta v_x \\
\delta v_z &= -\frac{e\tau}{m} E_z
\end{aligned} \tag{1.22}$$

Bu tenglamalar sistemasini echib δv_x va δv_y ga nisbatan topamiz.

$$\delta v_x = -\frac{\frac{e\tau}{m}}{1 + (\omega_c \tau)^2} (E_x - \omega_c \tau E_y), \quad \delta v_y = -\frac{\frac{e\tau}{m}}{1 + (\omega_c \tau)^2} (E_y + \omega_c \tau E_x). \tag{1.23}$$

Elektronlar uchun tok zichligi $j = n(-e)\delta v$ munosabat bilan yoziladi.

Elektr toki zichligi vektori komponentalari uchun quyidagiga ega bo'lamiz.

$$\begin{aligned}
j_x &= \sigma_{xx} E_x + \sigma_{xy} E_y = \frac{\sigma_0}{1 + (\omega_c \tau)^2} (E_x - \omega_c \tau E_y), \\
j_y &= \sigma_{yx} E_x + \sigma_{yy} E_y = \frac{\sigma_0}{1 + (\omega_c \tau)^2} (\omega_c \tau E_x + E_y), \\
j_z &= \sigma_{zz} E_z = \sigma_0 E_z,
\end{aligned} \tag{1.24}$$

bunda
$$\sigma_0 = \frac{ne^2 \tau}{m}.$$

Tok zichligi komponenti Z o'qida qiymatga ega emas. Agarda magnit maydoni Z o'qi bo'ylab yo'nalgan bo'lsa albatta.

Tok zichligini matrisa shaklida quyidagicha yoziladi:

$$\begin{pmatrix} j_x \\ j_y \\ j_z \end{pmatrix} = \frac{\epsilon_0}{1 + (\omega_c \tau)^2} \begin{pmatrix} 1 & -\omega_c \tau & 0 \\ \omega_c \tau & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 + (\omega_c \tau)^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \quad (1.25)$$

(1.25) dan ko'rinadiki, diagonaldagi elementlar o'tkazuvchanlik tenzorini bildiradi, σ_{xx} va σ_{yy} lar esa magnit qarshiligi effektini xarakterlaydi, magnit maydoni B ning kamayishi bilan (yoki ω_c) monoton kamayadi. Nodiagonal elementlar σ_{xy} va σ_{yx} lar B magnit maydon ortishi bilan oldin o'sadi, so'ngra esa keskin kamayadi. Eksperimental elektr qarshilikni magnit maydonida aniqlash uchun tajibaning geometrik tomonlarini tanlab olish kerak.

Xoll effekti. Brusok ko'rinishidagi namunani E_x elektr maydoniga bo'ylama va magnit maydoni B ga ko'ndalang ravishda joylashtirgan holda ko'rib chiqamiz [4, 5].

Tok brusokning Y o'qi bo'yicha yo'nalgan ekan $j_y = 0$ deb olishga to'g'ri keladi. (1.24) tenglamaga asosan bu holat bo'ylama elektr maydonining qiymati quyidagicha bo'lganda o'rinli bo'ladi.

$$(SGS) \quad E_y = -\omega_c \tau E_x = -\frac{eB\tau}{mc} E_x \quad (1.26)$$

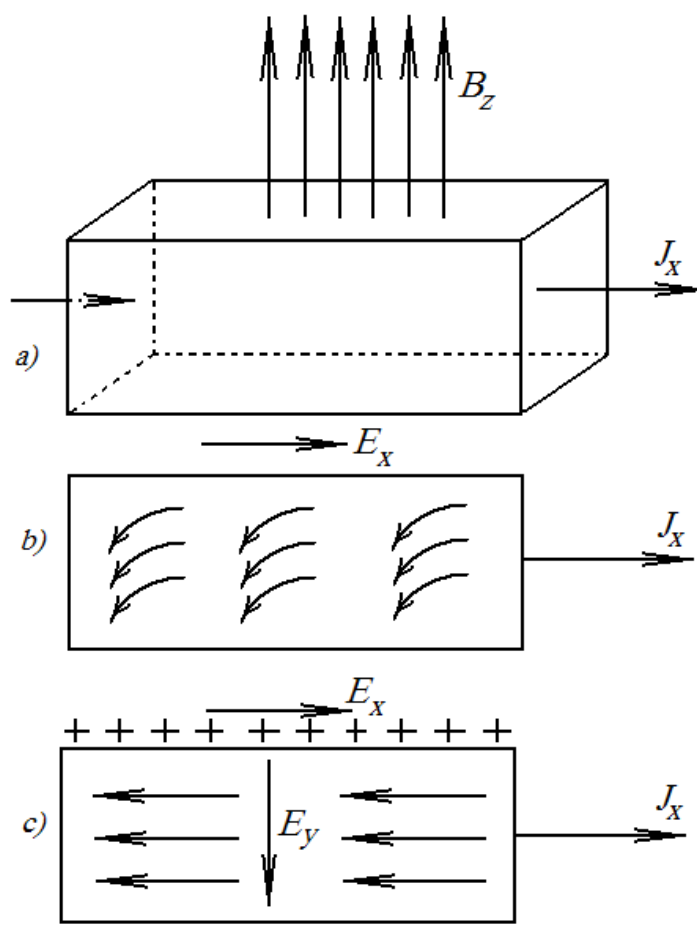
$$(SI) \quad E_y = -\omega_c \tau E_x = -\frac{eB\tau}{m} E_x$$

E_y bo'ylama maydonning qiymatini (ya'ni kattaligini) brusokning qarama – qarshi tomonlarining potentsiallarini o'lchab topish mumkin.

Odatda Xoll effektini tushuntirish standart “geometriya” atamasidan foydalaniladi.

- a) to'g'ri burchakli brusok (parallelopiped) shaklidagi namuna Z o'qi bo'yicha magnit maydoniga joylashtirilgan. Brusok tekisliklaridan biri magnit maydoniga perpendikulyar holatda joylashtirilishi kerak. Bunda elektr maydoni X o'qi bilan mos tushishi kerak. Elektr maydonining X o'qidagi proeksiyasi j_x tok zichligini hosil qiladi.

- b) brusokning Z o'qiga perpendikulyar yo'nalishdagi kesimi bu dreyv tezligini illyustratsiya qiladiki tashqi electr maydon ta'sirida elektronlar birdaniga dreyv tezligini hosil qiladi. Elektronlarning Y o'qiga og'ishi magnit momentining ta'siri bilan hosil qilinadi. Elektronlar brusokning bitta qirrasida to'planadi (manfiy zaryad). Qarama – qarshi qirrasida musbat ionlar musbat zaryad keskin ko'payib ketishini hosil qiladi. Bu holat elektronlarga ko'ndalang yo'nalishda electr maydoni magnit maydoni tomonidan ta'sir qiluvchi kuchlarni tenglashtirguncha davom etadi. Tashqi elektr va magnit maydonlar ta'sirida stasionar holat hosil qilinadi.
- c) stasionar holatda elektronlar dreyv tezligi o'zgarmas bo'ladi. stasioanar holat hosil qilingandagi zaryadli zarralar harakati ko'rinishi.



1.4-rasm. Xoll effektini tushuntirishning sxematik ko'rinishi.

R_H ni esa Xoll koeffisienti yoki Xoll doimiysi deyiladi. Bizning modelimizdagi R_H ning kattaligini bilish uchun (1.26) ni (1.24) dagi birinchi tenglamaga qo'yamiz va natijada quyidagilarni olamiz

$$\begin{aligned} \text{(SGS)} \quad R_H &= -\frac{eB\tau E_x / mc}{ne^2 \tau E_x B / m} = \frac{1}{nec} \\ \text{(SI)} \quad R_H &= -\frac{1}{ne} \end{aligned} \quad (1.27)$$

Tok tashuvchilarning konsentrasiyasi qancha kam bo'lsa, Xoll koeffisientining qiymati shuncha katta bo'ladi. Shuning uchun R_H ni o'lchash tashuvchilarning konsentrasiyasini aniqlash imkoniyatini beradi.

Agar $\omega_0 \tau \gg 1$ bo'lganda kuchli magnit maydonida hodisa kuzatilsa, Xoll effekti nazariyasi yanada soddaroq ko'rinishni oladi.

bunda ω_c - siklotron rezonansi chastotasi, τ - relaksasiya vaqti.

Xoll koeffisientining tajribada olingan qiymatlari (ba'zi metallar uchun) 1.1 jadvalda keltirilgan. Bu jadvalda zaryad tashuvchilarning soniga bog'liqligi ham ko'satib o'tilgan. Toza namunalar uchun past temperaturalarda kuchli magnit maydonlarida “ spiral rezonansi “ metodi bilan aniqlangan juda aniq qiymtlari keltirilgan. Bir valentli metallar (Na va K) uchun aniqlangan tajriba natijalari (1.27) asosida aniqlangan qiymatlar bilan hayratlanarli darajada mos kelganligi har bir atom uchun bir valent electron to'g'ri kelishini ko'rsatadi.

Shunga e'tibor qaratish kerakki, 3 valentli metallar (Al va In) uchun olingan qiymatlar natijalari har bir atom uchun bir musbat qiymatli electron zaryadiga teng bo'lgan zaryad to'g'ri keladi. Uch valentli metallar uchun aniqlangan Xoll koeffisientining qiymatlari uchun tajriba natijasida boshqa qiymatlar ham olindi. Be va As ustida o'tkazilgan tajribada Xoll koeffisienti uchun olingan musbat qiymatlar musbat zaryadlangan tok tashuvchilari harakatiga mos kelishini bildiradi.

Bu muammoga juda ilgaridan duch kelingan. Bu borada G. A. Lorensning quyidagicha fikrlari ham mavjud: “ Bu shundan guvoh beradiki erkin

elektronlarning ikki tipi mavjud bo'lishi kerak, musbat harakatlar bir jismga to'g'ri kelsa, manfiy harakatlar boshqa jismga to'g'ri keladi." 1.1 jadvalda $A-R_H$ ning an'anaviy usulda (Landol'ta – Bernshteyn jadvalidan) past temperaturada olingan qiymatlari. B- 4 0K temperaturada(Gudman ishlari bilan hamkorlikda) spiral to'lqinlar usulida aniqlangan qiymatlardir. n – tok tashuvchilar konsentrasiyasi.

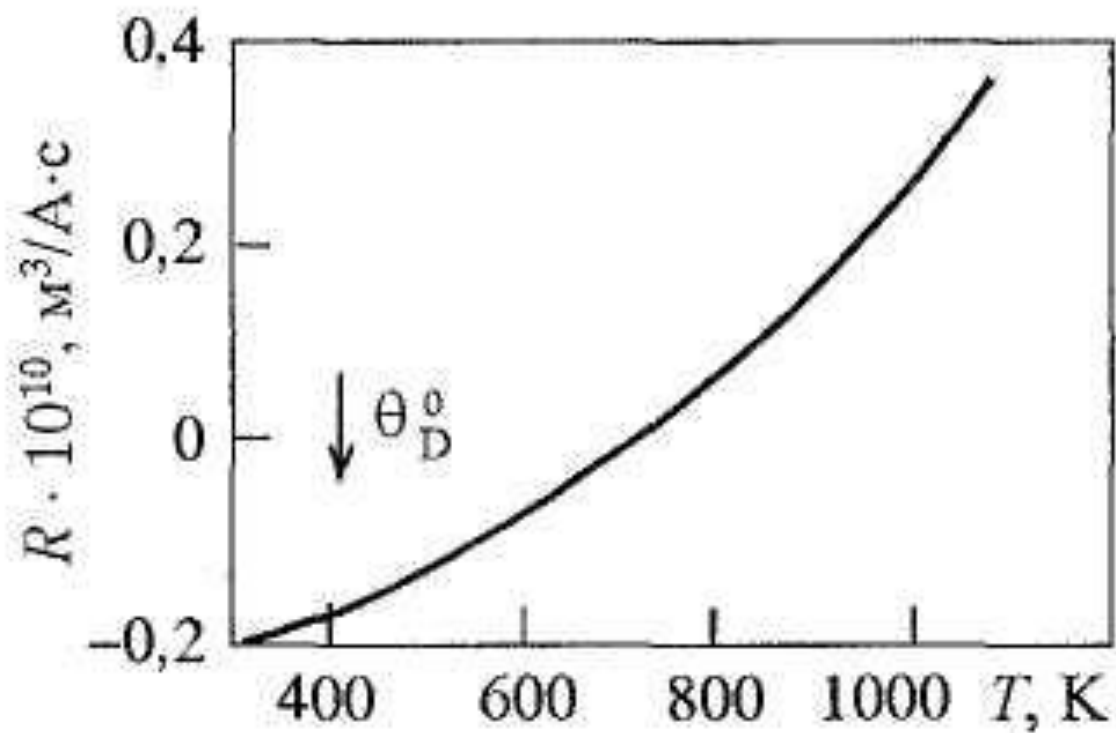
R_H ning qiymati SGS dagi qiymatiga o'tish uchun uni $9 \cdot 10^4$ ga ko'paytirish kerak. Qiymatlarni m^3/kl birlikdasisiga o'tkazish uchun uni $9 \cdot 10^{13}$ ga ko'paytirish kerak.

1.1-jadvalda eksperiment natijasida aniqlangan Xoll koeffisientinig qiymatlari
erkin elektronlar nazariyasi natijalari bilan solishtirilgan [3].

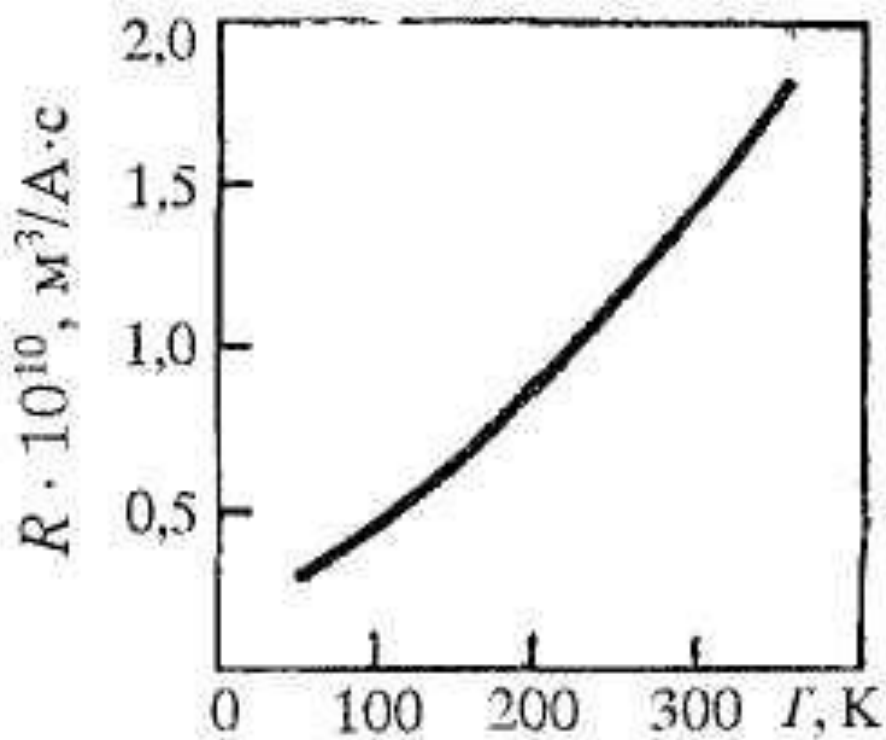
1.1-jadval

Metall	Metod (Usul)	R_H ning tajribada aniqlangan qiymatlari 10^{-24} SGS birlikda	Bir atomga to'gri kelgan to'qnashuvchilar soni ehtimoli	$-\frac{1}{nec}$ kattalikning hisoblangan qiymatlari 10^{-24} SGS birlikda
Li	A	-1,89	1elektron	-1,48
Na	B	-2,619	1elektron	-2,603
	A	-2,3		
Ka	B	-4,946	1elektron	-4,944
	A	-4,7		
Rb	A	-5,6	1elektron	-6,04
Cu	A	-0,6	1elektron	-0,82
Ag	A	-1,0	1elektron	-1,19
Au	A	-0,8	1elektron	-1,18
Be	A	+2,7	-	-
Mg	A	-0,92	-	-
Al	B	+1,136	1 teshik	+1,135
	A	-0,43		
In	B	+1,774	1 teshik	+1,780
As	A	+50	-	-
Sb	A	-22	-	-
Bi	A	-6000	-	-

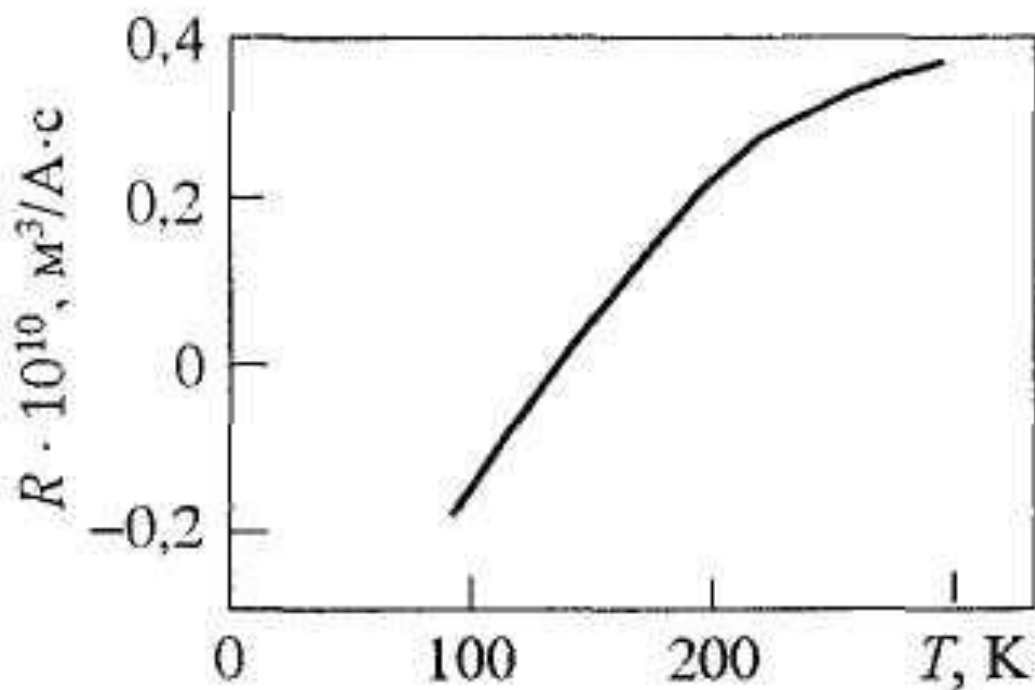
Xoll koeffisientini aniqlash bo'yicha tajriba natijalaridan namunalar [6].



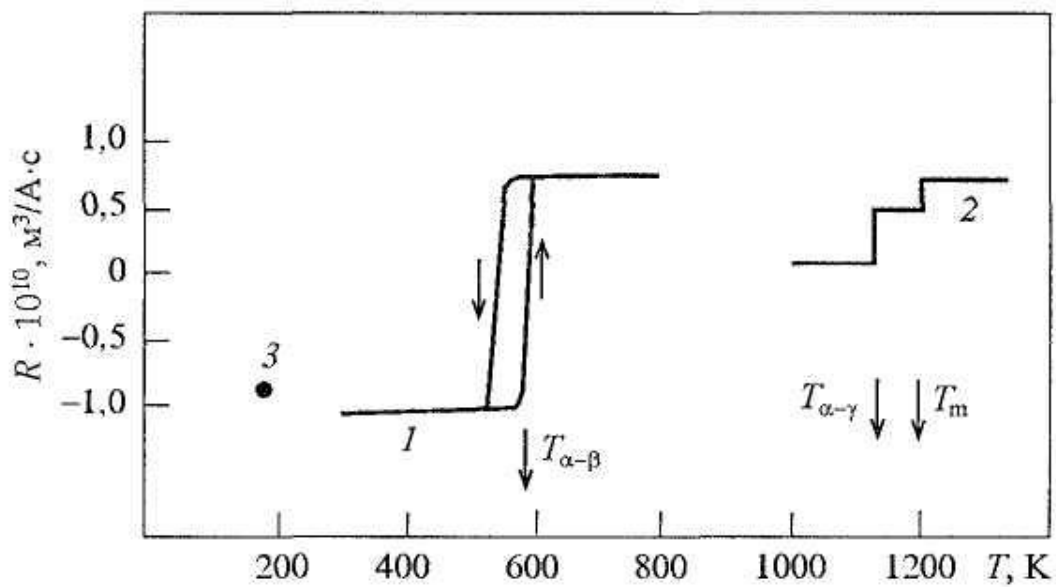
1.5 rasm. Titanning Xoll koeffisientining temperaturaga bog'liqligi.



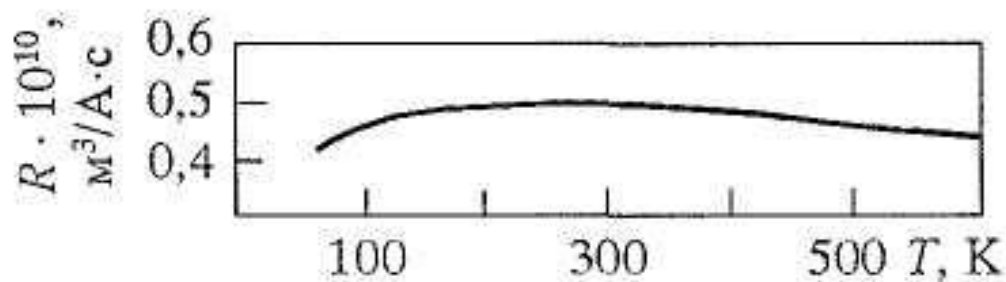
1.6 rasm. Sirkoniyning Xoll koeffisientining temperaturaga bog'liqligi



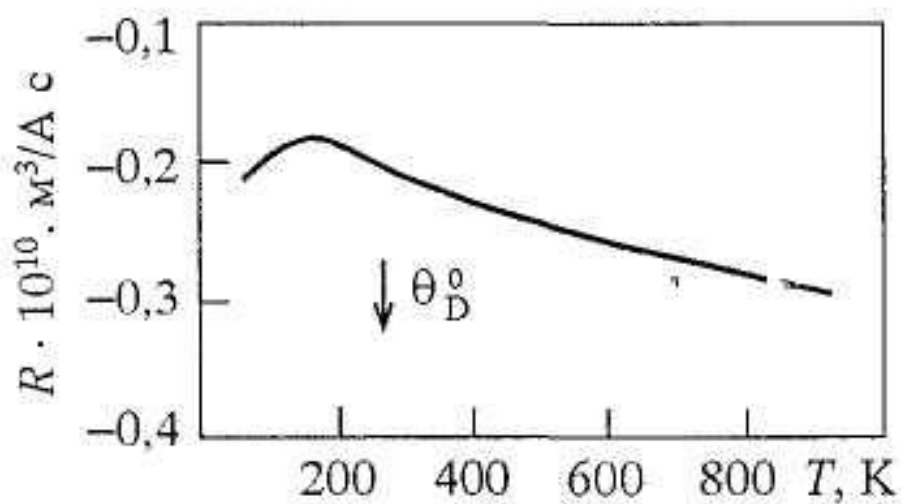
1.7 rasm. Gafniyning Xoll koeffisientining temperaturaga bog'liqligi



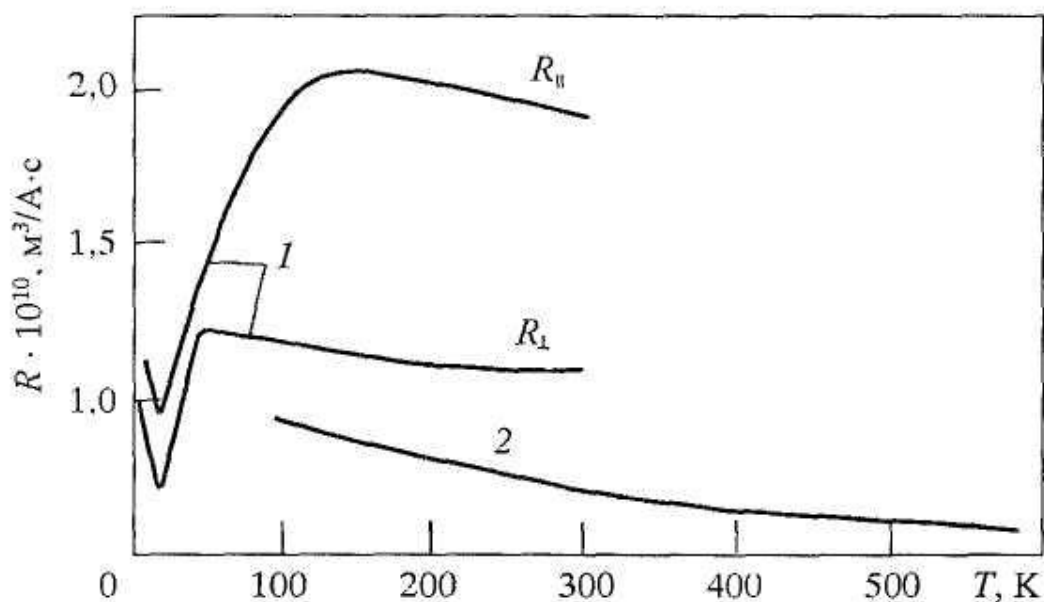
1.8 rasm. Lantanning Xoll koeffisientining temperaturaga bog'liqligi



1.9 rasm. Rodiyning Xoll koeffisientining temperaturaga bog'liqligi [1



1.10 rasm. Platinaning Xoll koeffisientining temperaturaga bog'liqligi [1]



1.11 rasm. Rutiniyning Xoll koeffisientining temperaturaga bog'liqligi [1]

Demak shuni nazarda tutish kerakki, bir xil metalarda erkin zaryad tashuvchilar protonlar bo'lsa, boshqa bировlarida elektronlardir.

1.3. Nikel metali va uning Fermi sirti

Nikel metali normal bosimda to erish temperaturasiigacha tomonlari markizlashgan kubik strukturaga ega bo'lib panjara doimiysi 298 K da $a=0,35238 \cdot 10^{-9}$ m ga teng. 629 K temeraturadan pastda ferromagnit xolatda buladi. Nikel metalining soiishtirma elektr karshiligining temperaturadan boglikligi 1. 5rasmda keltirilgan.

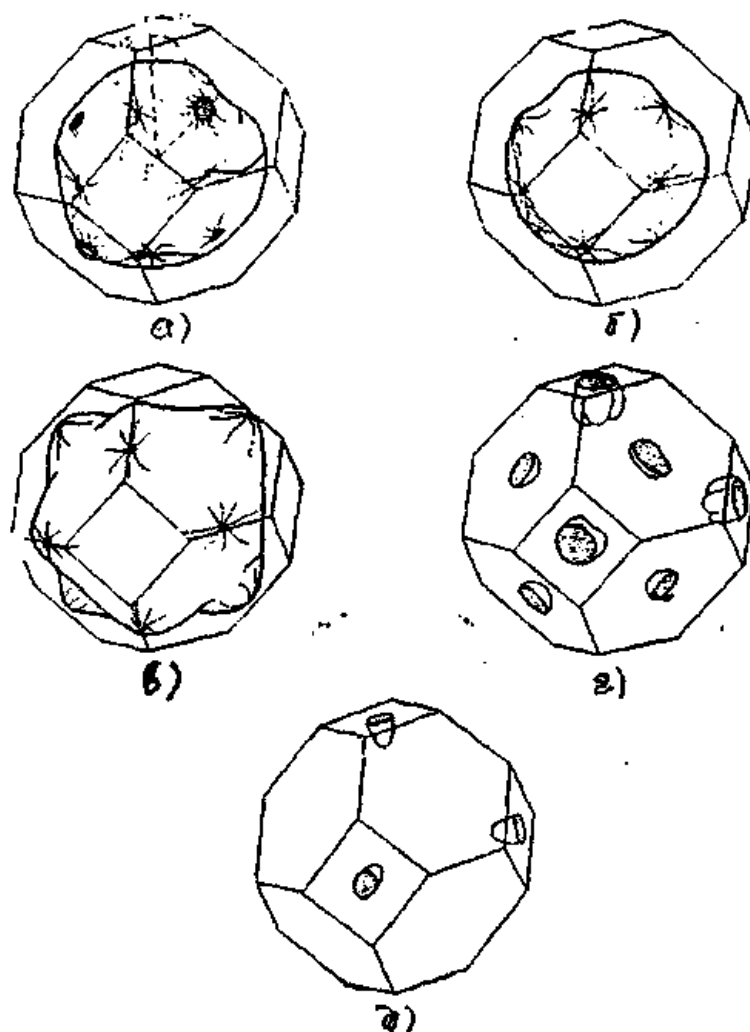
Rasmda soiishtirma karshilikning magnit tashkil etuvchining temperaturadan boglikinasligi nuqtai nazaridan ajratilan xol xam keltirilgan bo'lib magnit tashkil etuvchining xisasi temir va kobalt metallarinikidan kam. Hisoblashlar bo'yicha da utkazichan xisoblashlar natijalariga kura relaksasiya vakti 1000 K temperaturada 3d - polos'a uchun 10^{-15} sekund va d - polosa uchun 10^{-16} sekund. Bu parametralarni inobatga olganda Fermi energiyasining noaniklik darajasi 3d - polosa uchun $\Delta\varepsilon=0,6\text{ev}$ ga d - polosa uchun esa $\Delta\varepsilon=6\text{ev}$ ga teng [7]. Fermi energiyaning bunday noaniklik darajasida Fermi sirtining ayrim detallari xisobga olmaslik darajada kichik buladi va nikel uchun kinetik koeffisientlarni xisoblashda elektron struktura xudi suyuk metalining elektron strukturasiga uxshash buladi. Nikei metalida elektronlarning sochilish mexanizmi matrisa elementiga d-poiosa katta xissa kushadi.

Ni metali Fermi sirtining tuzilishi asosan deGaaz - Van Alfen effekti va magnit karshilik efektlari asosida urganilgan. Ba'zi yunalishlarda Fermi sirti ochik orbitalarga ega bulishi magnit karshilik effekti tajribaviy ulchashlari yordamida aniqlangan. Bunday ochiq orbitalaming mavjudligini sferik Fermi sirtining Brilyuen zonalarining [111] yunalishida muntazam oltiburchak tomonlarining kesib utishiga asosan tushuntirish mumkin. Ni Fermi sirtining miss Fermi sirti bilan uxshashligi shuni kursatadiki Ni ning spinining bir yunalishida zonadagi elektronlar soni misning bir atomga tugri keluvchi eletkronlar soniga yaqinligidan dalolat berib u 5,5 ga teng. De Gaaz-vanAlfen

effektidagi ossilyasiyasi Ni Fermi sirtining bir yaprog'i nodir er metallarning Fermi sirtiga uxshash ekanligini kursatadi.

Ni metallining zonalar tuzilishi kup metodlar yordamida xisoblab chikilgan.

Bu xisoblashlarning barchasi Ni ning zonalar strukturasi paramagnit xolat uchun xisoblanib sungra zonalar ni karama-karshi spinlar buyicha siljitish mumkin degan yakinlashish asosida amalga oshirilgan. Bunday sxemada Ni ning zonalar strukturasi spinlar yukoriga elektronlar uchun faqatgina bitta ko'p bog'lamli Fermi sirti mavjud buladi. Spinlari pastga bulgan elektronlar uchun esa bir nechta Fermi sirti mavjud bo'lib ularning ikkitasi markidlari G nuktada bulgan va b-chi va 5-chi zonalarda joylashgan elektronlar karmanlaridan iborat. Bundan tashkari markazi L nuktada joylashgan va 4-chi zonada joylashgan bitta teshikli karmandan iborat. Fermi sirtining barcha yaprokchalarining kundalang kesimlari 1.9- rasmda kursatilgan. Fermi sirtining nazariy modeli esa 1.9- rasmda kursatilgan. Fermi sirtini qurish jarayonida eksperimental tadkikotlar va nazariy xisoblashlar Ni metalida spin-orbital uzaro ta'sir juda kuchli ekanligini kursatdi.



1.9 Rasm. Ni metali Fermi sirtining kurinishi. A) Spini yukoriga yunalgan elektron sirti; B) va V) spini pastga yunalgan elektron sirt; G) spini pastga yunalgan «teshik» laming L nuqtadagi sirti; D) spini pastga yunalgan «teshik» laming X nuqtadagi sirti

1.4. Temir va uning xossalari.

Temir xech qachon mutlaqo toza xolatda bo'lmaydi, unga xamma vaqt boshqa elementlar aralashgan bo'ladi. Xozirgi vaqtda ilmiy tekshirish ishlari uchun tarkibida 0,01% va undan xam kam temir xosil qilish usuli topilgan. Bunday temirni tekshirishga juda kamdan-kam xollardagina extiyoj tug'iladi. Ko'pchilik xollarda *texnika temiri* (ariko temiri) deb ataladigan temir tekshiriladi, bunday temir esa xozir marten pechlarida ko'p miqdorda xosil qilinadi. Texnika temirining tarkibida 0,1-0,2% undan ortiq elementlar bo'ladi.

Bu elementlarning ba'zilari, masalan uglerod va mis prosentning yuzdan bir ulushlari qadar (0,02% chamasi) bo'lsa qolganlarining miqdori prosentning mingdan va o'n mingdan bir ulushlarini tashkil etadi.

Temir yumshoq, plastik, kul rangroq tusda tovlanadigan oq metal bo'lib, 1539 °S da suyuqlanadi. Qattiq xolatda temirning ikkita modifikatsiyasi (alotropik shakl o'zgarishi) bo'ladi, bular α -temir (α -Fe) va γ -temir (γ -Fe) dir.

α -temir temperaturalarning ikki oralig'ida: 911°S dan past temperaturalarda va 1392 dan 1539°S gacha temperaturalarda mavjud bo'la oladi. Buning sababi shuki, temirning erkin energiyasi (Fe) miqdori, temperaturaga qarab ma'lum darajada o'zgaradi: 911°S gradusdan past temperaturalarda α -temirning erkin energiyasi γ -teminikidan kam, 1392°S dan yuqori temperaturalarda esa ortiq bo'ladi. 911°S bilan 1392°S temperaturalar oralig'ida temir atomlarining yoqlari markazlashgan kub tarzda joylashuvi sababli erkin energiyasi kamroq bo'ladi, shuning uchun temperatura qizdirilganda 911°S temperaturada α -temir β -temirga, 1392°S temperaturada esa γ -temir α -temirga aylanadi. 1392 °S va undan yuqori temperaturadagi α -temir, ba'zan, δ -temir deyiladi. Ammo temirning bu modifikatsiyasi yangi bir shakl o'zgarish emas. δ -temir 768 °S va undan past temperaturalardagi α -temirdan faqat kristal panjara parametrlari jixatidangina farq qiladi. Ba'zi metallarda, shu jumladan temirda xam, yaxshi magnitlanish xossasi bo'ladi. Temirning bu xossasi *Ferromagnitlik xossasi* deyiladi. Ammo temir qizdirilgan sari ferromagnitlik xossasi seki-asta pasayib, ma'lum temperaturada butunlay yo'qoladi. Metalning ferromagnitlik xossasi butunlay yo'qoladigan temperatura *Kyuri* nuqtasi deyiladi. 768°S temperatura temir uchun Kyuri nuqtasidir. Temirning farromagnitli xossasi Kyuri nuqtasiga yaqinlashgan sari sekin asta pasayib boradi va bu nuqtada temirning xossalari to'satdan o'zgarmaydi. Ferromagnitlik xossasining o'zgarishida temperatura gisterezisi (o'ta sovish, o'ta qizish) bo'lmaydi va metallning mexanik va ba'zi fizikaviy xossalari o'zgarmay, balki ko'pgina elektr, magnit va issiqlik xossalari o'zgaradi. Metallning Ferromagnitlik xossasi o'zgarganda metal qayta

kristallanmaydi, ya'ni kristal panjara o'zgarmaydi, ammo kristal panjaraning parametrlari bir oz o'zgaradi.

Binobarin, Ferromagnitlik xossasining o'zgarishi allotropik shakl o'zgarishidan butunlay farq qiladi.

768 bilan 911^oS temperaturalar orasidagi α -temir magnitlanmaydi, shuning uchun β - temir deb ataladi.

1.5. Alyuminiyning fizik xususiyati

Metallarning yaxshi elektr o'tkazuvchanliklariga asosiy sabab, ularning atomlaridagi valent elektronlari bilan yadrolari orasidagi bog'lanishdir. Boshqa ko'pchilik moddalardan farqli o'laroq metallarning atomlaridagi hamma elektronlar juda kuchli bog'lanmagan. Shu sababli, yadrodan uzoqda joylashgan elektron qobig'idagi elektronlar yadroga juda sust tortiladi. Bunday bog'lanish esa musbat zaryadlangan yadro va manfiy zaryadlangan elektron oralaridagi masofa ortishi bilan kamayib boruvchi Kulon kuchlarining mavjudligi bilan tushuntiriladi. Bundan tashqari, masofa ortishi bilan o'zaro ta'sir kuchlarining kamayishiga valent elektronlar bilan yadro orasidagi ichki qobig'larida elektronlar orasida to'siq mavjudligidir. Metallarning kristall panjaralarini tashkil etish uchun bir-birlari bilan yaqinlashtirilganda, ularning valent elektron qobig'lari bir-birlari bilan kirishib ketadi, natijada ulardagi valent elektronlari kristallning hajmi bo'ylab erkin harakatlana boshlaydi. Natijada, avval aniq bir atomga ta'lluqli bo'lgan elektron endi kristall panjarani tashkil etgan hamma atomlarga ta'lluqli bo'lib qoladi, ya'ni erkin elektronga aylanadi. Demak, qattiq holatda turgan hamma metall atomlari o'zlariga tegishli bo'lgan elektronlarning bir qismidan ajralib qolar ekan.

Misdan keyingi radiotexnikada eng ko'p qo'llaniladigan material - bu alyuminiy bo'lib, u elektr tokini yaxshi o'tkazadigan materialdir. Alyuminiy juda engil, kumushsimon oq rangda tabiatda uchraydi. Uning solishtirma qarshiligi misnikidan 16 marta katta bo'lib, alyuminiy misdan 3,5 marta

engildir. Normal sharoitda erish harorati 660°S , solishtirma issiqlik sig'imi $923 \text{ J}\cdot\text{kg}\cdot\text{K}$, solishtirma issiqlik o'tkazuvchanligi 218 Vt . Haroratli chiziqli kengayish koeffisienti $21\cdot 10^{-6} \text{ K}$ ga teng. Solishtirma qarshiligi $0,0265 \text{ mkOm}\cdot\text{m}$ ga teng, chiqish ishi $4,25\text{eV}$ ga teng. Alyuminiy-ning kamchiligi, mexanik chidamliligining juda kichikligidadir. Alyuminiy elektroliz yo'li bilan olinadi. Alyuminiy tabiatda har xil markali ko'rinishda uchraydi, ya'ni 1AE, A97, A999, AE markali tarkibida $0,5$ kirishma bor. Undan tayyorlangan alyuminiy siFei solishtirma qarshiligi $0,028 \text{ mkOm}\cdot\text{m}$ ni tashkil etadi, A97 markali alyuminiy tarkibida $0,3\%$ kirishma bor. Bu markali alyuminiy juda toza material bo'lib, kreFeiy bilan kontakt qilinadi. Uning kamchiligi elektromigrasiyaga juda kam moyilligidir.

1.6 § Metallar uchun erkin elektronlar modeli va u asosida hisoblangan fermi sirti parametirlari.

Uch o'lchamli hollarda erkin zarralar uchun Shryodinger tenglamasi quyidagi ko'rinishda bo'ladi [5]:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)\psi_k(r) = \varepsilon_k \psi_k(r) \quad (1.28)$$

Agar elektronlar L tomonidan kub shaklidagi hajmga berkitilgan bo'lsa, (1.28) tenglamaning echimi to'lqin funksiyasi kabi bolib bir o'lchamli holler uchun echimi quyidagicha bo'ladi.

$$\psi_n(r) = A \sin\left(\frac{\pi n_x}{L} x\right) \sin\left(\frac{\pi n_y}{L} y\right) \sin\left(\frac{\pi n_z}{L} z\right), \quad (1.29)$$

n_x, n_y, n_z – musbat butun sonlar. Buturg'un to'lqin uchun.

Davriy chegaralangan shartlarda to'liq funksiyalarni kiritish qulay bo'lib bunday hol fanonlar uchun qo'llanilgan. To'liq funksiyalarni x, y, z bo'yicha davriy funksiyalar bo'lishini talab qilamiz va uning davrini L deb olamiz

$$\psi(x+L, y, z) = \psi(x, y, z) \quad (1.30)$$

va xuddi shunday shartlar y va z koordinatalar uchun ham bajariladi.

Shryodinger tenglamasini qanoatlantiruvchi to'liq funksiyasi erkin zarralar uchun (1.28) tenglamadagidek bo'ladi va davriy chegaralangan shartlarda (1.30) tenglamalar yuguruvchi tekis to'liqlar bo'lib hisoblanadi va quyidagicha bo'ladi:

$$\psi_k(r) = e^{ikr}, \quad (1.31)$$

Bu formuladagi to'liq vektori komponentlari k quyidagi qiymatlarni qabul qiladi

$$k_x = 0; \pm \frac{2\pi}{L}; \pm \frac{4\pi}{L}; \dots \quad (1.32)$$

k_y va k_z lar uchun ham shunga o'xshash bo'ladi.

Demak k vektorning har qanday komponenti ya'ni har qanday o'qdagi proeksiyasi $2n\pi/L$ ko'rinishda bo'ladi. bunda n – musbat yoki manfiy son. k komponentlari spinning yo'nalishini bildiruvchi m_s kvant sonlari kabi qaralayotgan masalada kvant sonlari bo'lib hisoblanadi.

(1.32) formula bilan berilgan hollarda k_x ning qiymatlarida (1.31) shart qanoatlantiradi, haqiqatdan ham

$$\exp[ik_x(x+L)] = \exp\left[i2n\pi \frac{(x+L)}{L}\right] = \exp\left(\frac{i2n\pi x}{L}\right) \exp(i2n\pi) = \exp\left(\frac{i2n\pi x}{L}\right) = \exp(ik_x x) \quad (1.33)$$

(1.31) ni (1.28) ga qo'yib quyidagini hosil qilamiz.

$$\varepsilon_k = \frac{\hbar^2}{2m} k^2 = \frac{\hbar^2}{2m} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) \quad (1.34)$$

Bu k to'liq vektordan tuzilgan ε_k energiyani xususiy qiymati formulasidir.

To'liq vektori kattaligi k to'liq uzunligi bilan quyidagicha bog'langan

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (1.35)$$

P impulsni kvant mexanikasida $\bar{p} = -i\hbar\nabla$ operatori bilan ifodalanadi.

Bu operator bilan orbitalning to'liq funksiyasi uchun (1.31) ga ta'sir ettirib quyidagi tenglikni hosil qilamiz:

$$p\psi_k(r) = -i\hbar\nabla\psi_k(r) = \hbar k\psi_k(r) \quad (1.36)$$

Bundan kelib chiqadiki tekis to'liq ψ_k , $\bar{p}$ impuls operatorining xususiy funksiyasi hisoblanadi, bunda impuls operatorining xususiy qiymati $\hbar k$ bo'ladi. Zarraning tezligi k bilan birgalikda quyidagi munosabat bilan aniqlanadi.

$$v = \frac{\hbar k}{m} \quad (1.37)$$

Asosan sistemaning holatidan N erkin elektronlarning balandligi holatini k – fazoviy sfera ichidagi nuqtalar bilan yoziladi. Bu sfera sirtining energiyasi Fermi energiyasi hisoblanadi. Bu sfera sirtining to'liq vektori k_F uzunlikka ega bo'lib sirtning o'zi Fermi sirti deyiladi (Ushbu holatda sirtning ko'rinishi 1.6 rasmdagidek bo'ladi) Fermi energiyasi ε_F uchun yuqoridagilarga asoslanib quyidagiga ega bo'lamiz.

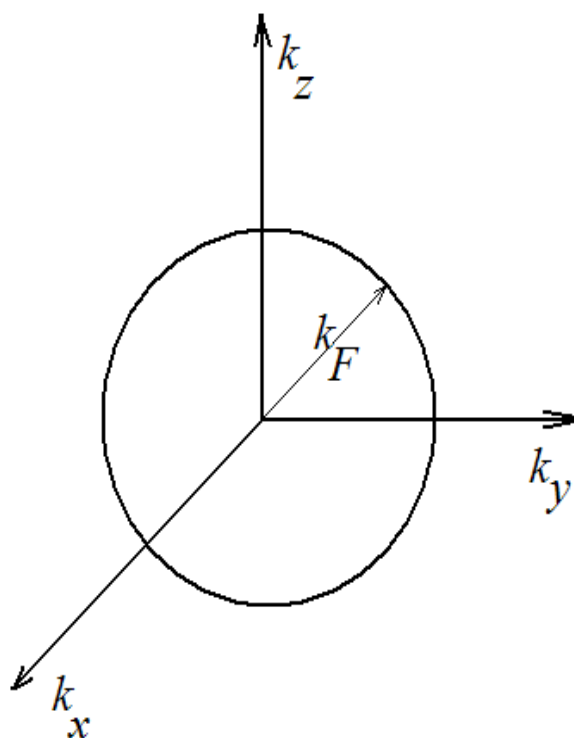
$$\varepsilon_F = \frac{\hbar^2}{2} k_F^2 \quad (1.38)$$

(1.32) shartga asosan k_x, k_y, k_z larning har bir ruxsat etilgan to'liq vektori uchun har bir uchlikning kvant sonlari k – fazaviy kattalikning element hajmi $\left(\frac{2\pi}{L}\right)^3$ bilan aniqlanadi. shuning uchun sferada $\frac{4\pi k_F^3}{3}$ hajm bilan ruxsat etilgan holatlarni bildiruvchi nuqtalar soni $\left(\frac{2\pi}{L}\right)^3$ hajm bilan ifodalanuvchi yacheykalar soniga teng va shuning uchun ruxsat etilgan holatlar soni quyidagiga teng bo'ladi.

$$2 \frac{\frac{4\pi k_F^3}{3}}{\left(\frac{2\pi}{L}\right)^3} = \frac{V}{3\pi^2} k_F^3 = N \quad (1.39)$$

bunda chap qismidagi ko'paytuvchi $2 m_s$ spin kvant sonining k ning har bir ruxsat etilgan qiymati uchun mos kelishi mumkin bo'lgan 2 ta qiymatini bildiradi. Holatning to'liq soni qiymatini biz elektronlar soniga teng deb oldik. Shuning uchun (1.39) dan biz quyidagiga ega bo'lamiz

$$k_F = \left(\frac{3\pi^2 N}{V} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (1.40)$$



1.6 rasm. Erkin elektronlar sistemasidagi individual elektronlar joylashadigan asosiy holat. (k – fazodagi nuqtalar k_F - radiusdagi sferik sohani egallaydi. Bu radius $\varepsilon_F = \frac{\hbar^2 k_F^2}{2m}$ munosabatdan aniqlanadi. Bunda, ε_F - sfera sirtidagidan tushayotgan elektronlarning k_F uzunlikdagi to'lqin vektori energiyasi.

Fermi sferasining radiusi k_F faqat zarralar konsentrasiyasiga bog'liqligini va m massasiga bog'liq emasligini e'tiborga olib (1.40) ga (1.38) ni qo'yib, ε_F Fermi energiyasi uchun quyidagiga ega bo'lamiz

$$\varepsilon_F = \frac{\hbar^2}{2} \left(\frac{3\pi^2 N}{V} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (1.41)$$

Bu munosabat Fermi energiyasining elektronlar konsentrasiyasi (N/V) ga va ularning massasiga bog'liqligini ifodalaydi.

Fermi sirtidagi elektronlarning tezligi v_F uchun (1.37) formuladan quyidagini hosil qilamiz:

$$v_F = \frac{\hbar k_F}{m} = \frac{\hbar}{m} \left(\frac{3\pi^2 N}{V} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (1.42)$$

Barcha qiymatlar xona temperaturasida olingan bo'lib Na, Ka, Rb, Cs, (5⁰K da) va Li (78⁰K da) olingan.

Eslatma: Elektronlar konsentrasiyasi metallar valentligining 1sm³ dagi atomlar soniga nisbatidan olingan. Agar k_F sm⁻¹ da v_F sm/s da V sm³ da hisoblasak quyidagi munosabatlarni hosil qilamiz.

$K_F = (3\pi^2 N/V)^{1/3} = (29.609N/V)^{1/3}$; $V_F = \hbar k_F / m = 1,157 / k_F$; $\varepsilon_F = \frac{1}{2} m v_F^2$ yoki agar ε_F ni eV da ifodalasak unda $\varepsilon_F (eV) = 0,284 \cdot 10^{-15} v_F^2$; $T_F (^0K) = 1,16 \cdot 10^4 \varepsilon_F (eV) \cdot k_F$, v_F va ε_F bir qator metallar uchun hisoblanib 1.2 jadvalda keltirilgan . Bu jadvalda Fermi temperaturasi T_F ning qiymati ham berilgan. Bu qiymat Fermi energiyasining (ε_F) to'liq vektoriga (k_F) nisbatidan aniqlangan. (T_F Fermi temperaturasi electron gazlarning temperaturasiga hech qanday ahamiyati yo'q.)

1.2-jadval [3].

Valent ligi	Metallar nomi	Elektron konsentr $n, 10^{22}$ sm^{-3}	Parame trlar, r_s	Fermi radiusi $k_F, 10^8$ sm^{-1}	Fermi tezligii $v_F, 10^8$ sm/s	Fermi energiya E_F, eV^1	Fermi Tempet $T_F, 10^4$
1	Li	4,70	3,25	1,11	1,29	4,72	5,48
	Na	2,65	3,93	0,92	1,07	3,23	3,75
	K	1,40	4,86	0,75	0,86	2,12	2,46
	Rb	1,15	5,20	0,70	0,81	1,85	2,15
	Cs	0,91	5,63	0,64	0,75	1,58	1,83
	Cu	8,45	2,67	1,36	1,57	7,00	8,12
	Ag	5,85	3,02	1,20	1,39	5,48	6,36
	Au	5,90	3,01	1,20	1,39	5,51	6,39
	Be	24,2	1,88	1,93	2,23	14,14	16,41
	Mg	8,60	2,65	1,37	1,58	7,13	8,27
	Ca	4,60	3,27	1,11	1,28	4,68	5,43
	Sr	3,56	3,56	1,02	1,18	3,95	4,58
	Ba	3,20	3,69	0,98	1,13	3,65	4,24

	Zn	13,10	2,31	1,57	1,82	9,39	10,90
	Cd	9,28	2,59	1,40	1,62	7,46	8,66
	Al	18,06	2,07	1,75	2,02	11,63	13,49
	Ga	15,30	2,19	1,65	1,91	10,35	12,01
	In	11,49	2,41	1,50	1,74	8,60	9,98
	Pb	13,20	2,30	1,57	1,82	9,37	10,87
	Sn	14,48	2,23	1,62	1,88	10,03	11,64

* Fermi sirti radiusining $r_s = r_0 / a_H$, bunda a_H – Bor radiusi ($0.529 \cdot 10^{-8}$ sm), r_0 - bir elektrondan tashkil topgan sferasining radiusi.

Endi holatlar sonining birlik energetik intervalda nisbatini keltiramiz. Bu ba'zan holatlar zichligi deb ham ataladi. $D(\varepsilon)$ - energetik intervalni bildiradi. (1.41) formulani ε_F Fermi energiyasiga teng yoki undan kichik qiymatli energetik holatlarining to'liq sonini aniqlash uchun foydalanamiz.

$$N = \frac{V}{3\pi^3} \left(\frac{2m\varepsilon_F}{\hbar^2} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (1.43)$$

Bundan kelib chiqib Fermi energiyasi uchun holatlar zichligi hisoblaymiz.

$$D(\varepsilon_F) \equiv \frac{\partial N}{\partial \varepsilon_F} = \frac{V}{2\pi^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} \varepsilon_F^{\frac{1}{2}} \quad (1.44)$$

Bu natijani oddiyroq holat uchun (1.43) dan ham topsa bo'ladi.

$$\ln N = \frac{3}{2} \ln \varepsilon_F + \text{const}; \quad \frac{\partial N}{N} = \frac{3}{2} \frac{\partial \varepsilon_F}{\varepsilon_F}, \quad (1.45)$$

bunda

$$D(\varepsilon_F) \equiv \frac{\partial N}{\partial \varepsilon_F} = \frac{3n}{2\varepsilon_F}$$

Holatlar soni uchun birlik tartibdagi koeffitsientgacha aniqlikdagi qiymatini birlik energetik intervalning qiymatini Fermi energiyasi atrofidagi qiymati o'tkazuvchanlikning elektronlar sonining Fermi energiyasi nisbati bilan aniqlanadi.

Bu natija $\varepsilon \sim k^2$ ga proporsional bo'lgan elektronlar uchun mos keladi. $\varepsilon(k)$ umumiy ifodasidan xulosaga asosan $D(\varepsilon)$ ni quyidagicha yozish mumkin

$$D(\varepsilon) = \frac{2V}{(2\pi)^3} \int \frac{\partial S}{|\text{grad}_k \varepsilon|}, \quad (1.46)$$

Bunda ko'paytuvchi 2 spin joylashishining 2 ta holati mumkin bo'lishini ifodalaydi. V – namunaning hajmi, ∂S_E - ε doimiy energiya sirtidagi elementar maydonchani yuzasi.

1bob bo'yicha xulosalar va masalani qo'yilishi.

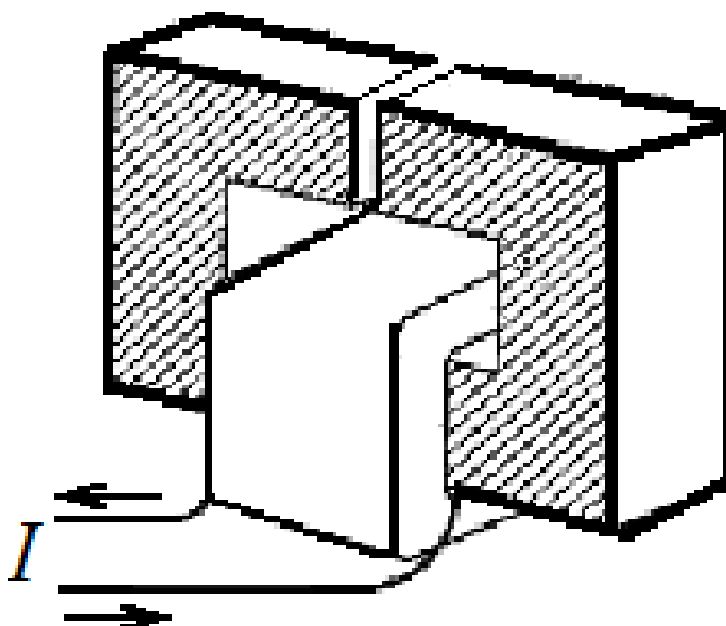
- Adabiyotlardagi mavjud nazariy va tajribaviy ishlarning tahlili shuni ko'rsatadiki, metal atomdagi d-elektronlar strukturasi o'zgarishi metallik holatini sifat jihatdan o'zgarishiga olib keladi. Bunga sabab d-elektronlar ma'lum darajada metalning kollektivlashgan elektronlar sistemasiga kiradi. 3d metallari va ularning qotishmalarining kinetik xossalari hosil bo'lishida d-elektronlar muhim o'rin egallaydikan. Bunga sabab birinchidan, bu elektronlar tok tashishda qatnashsa, ikkinchidan sochilish manbai bo'lib ham xizmat qilay ekan. Bu elektronlarning konsentrasiyasini bilish orqali metalning zona parametrlarini hisoblash mumkin bo'lar ekan.
- Dissertatsiya ishining I bobida keltirilgan nazariy ma'lumotlar va adabiyotlar ma'lumotlaridan kelib chiqqan holda quyidagi:

1. Metallar Xoll effektini hosil bo'lish sababi, va Xoll koeffisientining temperaturadan bog'liqligini ifodlovchi adabiyotlarda mavjud bo'lgan nazariy bilimlar bilan tanishish va ularni o'zlashtirib olish.
2. Metallar Xoll kuchlanishini xona temperaturasidan 500°C temperatura oralig'ida o'lchash imkonini beruvchi doimiy tok va doimiy magnit maydoni usuliga asoslangan qurilmaning tuzilishi uning ishlash prinsipi bilan tanishish.
3. Elektromagnitni darajalash
4. Ni_3Fe-Ni_3Al sistemasi intermetallik birikmalarining Xoll koeffsientining temperaturaga bog'liqligini tajribada o'lchash va Xoll koeffsientining temperatura va konsentrasiyaga bog'liqligini aniqlash
5. Ni_3Fe-Ni_3Al sistemasi intermetallik birikmalarining Xoll koeffsientining tajriba natijalaridan foydalanib zona parametrlarini hisoblash vazufalari qo'yildi.

II BOB. O'LCHAS'H QURILMASI VA UNING TAVSIFI.

2.1§. Elektromagnit va uning magnit maydoni.

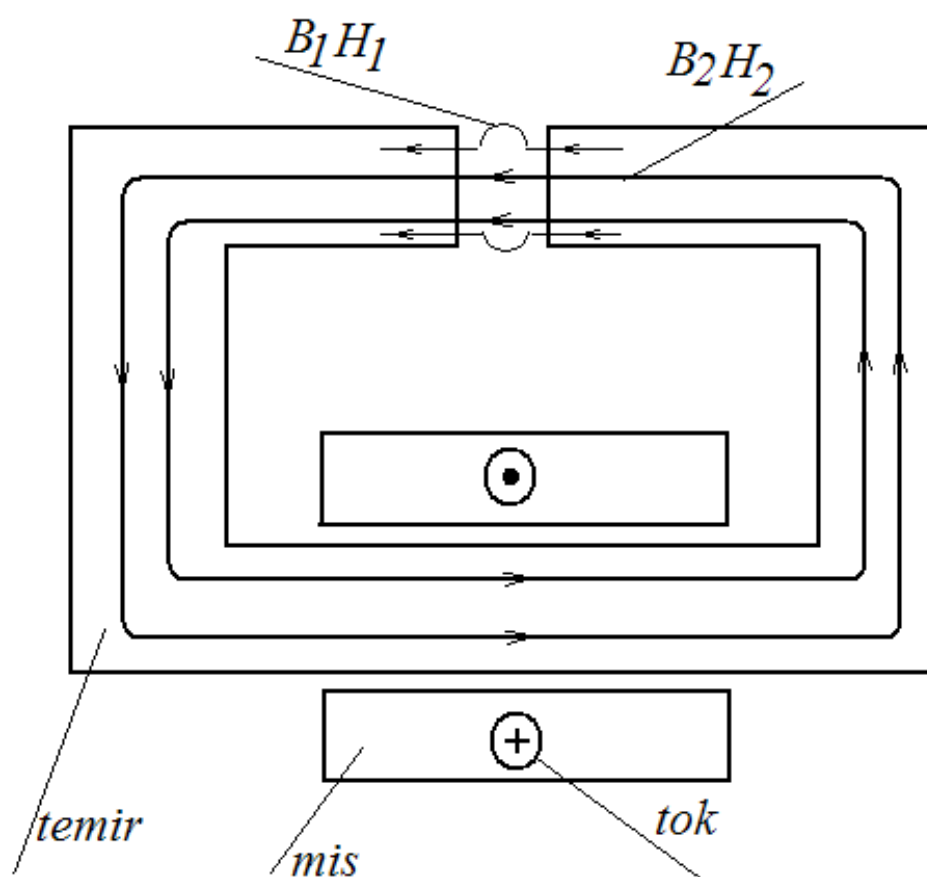
Standart shakldagi elektromagnitning sxematik shakli 2.1-rasmda ko'rsatilgan. U-ko'rinishdagi temir o'zakdan va unga o'ralgan ko'p o'ramli simdan iborat [8,9]. Elektromagnitning tirqishdagi magnit maydoni B nimaga teng ekanligini qarab chiqaylik.



2.1-rasm. Elektromagnitning sxematik shakli

Faraz qilaylik elektromagnit tirqishning kengligi uning barcha qismlarining o'lchamlariga nisbatan kichik bo'lsin. U vaqtda magnit maydonining kuch chiziqlari oddiy taroidning magnit maydoni kuch chiziqlari kabi yopiq chiziqni tashkil etadi. Ular xuddi 2.2-rasmda ko'rsatilgandek ko'rinishga ega bo'ladi. Kuch chiziqlari elektromagnit tirqishdan chiqishga xarakat qiladi, ammo tirqish tor bulsa bu effekt juda kam buladi. Agar magnit uzakning kundalang kesimi xamma joyda bir xil bulsa va tirqishdagi xamda o'zakning burchaklaridagi chegaraviy effektlar xisobga olmaslik darajada kichik bo'lsa, butun magnit uzak buylab magnit maydonini bir jinsli deb qarash

mumkin. Demak, tirqishdagi magnit maydoni B xam qiymat jixatdan xuddi temir uzakdagidek bo'ladi. 2.2-rasmdagi S berk konturni olib karaylik. Bu konturning bir tomoni tirkishda va bir tomoni temir uzakda joylashgan bo'lib, uzakning kundalang kesimi yuzi S -ga teng bulsin. Bu sirt orkali B magnit maydonining to'liq oqimi nolga teng bulishi lozim. Magnit maydoninig tirqishdagi qiymatini B_1 bilan, temirdagi qiymatini B_2 bilan belgilasak, $B_1A_1 - B_2A_2 = 0$ bo'ladi. Bu erda $A_1 = A_2$ bo'lgani uchun $B_1 = B_2$ ekanligi kelib chiqadi.



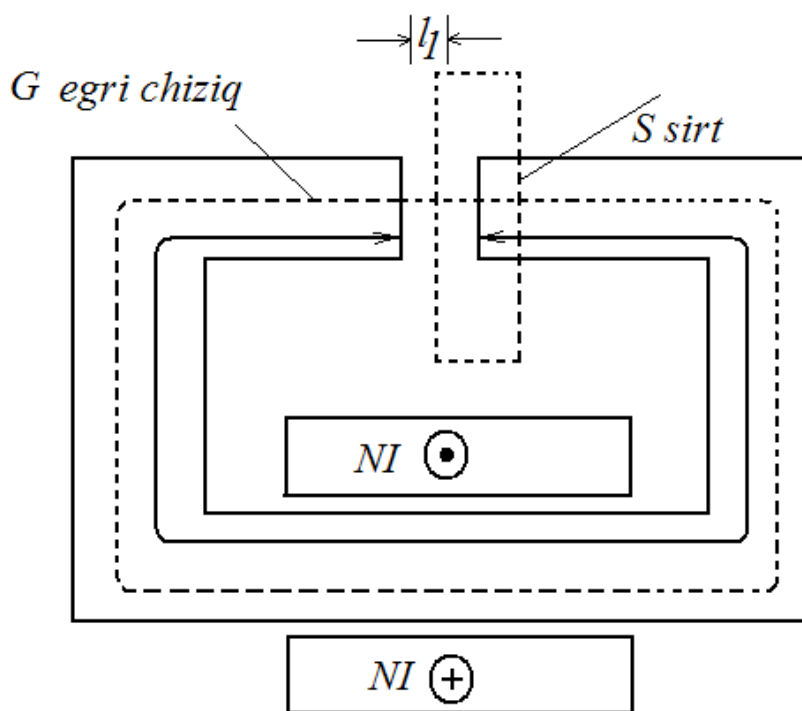
2.2-rasm. Elektromagnit maydoni kuch chiziklari umumiy kurinishi.

Endi magnit maydoni kuchlanganligi H ni karab chikaylik. Buning uchun 2.3-rasmdagi G kontur buylab olingan egri chizikli integralni ifodalovchi quyidagi tenglamadan foydalanamiz.

$$H_1 l_1 + H_2 l_2 = Hl \quad (2.1)$$

Bu erda j dan integral G kontur bilan chegaralangan sirt S buyicha olinadi. Elektromagnit chulgaming xar bir o'rami bu sirtni bir marta kesib utadi. Shuning uchun xar bir uraFeing integralga ulushi I ga teng va xammasi bo'lib N ta uram bulgani uchun integral NI ga teng buladi. Ammo, endi H temir uzakda va xavoda xar xil buladi. Temir uzakdagi maydonni aylana buylab uzunligini l_2 bilan belgilasak, kuramizki egri chizikning bu kismi integralga $H_2 l_2$ ulush beradi. Tirkishdagi maydon H_1 ga, tirkish kengligi l_1 ga teng bulsa tirkishning ulushi $H_1 l_1$ ga teng buladi. Shunday qilib quyidagini xosil kilamiz.

$$H_1 l_1 + H_2 l_2 = \frac{NI}{\varepsilon_0 c^2} \quad (2.2)$$



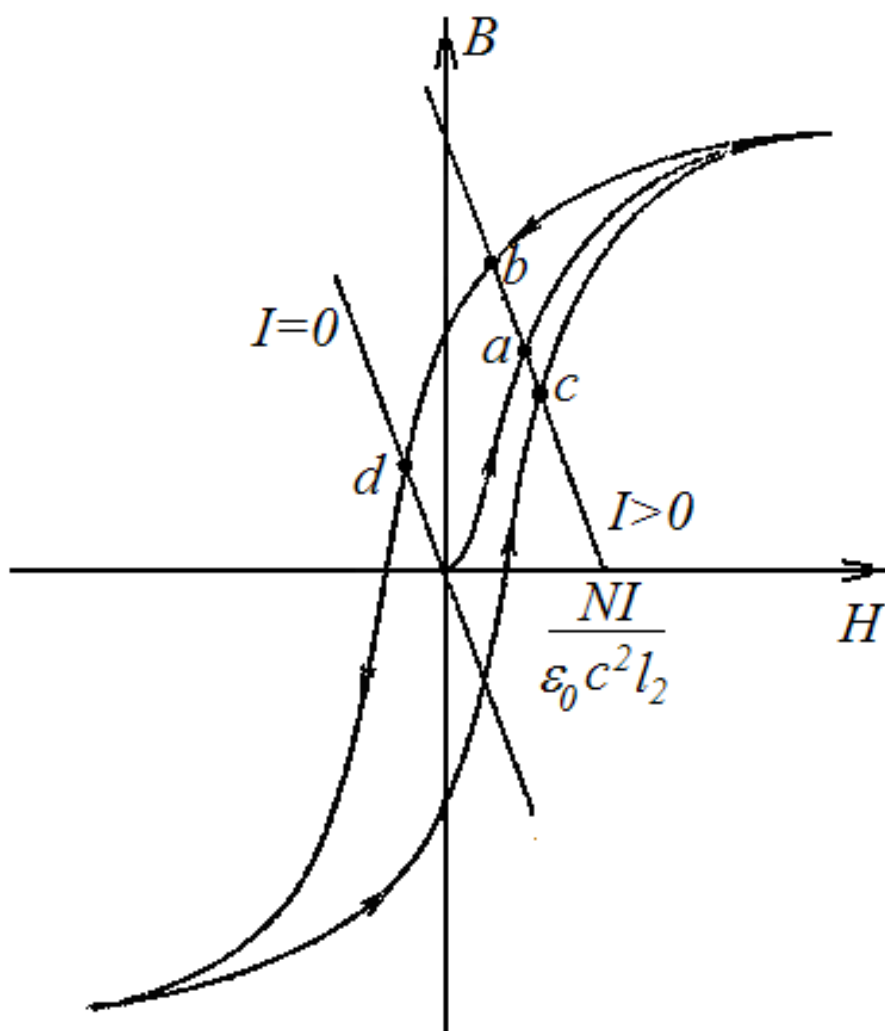
2.3-rasm. Elektromagnitning ko'ndalang kesimi

Ammo bu xali xammasi emas. Bizga ma'lumki xavo tirkishdagi magnitlanish xisobga olmaslik darajada kichik, shuning uchun $B_1 = H_1$. Bundan tashkari $B_1 = B_2$ bulgani uchun (2.2) tenglama kuyidagi kurinishni oladi.

$$B_2 l_1 + H_2 l_2 = \frac{NI}{\varepsilon_0 c^2} \quad (2.3)$$

$$B_2 = \mu H_2 \quad (2.4)$$

deb xisoblasak (1.3) tenglamani algebraik ravishda echish mumkin. Yumshok temir uchun tipik magnitlanish egri chizigi va gisterizis xalkasini ifodalovchi 2.4-rasmdan foydalanib, yanada umumiyrok xolni karab chikaylik. Bu funksional munosabat bilan (2.3) tenglamaning birgalikdagi echimini topish zarur. Buning uchun (2.3) tenglamaning grafigini magnitlanish egri chizigi bilan birgalikda chizish lozim. Bu esa 2.4-rasmda kursatilgan. Bu grafiklar uzaro kesishgan nuktalar biz izlayotgan echimlar xisoblanadi.



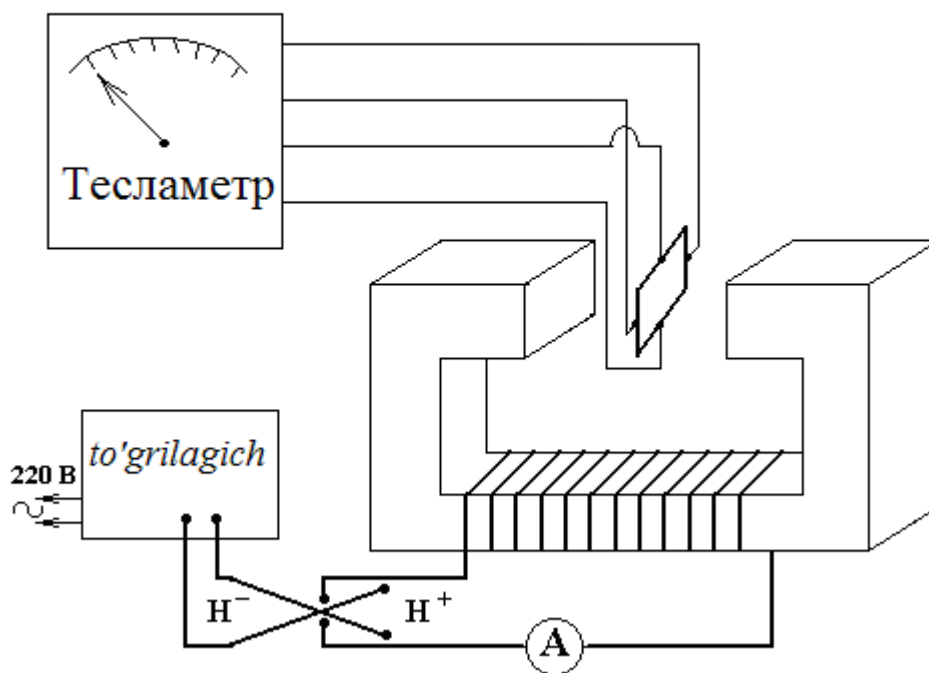
2.4-rasm. Elektromagnitning maydonini aniqlash

Berilgan I tok kuchi uchun (2.3) tenglama 2.4- rasmdagi $I > 0$ deb belgilangan tugri chizikni ifodalaydi. Bu tugri chizik H ($B_2=0$) -ukni $nH_2 = \frac{NI}{\varepsilon_0 c^2 l_2}$ uktada kesib utadi va $-\frac{l_2}{l_1}$ qiyalikka ega. Tok kuchining xar xil kiymatlari bu tugri chizikning uz-uziga parallel ravishda kuchishiga olib keladi. 2.4-rasmdan kurinadiki, tok kuchining berilgan kiymatida bir nechta echimlar mavjud buladi. Bu echimlar ularni kanday xosil kilishdan boglikdir. Agar magnit xozirgina kurilgan bo'lib tok kuchi xamendigina kushilgan bulsa magnit maydoni B ning kiymati 2.4- rasmdagi a nukta bilan aniklanadi. Agar biz tok kuchini juda kata kiymat gacha oshirib sungra to I kiymatgacha kamaytirsak, magnit maydonining kiymati 2.4-rasmdagi b nukta buyicha aniklanadi. Agar tok kuchini juda kata manfiy kiymatdan kamaytira borib to I kiymatgacha etib borilsa, magnit maydon c nukta buyicha aniklanadi. Demak magnitning tirkishdagi maydoni biz maydonni kaysi yul bilan xosil kilishimizdan boglik. Agar magnitdagi tok kuchi nolga teng bulsa, (2.3) formuladagi B va H urtasidagi munosabat 2.4-rasmdagi $I=0$ deb belgilangan tugri chizik orkali topiladi. Bu erda xam (2.3) formulaning xar xil echimlari mavjud. Agarda dastlab magnitning temir uzagini «tuyinish» gacha olib borilgan bulsa, magnitda koldik magnitlanishning ancha kata kiymati mavjud buladi va maydon d nukta buyicha aniklanadi. Bu xolda magnit chulgamlarini echib olib, doimiy magnit xosil kilishimiz mumkin. Kurinib turibdiki, yaxshi doimiy magnit xosil kilish uchun gisterizis xalkasi keng bulgan material kerak buladi.

2.2. Elektromagnitni darajalash uslubi

Teslametr yordamida elektromagnitni darajalash sxemasi tuziladi (2.5-Rasm). Teslametr maxsus magnit maydon induksiyasini ulchaydigan asbob bo'lib u ulchash shkalasi va indikatoridan iborat buladi. Indikator uchiga datchik o'rnatilgan bo'lib, uni elektromagnit kutblari orasiga joylashtiriladi. Elektromagnit o'zagini markazida maydon bir jinsli bo'lgani uchun datchik markazga joylashishiga e'tibor berish kerak.

Transformator yordamida tug'rilagich orqali elektromagnitning galtaklari chap tomoniga o'rnatilgan kommutator orqali elektromagnitni tok bilan ta'minlanadi va unga ketma-ket ulangan ampermetr kursatishiga mos keluvchikiymatiga teslametr yordamida elektromagnit kutblari orasida xosil bulgan magnit maydon induksiyasi ulchabolinadi. Sungra kommutator yordamida magnit maydoni yunalishini uzgartirib tajriba takrorlanadi. Shu tarika ulchashlar elektromagnitdan utayotgan tok kuchining 1-20 A intervalida amalga oshiriladi unga mos keluvchi magnit maydon

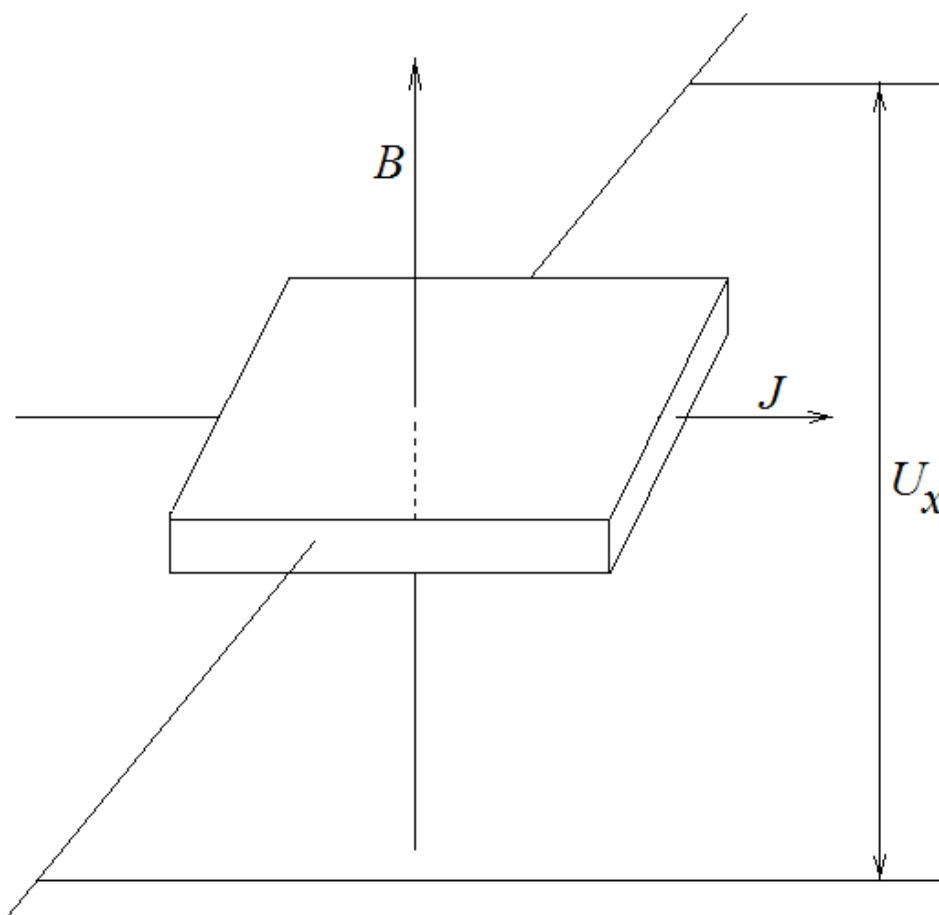


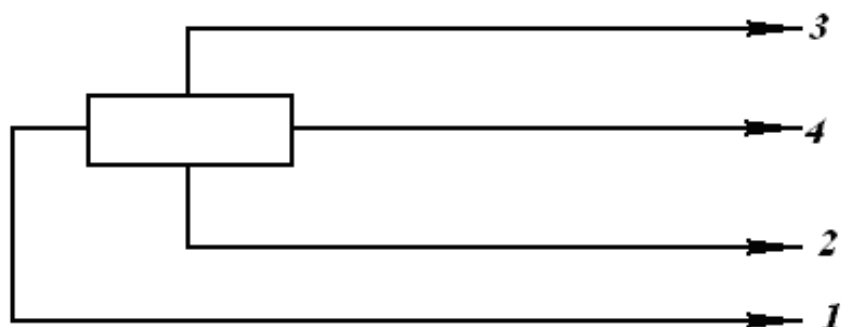
2.5-Rasm. Elektromagnitni darajalash sxemasi

induksiyasiya qiymatlari kayd kilib boriladi. Tajriba natijalariga asoslanib elektromagnitdan utayotgan tok kuchining uni kutblari orasida xosil buladigan magnit maydon induksiyasiga boglikligi chizigi chiziladi. Bu jarayon elektromagnitni darajalash deyiladi. Ushbu jarayonni teslametrdan tashkari Xoll datchigi yordamida xam amalga oshirish mumkin.

2.3§. Xoll kuchlanishini ulchash uslubi

Xoll kuchlanishini ulchash uslubi parallelopiped shaklidagi namunadan tok o'tkazib uni ko'ndalang magnit maydoniga joylashtirsak, tokning va magnit maydonining yo'nalashiga perpendikulyar yo'nalishida potentsiallar farqi hosil bo'lishiga asoslangan [9, 10, 11]. (2.6-Rasm).





2.6-Rasm. Namunani elektromagnitga joylashtirish

Xoll kuchlanishni quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$U_x = R \frac{JB}{d} \quad (2.5)$$

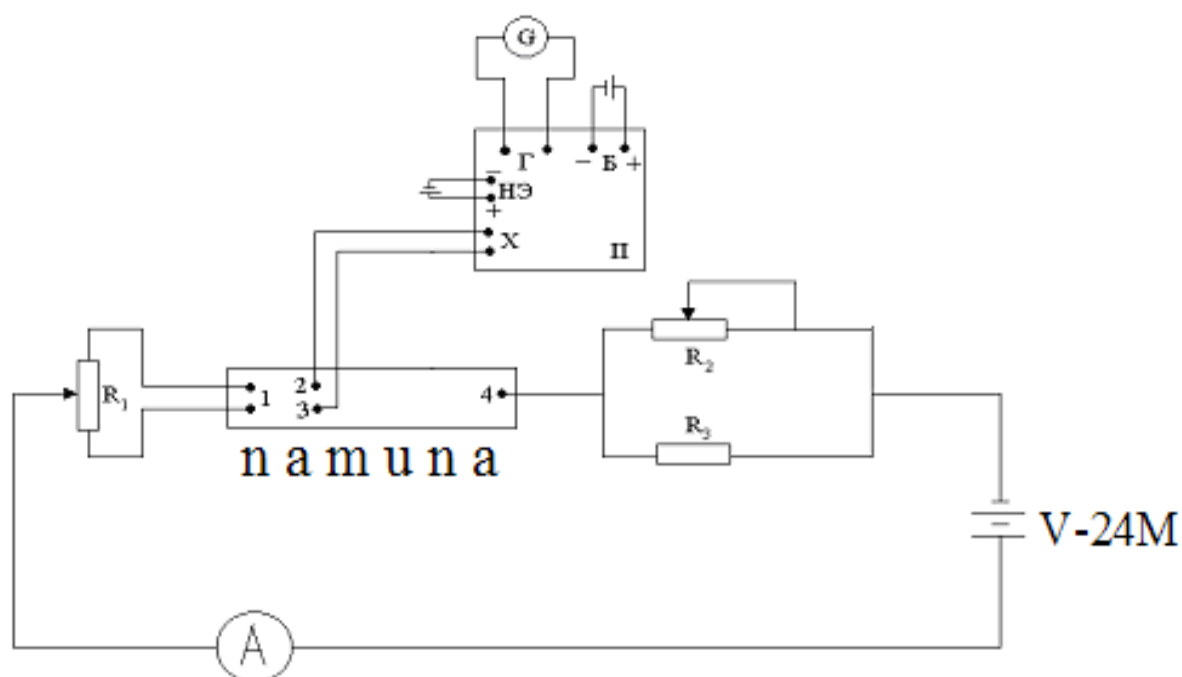
bunda J-namunadan o'tuvchi tok, B-magnit maydon induksiyasi, d- namunaning qalinligi, R- turli materiallar uchun turlicha qiymat qabul qiluvchi doimiy kattalik bo'lib, unga Xoll koeffisienti deyiladi. (2.5) ifodani d- ga ko'paytirib, J- ga bo'lsak Xoll solishtirma qarshiligini hosil qilamiz, ya'ni

$$\rho_U = \frac{Ud}{J} = RB \quad (2.6)$$

Birligi $[\rho] = \frac{B_M}{A} = O_{MM}$, ya'ni solishtirma qarshiligining o'lchov birligi ρ_U - ning

B-ga bog'liqligi chiziqli funksiya bo'ladi. Bundan $\frac{\rho_U}{B} = R$ ga teng.

Namunani tok bilan ta'minlashning elektr sxemasi 2.7 rasmda keltirilgan. Namunaga I tok kuchi V-24M kuchlanish rostlagichi yordamida 1 – 4 zondlar orqali yuboriladi.

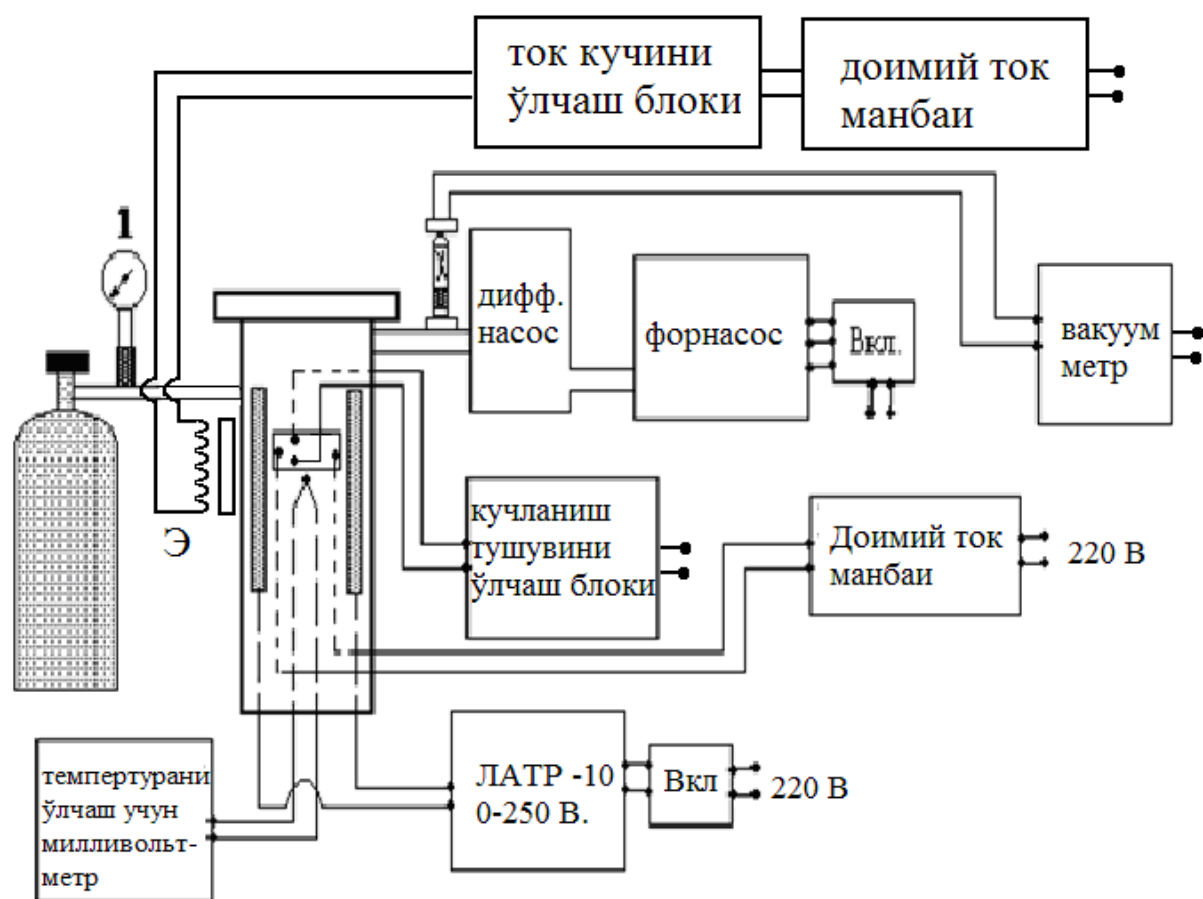


2.7 rasm Namunani tok bilan ta'minlash sxemasi.

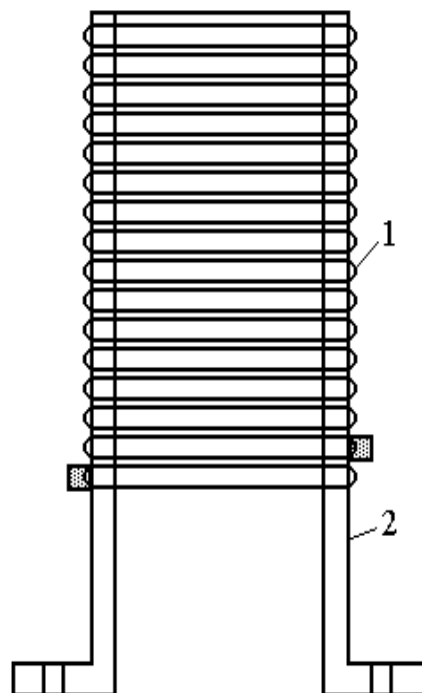
Zondlar materiali yuqori temperaturalarda namuna bilan reaksiyaga kirishmasligi uchun diametri 0,5 mm bo'lgan platina simidan yasaladi. Ushbu usulda o'tkazgichlarning Xoll doimiysini aniqlash tajribasini xona temperaturasidan namunalarning turiga qarab 500 – 600 °C gacha intervalda olish mumkin.

Metallar Xoll effektini o'lchashga asoslangan qurilmaning blok sxemasi 2.8 - rasmda keltirilgan [12, 13]. Rasmdan ko'rinib turibdiki, qurilma uchta asosiy qismdan iborat.

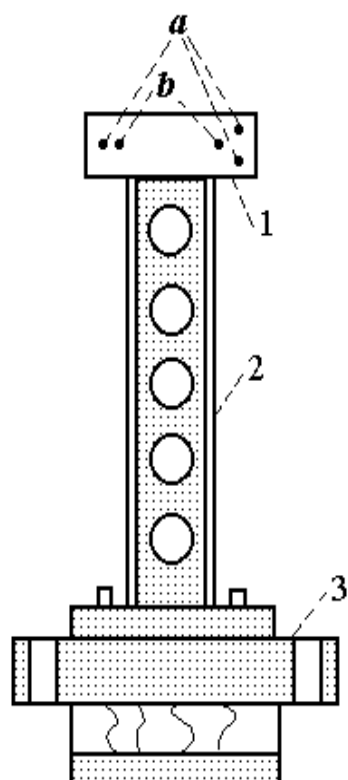
- 1) Vakuum hosil qilish sistemasi.
- 2) Yuqori temperatura hosil qilish sistemasi.
- 3) Namuna solishtirma elektr qarshiligini o'lchash sistemasi.



2.8 – Rasm. Xoll effektini oʻlchash qurilmaning blok sxemasi.



2.9 – Rasm. Qurilmaning isitish pechi cxemasi.



2.10 – Rasm. Namunani tutib turuvchi ramka
cxemasi.

Qurilmaning qulay tomoni shundan iboratki, bu qurilma orqali vakuumda sharoitida xam tajriba olish mumkin. Vakuumda ishlash yana quydagi qulayliklarga ega:

1. Namunaning oksidlanishdan saqlaydi .
2. Qurilma tebranishini susaytiradi .
3. Qattiq namunalar uchun tebranishning ozgina susayishi rezonans sababli qurilmaning sezgirligini sezilarli oshiradi.

Namunani qizdirish maxsus bifilyar konstruksiyali alunddan tayyorlangan trubka ustiga nixrom sim o'ralgan isitish pechi (2.9 rasm) yordamida o'tkaziladi. Isitgichning bunday konstruksiyasida yasalishiga sabab, u hosil qilgan magnit maydon etarlicha juda kichik bo'ladi. Bu tajribaning asosiy shartlaridan biri hisoblanadi. Temperatura rejimi LATR-10 A avtotransformatori yordamida asta - sekin amalga oshiriladi. Bu transformatorning birinchi cho'lg'amiga o'zgaruvchan tok tarmog'i (~ 220 V) orqali kuchlanish beriladi. Transformatorning ikkinchi chulg'ami esa tokopodvodlar orqali nixromdan yasalgan pechgga ulanadi. Bunday ulanish chiqishlarda tokni 10 A gacha miqdorda olishga imkon beradi. Stabil temperaturali maydon hosil qilish maqsadida slyuda va molibdendan yasalgan ekranlardan foydalanildi. Xromel-Alyumel termoparasi orqali temperatura o'lchanadi . O'lchashlar toza geliy atmosferasida o'tkaziladi, buning uchun sistema oldindan 10^{-3} mm.sm.ust gacha vakuumlashtiriladi. Namunaning Xoll kuchlanishi (2.5) ifoda yordamida xisoblanadi.

Avtotransformator (yog' bilan sovutiladigan) yordamida to'g'rilagich orqali elektromagnit tok bilan ta'minlanadi. Bir vaqtda namunaga ham M2044" tok manbai orqali 1-1.5 A atrofida tok o'rnatiladi. Elektromagnitdan utayotgan tokning shu holatidagi qiymatida potensiometr yordamida Xoll kuchlanishining 2 va 3 klemmasida E.YU.K. ning qiymatini potensiometp yordamida o'lchab olinadi. So'ngra namunadan o'tayotgan tokning yonalishi o'zgarnirib, yana potensiometr yordamida Xoll kuchlanishining 2 va 3 klemmasida E.YU.K. ning qiymatini potensiometp yordamida o'lchab olinadi. Shundan so'ng,

elektromagnitdan o'tuvchi tokning yo'nalishi kommutator yordamida o'zgartiladi va yuqorida qayd qilingani singari o'lchashlar takrorlanadi. Shu tariqa magnit maydonning har bir yo'nalishida Xoll kuchlanishining jami to'rtta qiymati olinadi va o'rta arifmetigi topiladi.

$$U_X = \frac{U_{B_+}^{I^+} + U_{B_-}^{I^+} + U_{B_+}^{I^-} + U_{B_-}^{I^-}}{4}$$

Xoll kuchlanishining oligan bu o'rta qiymati (2.5) ifodaga qo'yilib ishning asosiy maqsadi bo'lgan Xoll doimiysi hisoblanadi.

II bob bo'yicha xulosalar va o'lchash namunalaning tayyorlanishi.

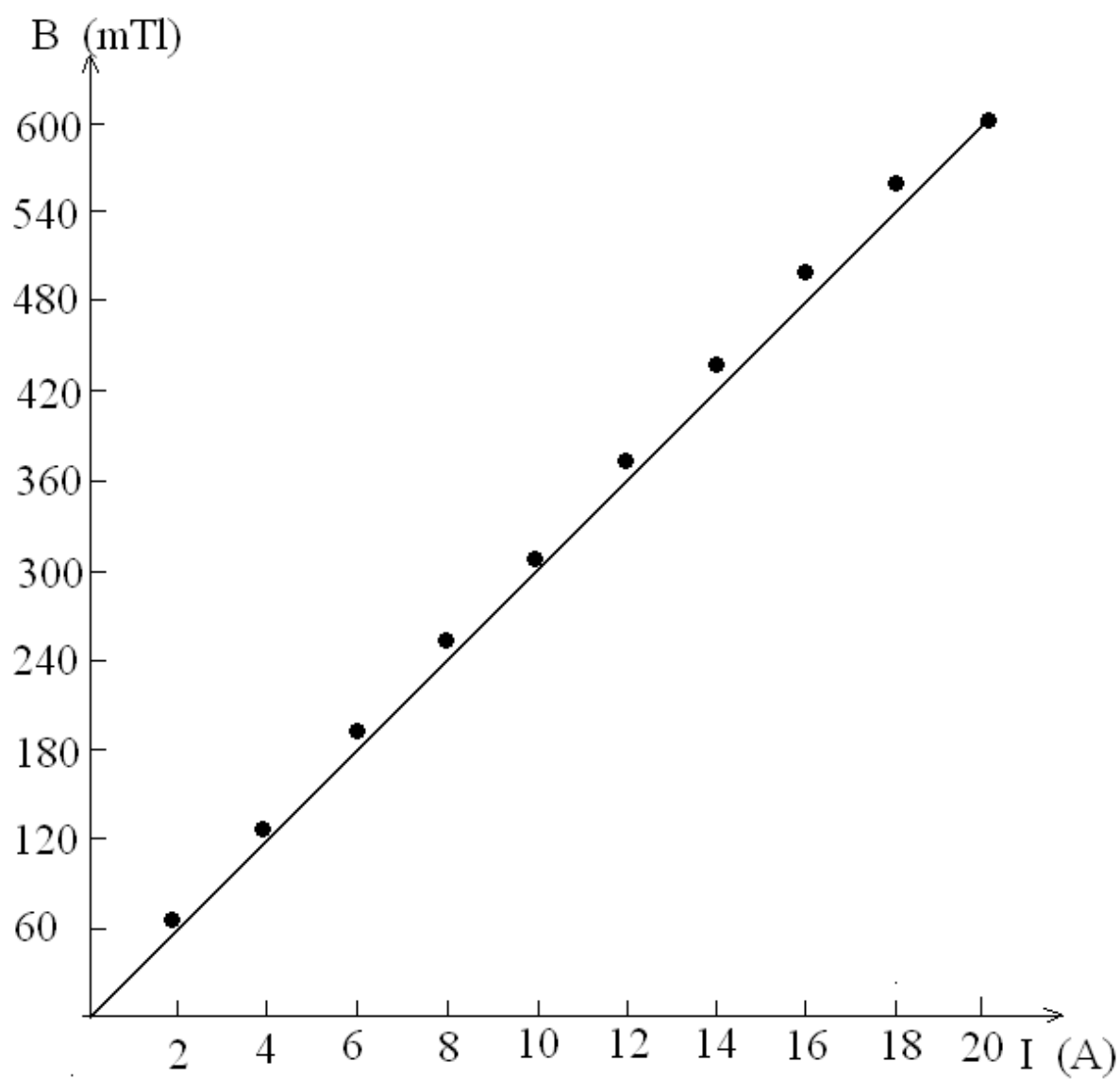
- Metallar Xoll kuchlanishini xona temperaturasidan 500°C temperatura oralig'ida o'lchash imkonini beruvchi doimiy tok va doimiy magnit maydoni usuliga asoslangan qurilmaning tuzilishi uning ishlash o'rganib chiqildi.
- Magistrlik dissertasiyasida ishlatilgan o'rganish obektlari $Ni_3Fe - Ni_3Al$ sistemasi intermetallik birikmalari $Ni_{75}Fe_{20}Al_5$; $Ni_{75}Fe_{15}Al_{10}$; $Ni_{75}Fe_{10}Al_{15}$ induksion pechda kvas trubkda vakuum va flyus ostida (oksidlanishni oldini olish uchun) eritish yo'li bilan silindr shaklda tayyorlangan. O'lchash namunlarini tayyorlash va struktura analizi Moskva Qora metallurgiya institutining PS-2 laboratoriyasida amalga oshirilgan.

III BOB. TAJRIBA NATIJALARI VA ULARNI TAHLILI.

3.1. ELEKTROMAGNITNI DARAJALASH

Teslametr yordamida elektromagnitni darajalash sxemasi tuziladi (2.5-Rasm). Teslametr maxsus magnit maydon induksiyasini ulchaydigan asbob bo'lib u o'lchash shkalasi va indikatoridan iborat bo'ladi. Indikator uchiga datchik o'rnatilgan bo'lib, uni elektromagnit qutblari orasiga joylashtiriladi. Elektromagnit o'zagini markazida maydon bir jinsli bo'lgani uchun datchik markazga joylashishiga e'tibor berish kerak.

Transformator yordamida to'g'rilagich orqali elektromagnitning galtaklari chap tomoniga o'rnatilgan kommutator orqali elektromagnitni tok bilan ta'minlanadi va unga ketma-ket ulangan ampermetr ko'rsatishiga mos keluvchi qiymatiga teslametr yordamida elektromagnit qutblari orasida hosil bo'lgan magnit maydon induksiyasi o'lchab olinadi. Sungra kommutator yordamida magnit maydoni yo'nalishini o'zgartirib tajriba takrorlanadi. Shu tariqa o'lchashlar elektromagnitdan o'tayotgan tok kuchining 1-20 A intervalida amalga oshiriladi unga mos keluvchi magnit maydon induksiyasi qiymatlari qayd qilib boriladi. Tajriba natijalariga asosanib, elektromagnitdan o'tayotgan tok kuchining uni qutblari orasida hosil bo'ladigan magnit maydon induksiyasiga bog'liqligi chizigi chiziladi. Bu jarayon elektromagnitni darajalash deyiladi. Ushbu jarayonni teslametrdan tashkari Xoll datchigi yordamida ham amalga oshirish mumkin. Olingan tajriba natijalari 3.1 rasmda keltirilgan

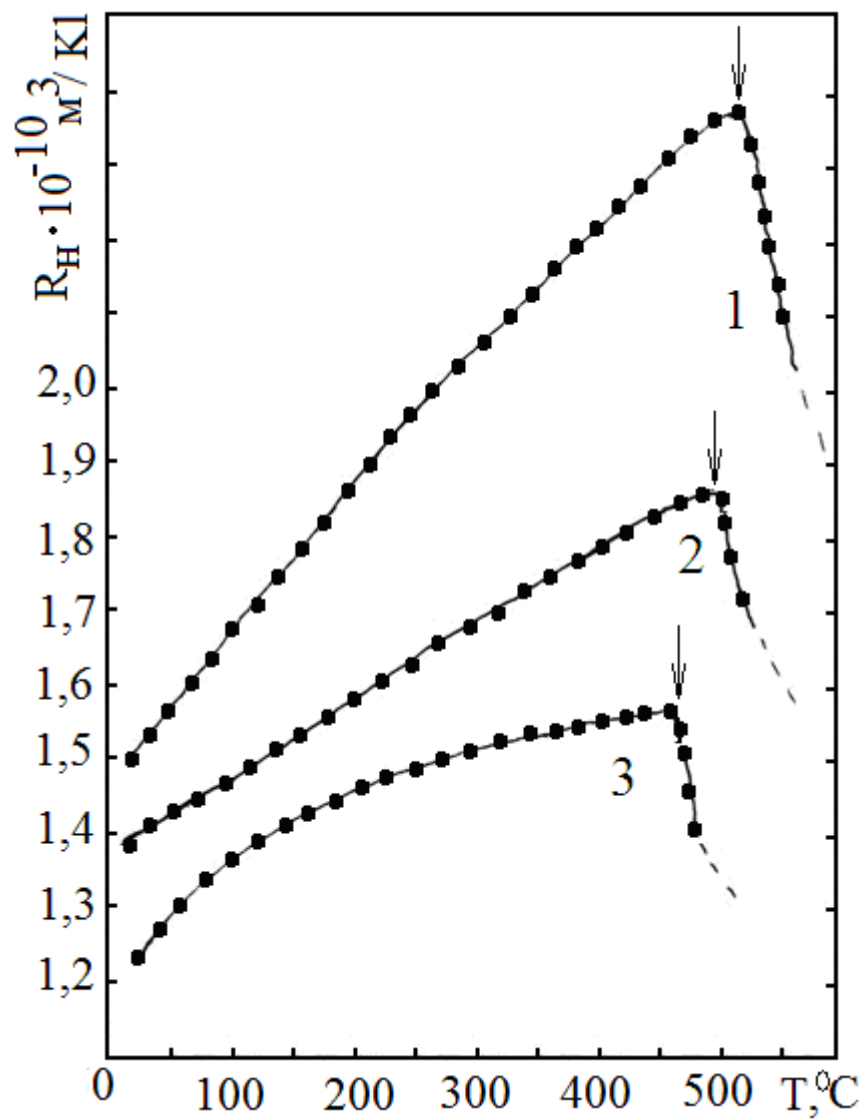


3.1 rasm. Elektromagnitni darajalash natijalari.

3.2. Ni_3Fe-Ni_3Al SISTEMASI INTERMETALLIK BIRIKMALARINING XOLL KOEFFSIENTI VA ZONA PARAMETRLARI

Ushbu paragrafda Ni_3Fe-Ni_3Al sistemasiga kiruvchi intermetallik $Ni_{75}Fe_{20}Al_5$; $Ni_{75}Fe_{15}Al_{10}$ va $Ni_{75}Fe_{10}Al_{15}$ birikmalarning xona temperaturasidan to $500^{\circ}C$ temperatura oralig'ida doimiy tok va doimiy magnit maydoni uslubida o'lchangan Xoll doimiysining temperaturaga bog'lanishining tajriba natijalari keltirilgan. O'lchashlar silindrsimon namunadan $20 \times 05 \times 0,1$ mm³ o'lchamda plastinka ko'rinishda tayyorlanib 10^{-3} mm.sim.ust vakuumda olib borildi. .

Ni_3Fe-Ni_3Al sistemasiga kiruvchi birikmalarning Xoll koeffisienti R_H ning temperaturaga bog'liqligi 3.2 rasmda keltirilgan. Rasmdan ko'rinib turibdiki, R_H ning temperaturaga bog'liqligini ikkita xarakterli uchastkaga bo'lish mumkin. Ulardan biri xona temperaturasidan namunalar konsentrasiyasiga qarab $400-500^{\circ}C$ temperatura intervaliga to'g'ri kelsa, ikkinchisi esa $400-550^{\circ}C$ temperatura intervaliga to'g'ri keladi. Birinchi uchastkada o'rganilgan namunalarning Xoll koeffisienti R_H temperatura oshishi bilan oshib boradi. Temperatura oshishi bilan namunalarda R_H oshishi namunalar Fermi sirtining yuqori energiyali holatga termik siljishi orqali sodir bo'lib, bu s va d o'tkazuvchanlikni kamayishiga olib keladi deyish mumkin. Chunki temperatura oshishi bilan namuna atomlarining issiqlikdan tebranishi ulardagi elektronlar spinlarining pereorientasiyasiga (tartibsizlanishga) olib keladi va ma'lum temperaturaga etganda spinlar to'la tartibsiz holatga o'tadi uzoq magnit tartib yo'qoladi. Bunga to'g'ri keluvchi harorat Kyuri temperaturasi deyiladi. Bu temperatura o'rganilgan namunalar uchun mos ravishda $Ni_{75}Fe_{20}Al_5$ - $516^{\circ}C$, $Ni_{75}Fe_{15}Al_{10}$ - $490^{\circ}C$ va $Ni_{75}Fe_{10}Al_{15}$ namunasi uchun esa $460^{\circ}C$ ekanligi tajribada aniqlandi. Bu temperaturalar 3.2 rasmda strelkalar yordamida ko'rsatilgan.



3.2 rasm. $\text{Ni}_3\text{Fe}-\text{Ni}_3\text{Al}$ sistemasi intermetallik birikmalarining Xoll koeffsientining temperaturaga bog'liqligi.

1. $\text{Ni}_{75}\text{Fe}_{20}\text{Al}_5$

2. $\text{Ni}_{75}\text{Fe}_{15}\text{Al}_{10}$:

3. $\text{Ni}_{75}\text{Fe}_{10}\text{Al}_{15}$

O'rganilgan namunalarda Kyuri temperaturasi kamayishini quyidagicha tushuntirish mumkin. Ni_3Fe ning yuqori strukturasida temir atomlari nikel atomlarining elektron strukturasini qo'zg'aydi va natijada Ni_3Fe birikmasida (Fe dan Ni tomon) elektron o'tish yuz berib, nikel atomining Ni-Fe juft atomlari bilan qo'shimcha o'zaro ta'siri paydo bo'ladi. Bu esa nikel atomining d-almashinuv o'zaro ta'sirining kamayishiga olib keladi. [14, 15]. Nikel atomining magnit momenti nikelning elektron holatini sifat jihatdan baholash kriteriyasi hisoblanadi. Alyuminiyning unga qo'shilishi ma'lum ma'noda qotishmada nikel atomlarining d-almashinuv o'zaro ta'sirining o'zgarishiga olib keladi. Alyuminiy konsentrasiyasining oshishi kristall panjarada nikel atomlari orasidagi masofaning oshishiga olib keladi. Bu esa namunada Kyuri temperaturasi aniqlovchi almashuv energiyasini kamayishiga sabab bo'ladi. Biz o'rganilgan namunalarda Kyuri temperaturasi alyuminiy konsentrasiyasiga bog'liq ravishda o'zgarishi boshqa avtorlar tomonidan olingan $Ni_3Fe - Ni_3Al$ namunasida kyuri temperaturasi konsentrasiyaga bog'liq ravishda o'zgarishi bir birini korrelyasiyalaydi. [16]

500 °C dan yuqori temperatura intervalida o'rganilgan namunalarning uchchalasida ham Xoll koeffisientining keskin kamayishi kuzatiladi. Bu temperatura intervalida namunalar paramagnit holatda bo'lib, Xoll koeffisientining o'zgarish xarakteri erkin elektronlar gazi modeliga bo'ysunadi [5].

Ishda Ni_3Fe-Ni_3Al sistemasiga kiruvchi $Ni_{75}Fe_{20}Al_5$; $Ni_{75}Fe_{15}Al_{10}$ va $Ni_{75}Fe_{10}Al_{15}$ intermetallik birikmalarining Xoll kuchlanishi tajribada o'rganildi. 2.3 § da bayon qilinganidek, Xoll kuchlanishi quyidagi ifoda bilan topiladi.

$$U_H = R_H \frac{IB}{d} \quad (3.1)$$

Bu erda I- namunadan o'tayotgan tok kuchi,

B-namuna joylashgan maydonning induksiyasi,

d-namuna qalinligi

Xoll kuchlanishini bilgan holda Xoll koeffisienti 20 -500⁰C temperatura oralig'ida quyidagicha topish mumkin:

$$R_H = \frac{U_H d}{IB} \quad (3.2)$$

Adabiyotlardan ma'lumki, ferromagnit metallarda Xoll maydoni va Xoll qarshiligi quyidagicha ifodalanadi [1].

$$E_y = R_0 B_z j_x + R_s 4\pi M_z j_x \quad (3.3)$$

$$\rho_H = E_y / j_x = R_0 B_z + 4\pi R_s M_z$$

$$\rho_H = E_y / j_x = R_0 B_z + R'_s M_z \quad (3.4)$$

Bu erda $B = H + 4\pi M(1 - D)$ - magnit maydon induksiyasi, H - magnit maydon kuchlanganligi, M -magnitlanish, D -magnitsizlanish faktori, j -tok zichligi, x, y, z -lar dekart koordinatalar. (3.4) ifodaning birinchi tashkil etuvchisidagi R_0 normal Xoll doimiysi deb atalib, odatda normal Xoll effekti deyiladi. Bu effekt Lorens kuchi tufayli paydo bo'lib erkin elektronlar modeliga bo'ysunadi va quyidagi ifoda yordamida aniqlanadi.

$$R_0 = -\frac{1}{ne} \quad (3.5)$$

(3.4) ifodaning ikkinchi tashkil etuvchisidagi R_s anomal Xoll doimiysi deb atalib, odatda anomal Xoll effekti deb yuritildi. Bu effekt elektronlarning spin orbital o'zaro ta'siri tufayli sodir bo'lib, sochilishning turli mexanizmlari noadditiv ulush beradi. [17, 18, 19]. Paramagnit holatda (3.4) ifoda o'z kuchida qoladi, faqat magnitlanish o'rniga uning magnit qabul qiluvchanlik bilan bog'liqlik ifodasi $M = \chi H$, (bu erda χ -magnit qabul qiluvchanlik) qo'yiladi.

Magistrlik dissertasiyasida Xoll koeffisientining tajribada olingan qiymatlari asosida paramagnit holatda (chunki bu holatda xoll koeffisientining o'zgarish

xarakteri erkin elektronlar modeliga bo'ysunadi) quyidagi ifoda yordamida tok tashuvchi elektronlar konsentrasiyasi hisoblandi.

$$n = \frac{1}{R_H e} \quad (3.6)$$

1.6 § ga ko'ra metallarning kopchilk xossalari erkin elektronlar holati bilan aniqlanadi. Shuning uchun erkin elektronlarning energiya bo'yicha taqsimoti muhim sanaladi. Metaldagi erkin elektronlar orasidagi Kulon ozaro inarish kuchi bu elektronlarning kristall panjara tugunlaridagi ionlar bilan o'zaro tortish kuchini kompensasiyalaydi. Shunga asosan sistemadagi N erkin elektronlarning egallagan holati erkin elektronlar modeliga ko'ra k – fazoviy sfera ichidagi nuqtalardek ko'rinishda deb faraz qilinsa elektronlar bu sfera ichida 1.6 rasmda tasvirlangan k_F radiusdagi sferik sohani egallaydi. Bunga Fermi sferasining radiusi deyiladi va quyidagi ifoda yordamida aniqlanadi. .

$$k_F = \left(3\pi^2 n\right)^{\frac{1}{3}} \quad (3.7)$$

Bu erda n – tok tashuvchi elektronlar konsentrasiyasi.

Elektronlar egallagan sfera sirti Fermi siirti deyiladi. Bu sirtning energiyasi Fermi energiyasi deyiladi. Fermi energiyasi deb absolyut nol temperaturadagi metalda erkin elektronlar ega bo'lishi mumkin bo'lgan marsimal energiyaga aytiladi quyidagi ifoda yordamida hisoblanadi.

$$\varepsilon_F = \frac{\hbar^2}{2m} k_F^2 \quad (3.8)$$

3.1 jadval. Ni_3Fe-Ni_3Al sistemasi intermetallik birikmalarining paramagnit holatda Xoll koeffsienti va zona parametrlari

N_0	<i>Образцы</i>	$R_H, 10^{-10}$ m^3/Kl	$n, 10^{28}$ m^{-3}	$K_F, 10^{10}$ m^{-1}	$E_F,$ eV	T_K 0C
1	$Ni_{75}Fe_{20}Al_5$	2.2	2.84	0.92	3.2	516
2	$Ni_{75}Fe_{15}Al_{10}$	1.8	3.47	1.01	3.85	490
3	$Ni_{75}Fe_{10}Al_{15}$	1.5	4.16	1.07	4.32	460

Yuqorida qayd etilganlarga ko'ra Ni_3Fe-Ni_3Al sistemasiga kiruvchi intermetallik $Ni_{75}Fe_{20}Al_5$: $Ni_{75}Fe_{15}Al_{10}$ va $Ni_{75}Fe_{10}Al_{15}$ birikmalarining paramagnit holatda Xoll kuchlanishini tajribadan aniqlash orqali tok tashuvchi zaryadlar konsentrasiyasi- n , Fermi sferasining radiusi- k_F va Fermi energiyasi- ε_F hisoblandi. Hisoblash natijalari 3.1 jadvalda keltirilgan. Jadvaldan ko'rinib turibdiki, namunaning tarkibida alyuminiyning konsentrasiyasi oshishi bilan Xoll koeffisientining qiymati kamayishi tok tashuvchi zaryadlar konsentrasiyasi, Fermi sferasining radiusi va Fermi energiyasining qiymatlarining oshishi kuzatildi.

III bob bo'yicha xulosalar

- Ni_3Fe-Ni_3Al sistemasiga kiruvchi intermetallik $Ni_{75}Fe_{20}Al_5$; $Ni_{75}Fe_{15}Al_{10}$ va $Ni_{75}Fe_{10}Al_{15}$ birikmalarning xona temperaturasidan to $500\text{ }^{\circ}\text{C}$ temperatura oralig'ida doimiy tok va doimiy magnit maydoni uslubida o'lchandi.
- O'rganilgan birikmalarining Xoll kuchlanishini tajribadan aniqlash orqali paramagnit holatda tok tashuvchi zaryadlar konsentrasiyasi- n , Fermi sferasining radiusi- k_F va Fermi energiyasi- ε_F hisoblandi. Hisoblash natijalari ko'rsatdiki, namunaning tarkibida alyuminiyning konsentrasiyasi oshishi bilan Xoll koeffisientining qiymati kamayishi tok tashuvchi zaryadlar konsentrasiyasi, Fermi sferasining radiusi va Fermi energiyasining qiymatlarining oshishi kuzatildi.

XULOSALAR

Malakaviy dissertasiyasida bajarilgan ishlarni umumlashtirib quyidagicha xulosalar qilish mumkin

- Adabiyotlardagi mavjud nazariy va tajribaviy ishlarning tahlili shuni ko'rsatadiki, metal atomdagi d-elektronlar strukturasi o'zgarishi metallik holatini sifat jihatdan o'zgarishiga olib keladi. Bunga sabab d-elektronlar ma'lum darajada metalning kollektivlashgan elektronlar sistemasiga kiradi. 3d metallari va ularning qotishmalarining kinetik xossalari hosil bo'lishida d-elektronlar muhim o'rin egallar ekan. Bunga sabab birinchidan, bu elektronlar tok tashishda qatnashsa, ikkinchidan sochilish manbai bo'lib ham xizmat qilar ekan. Bu elektronlarning konsentratsiyasini bilish orqali metalning zona parametrlarini hisoblash mumkin bo'lar ekan.
- Metallar Xoll kuchlanishini xona temperaturasidan 500°C temperatura oralig'ida o'lchash imkonini beruvchi doimiy tok va doimiy magnit maydoni usuliga asoslangan qurilmaning tuzilishi uning ishlash o'rganib chiqildi.
- Magistrlik dissertasiyasida ishlatilgan o'rganish obektlari $Ni_3Fe - Ni_3Al$ sistemasida intermetallik birikmalari $Ni_{75}Fe_{20}Al_5$; $Ni_{75}Fe_{15}Al_{10}$; $Ni_{75}Fe_{10}Al_{15}$ induksion pechda kvas trubkda vakuum va flyus ostida (oksidlanishni oldini olish uchun) eritish yo'li bilan silindr shaklda tayyorlangan. O'lchash namunalarini tayyorlash va struktura analizi Moskva Qora metallurgiya institutining PS-2 laboratoriyasida amalga oshirilgan.
- Ni_3Fe-Ni_3Al sistemasiga kiruvchi intermetallik $Ni_{75}Fe_{20}Al_5$; $Ni_{75}Fe_{15}Al_{10}$ va $Ni_{75}Fe_{10}Al_{15}$ birikmalarning xona temperaturasidan to 500 °C

temperatura oralig'ida doimiy tok va doimiy magnit maydoni uslubida o'lchandi.

- O'rganilgan birikmalarining Xoll kuchlanishini tajribadan aniqlash orqali paramagnit holatda tok tashuvchi zaryadlar konsentrasiyasi- n , Fermi sferasining radiusi- k_F va Fermi energiyasi- ε_F hisoblandi. Hisoblash natijalari ko'rsatdiki, namunaning tarkibida alyuminiyning konsentrasiyasi oshishi bilan Xoll koeffisientining qiymati kamayishi tok tashuvchi zaryadlar konsentrasiyasi, Fermi sferasining radiusi va Fermi energiyasining qiymatlarining oshishi kuzatildi.

Adabiyotlar ro'yxati

1. Вонсовский С.В. Магнетизм. М.: Наука, 1971, 1031с.
2. Тикадзуми Физика ферромагнетизма. Магнитные свойства вещества. Пер с япон. яз., М., Мир, 1983, 304с.
3. Ч. Киттель Введение в физику твердого тела. М. Наука. 1978
4. Ирхин Ю. П., Ирхин, В. Ю. Электронные строение и физические свойства переходных металлов ПМ. Свердловск. 1989,115с
5. Ирхин В. Ю., Ирхин Ю. П. Электронная структура, физические свойства и корреляционные эффекты в д- и ф – металлах и их соединениях. Екатеринбург: УрО РАН, 2004, 139-176, 200-265 с
6. В.Е.Зиновьев Теплофизические свойства металлов при высоких температурах. М. Metallurgia, 1989, 199 стр
7. Крокнел А, Уонг К. Поверхност Ферми. Пер.с.англ. М.: Атомиздат, 1978, 352 стр
8. Чечерников В. И. Магнитные измерения. М.: МГУ. 1969.с.388
9. Кучис Е.В. Методы исследования эффекта Холла. М.: Сов.Радио. 1974 с. 328
10. Karplus R., Luttinger J.M. Hall effect in ferromagnetics. //Phys.Rev. 1954, v95, N5, p.1154-1160
- 11.Ирхин Ю. П., Ирхин, В. Ю. Электронные строение и физические свойства переходных металлов ПМ. Свердловск. 1989,115с
- 12.О.К.Кувандиков “Магнитные и кинетические свойства конденсированных сплавов и соединений на основе переходных и редкоземельных металлов” Изд: «Фан», АНРУз, Тошкент 2009, стр 291
13. Ражабов Р.М. Кинетические и магнитные свойства сплавов на основе элементов группы железа при высоких температурах. Канд. диссерт (01.04.11-физика магнитных явлений).Самарканд. 2005,135 с

14. Божко А.Д., Васильев А.Н., Ховайло В.В. Магнитные и структурные фазовые переходы в ферромагнитных сплавах $\text{Ni}_{2+x}\text{Fe}_{1-x}\text{Ga}$. С памятью формы. //ЖЭТФ, 1999, т.115, вып.5, 1740-1755 с.
15. Лотков А. И., Паник В. Е., Фадин В. П., Сарксян В. В. Характер распределения атомов и его связь электронной структурой ряд тройных сплавов на основе Ni_3Fe . //Известия высших учебных заведений. Серия физика. 1973, №1, с. 117-126.
16. Гомоньков В.И., Третьяков Б.Н., Третьякова С.М. и др. Изоморфной структурный и магнитный переход в макро- и микрокристаллических сплавах систем $\text{Ni}_3\text{Fe}-\text{Ni}_3\text{Al}$. //ФММ, №79, вып.2, 1995, 123-129 с.
17. Irkhin V.Yu., Irkhin Yu.P. Electronic structure, correlation effects and physical properties in d-and f-transition metals and their compounds, cond-mat /9812072// Phys.stat.sol. (b) 1994. V.183 p.9
18. Ирхин Ю.П., Абельский Ш.Ш. Рассеяние на спиновых неоднородностях и спонтанный Холл-эффект в ферромагнетиках. //ФТТ. 1964, т.6, стр. 1635-1644
19. Боков В. А. Физика магнетиков. Санкт-Петербург: Невский диалект, 2002, 272 с
20. интернет сайтлари (www.femto.com.ua, www.ziyo.net...)