

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

**ALISHER NAVOIY NOMIDAGI  
SAMARQAND DAVLAT UNIVERSITETI  
FIZIKA FAKULTETI  
“5140200 – FIZIKA” TA'LIM YO'NALISHI**

**”Umumiy fizika” kafedrası**

**XOLMURODOV SAIDXUJA ALLAYOR O'G'LI**

**GADOLINDIY-INDIY SISTEMASI BIRIKMALARINING KINETIK VA  
MAGNIT XOSSALARI O'RTASIDAGI BOG'LANISHNI O'RGANISH**

“5140200 – Fizika” ta'lim yo'nalishi bo'yicha bakalavr  
darajasini olish uchun

**BITIRUV MALAKAVIY ISH**

Ilmiy rahbar: \_\_\_\_\_ dots. Rajabov R. M.

Bitiruv malakaviy ishi “Umumiy fizika” kafedrasida bajarildi.

Ish kafedraning 2016 yil \_\_ iyun­dagi majlisida muhokama qilindi va  
himoyaga tavsiya etiladi (bayonnoma №\_\_).

Kafedra mudiri: \_\_\_\_\_ dots. Rajabov R. M

Malakaviy bitiruv ishi YaDAKning 2016 yil “\_\_” \_\_\_\_\_dagi majlisida  
himoya qilindi va \_\_\_\_\_ ball bilan baholandi (bayonnoma № \_\_\_\_ ).

YaDAK raisi: \_\_\_\_\_

A'zolari: \_\_\_\_\_

**Samarqand – 2016**

## M U N D A R I J A

|                 |                                                                                                                                  |          |
|-----------------|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----------|
|                 | <b>Kirish.....</b>                                                                                                               | <b>3</b> |
| <b>I.BOB.</b>   | <b>Adabiyotlar sharhi.</b>                                                                                                       |          |
| 1.1.            | Zaryadlangan zarrallarning elektr va magnit maydonlardagi harakati..                                                             |          |
| 1.2.            | Xoll effektining nazariyasi .....                                                                                                |          |
| 1.3.            | Metallar uchun erkin elektronlar modeli .....                                                                                    |          |
| 1.4.            | Metallar uchun erkin elektronlar modelida hisoblangan fermi sirti parametrlari.....                                              |          |
| <b>II.BOB.</b>  | <b>O'lchash qurilmalari va ularning tavsifi.</b>                                                                                 |          |
| 2.1.            | Aylanuvchi magnit maydoni usuliga asoslangan qurilmaning umumiy ko'rinishi .....                                                 |          |
| 2.2.            | Qurilmani gradirovka qilish.....                                                                                                 |          |
| 2.3.            | Tajriba o'tkazishdagi xatoliklari .....                                                                                          |          |
| 2.4.            | Elektromagnitni darajalash uslubi .....                                                                                          |          |
| 2.5.            | Xoll kuchlanishini o'lchash uslubi .....                                                                                         |          |
| 2.6.            | Metallar magnit qabul qiluvchanligini o'lchash qurilmasining tuzilishi va ishlash prinsipi .....                                 |          |
| <b>III.BOB.</b> | <b>Pedagogik tajriba natijalari va ularning tahlili.</b>                                                                         |          |
| 3.1.            | Gd-In sistemasidagi intermetallik birikmalarining kinetik va magnit xossalari o'rtasidagi bog'lanish .....                       |          |
| 3.2.            | Gd-In sistemasidagi intermetallik birikmalaridagi elektronlarning effektiv spin-orbital o'zaro ta'sir parametrini aniqlash ..... |          |
|                 | <b>Xulosa.....</b>                                                                                                               |          |
|                 | <b>Foydalanilgan adabiyotlar ro'yxati.....</b>                                                                                   |          |

## Kirish

**Mavzuning dolzarbligi:** Metallar va ularning qotishmalarining asosiy fizik xossalardan biri ularning galmvanomagnit xossasi hisoblanadi. Metallar va ularning qotishmalarining Xoll kuchlanishi ularning elektron, kristall va magnit strukturasi juda sezgir kattalik hisoblanadi. Ikkinchidan, 3d–metallar va ularning qotishmalarida elektr o'tkazuvchanligi undagi elektronlarning konsentrasiyasiga va harakatchanligiga bogliqdir. Magnet qabul qiluvchanlik, Xoll kuchlanishini o'lchash shu kattaliklarni aniqlash imkonini beradi. Elektronlarning konsentrasiyasini aniqlash esa metallarning Fermi sferasi radiusini va energiyasini aniqlashga xizmat qiladi. Bizga ma'lumki, Metallarda normal Xoll effekti undagi zaryad tashuvchilarga Lorens kuchining ta'siri tufayli paydo bo'lsa, anomal Xoll effekti esa elektronlarning spin-orbital tasiri tufayli paydo bo'ladi. Shuning uchun mazkur malakaviy bitiruv ishida: Gadoliniiy-Indiy sistemasida birikmalarining kinetik va magnit xossalari o'rtasidagi boglanishni o'rganish maqsad qilib qo'yildi.

### **Tadqiqot ishining maqsadi va vazifalari:**

- Gd-In sistemasiga kiruvchi  $80\text{Gd}20\text{Gd}$ ;  $\text{GdIn}$ ;  $\text{Gd}_3\text{In}_5$ ;  $\text{GdIn}_3$  intermetallik birikmalar ning anomal Xoll doimiysi, magnit qabul qiluvchanlik va solishtirma elektr qarshiligini tarkibga bog'liqligini o'rganish;
- Xoll doimiysi, solishtirma elektr qarshilik va magnit qabul qiluvchanlikning tajriba natijalaridan foydalanib Gd-In sistemasiga kiruvchi  $80\text{Gd}20\text{Gd}$ ;  $\text{GdIn}$ ;  $\text{Gd}_3\text{In}_5$ ;  $\text{GdIn}_3$  intermetallik birikmalarning spin-orbital o'zaro ta'sir parametri hisoblashdan iborat.

**Tadqiqot obyekti:** Gd-In sistemasiga kiruvchi  $80\text{Gd}20\text{Gd}$ ;  $\text{GdIn}$ ;  $\text{Gd}_3\text{In}_5$ ;  $\text{GdIn}_3$  intermetallik birikmalar

**Tadqiqot predmeti:** Kondensirlangan muhitlar fizikasi

**Tadqiqot usuli:** Tadqiqotlarda solishtirma elektr qarshilikni o'lchashning to'rt zondli va aylanuvchi magnit maydon usuli, Xoll effektining o'lchashning doimiy tok, doimiy magnit maydoni usuli, magnit qabul qiluvchanlikni o'lchashning Faradey usulidan foydalanildi.

### **Tadqiqot ishining ilmiy yangiligi:**

- Gd-In sistemasiga kiruvch  $80\text{Gd}20\text{Gd}$ ;  $\text{GdIn}$ ;  $\text{Gd}_3\text{In}_5$ ;  $\text{GdIn}_3$  intermetallik birikmalarning anomal Xoll doimiysi, magnit qabul qiluvchanligi, solishtirma elektr qarshiligini yani kinetic va magnet xossalari ortasidagi bog'liqlikni o'rganish natijalari;
- Xoll doimiysi, solishtirma elektr qarshilik va magnit qabul qiluvchanligining tajriba natijalaridan foydalanib Gd-In sistemasiga kiruvch  $80\text{Gd}20\text{Gd}$ ;  $\text{GdIn}$ ;  $\text{Gd}_3\text{In}_5$ ;  $\text{GdIn}_3$  intermetallik birikmalarning *zona parametrlari* va spin-orbital o'zaro ta'sir parametri hisoblash natijalari;

### **Tadqiqot ishining ilmiy-amaliy ahamiyati:**

- Tadqiqot obyektlari materialshunoslikda, metallurgiyada zarur bo'lgan detallar tayyorlashda xom ashyo bo'lib xizmat qiladi. Olingan natijalar magnit hodisalar fizikasini, fizikaviy materialshunoslikning rivojlanishida ahamiyatga ega bo'lib, 4f metallar va ularning qotishmalarining elektr, magnit va galvanomagnit xossalari o'rganishda, ularda amal qiladigan almashinuv va spin orbital o'zaro ta'sirning tabiatini tushuntirishbi takomillashtirishga xizmat qiladi.

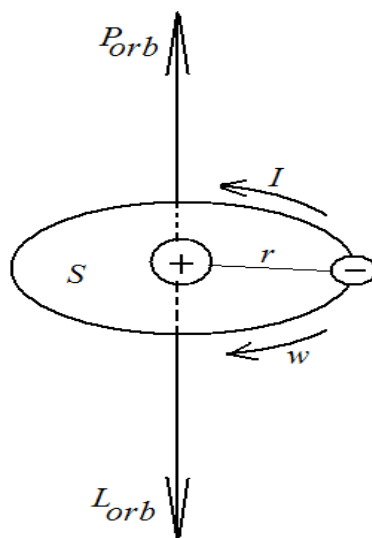
**Malakaviy bitiruv ishining strukturasi:** Malakaviy bitiruv ishi kirish, uchta bob, xulosalar, va adabiyotlar ruyxatidan iborat bo'lib \_\_\_\_ betdan iborat.

## 1.1. MODDANING MAGNITLANISHNIING ELEMENTAR NAZARIYASI

Ma'lumki [1], agar magnit maydonga biror modda olib kirsak, bu modda magnitlanib xususiy magnit maydon  $B'$  ni vujudga keltiradi. Shuning uchun tekshirilayotgan moddadagi natijaviy magnit maydon induksiyasi  $B$  tashqi maydon induksiyasi  $-B_0$  va moddaning xususiy maydon induksiyasi  $B'$  ning vektor yig'indisidan iborat bo'ladi

$$B = B_0 + B' \quad (1.1)$$

Ko'pincha,  $B'$  ni ichki maydon induksiyasi deb ham ataladi. Hozirga vaqtda hamma moddiy jismlar tashqi magnit maydon ta'sirida ozroq yoki ko'proq magnitlanishi isbotlangan. Shu sababli moddalarning magnit xususiyatlarini o'rganar ekanmiz, barcha moddalar - uchun „*magnetik*“ degan terminni ishlatamiz. Magnetiklarning xossalari ularning atomlari tarkibida mavjud bo'lgan elementar zarrachalar — elektronlar, protonlar va neytronlar bilan aniqlanishi lozim. Haqiqatan, har qanday atom musbat zaryadlangan yadro va uning atrofida berk



1.1-rasm  $r$  radiusli orbita bo'ylab harakatlanayotgan elektron

orbitalar bo'ylab harakat qiluvchi elektrollardan iborat. 1.1- rasmda  $r$  radiusli orbita bo'ylab  $v$  tezlik bilan harakatlanayotgan elektron tasvirlangan. Bu elekt

ronning burchak tezligi  $\omega = \frac{v}{r}$  bo'ladi. Demak, elektron 1 sekund davomida yadro atrofida  $\frac{\omega}{2\pi}$  marta aylanayotgan bo'lsa, elektronning bu harakat tok kuchi

$$I = \frac{e\omega}{2\pi} \quad (1.2)$$

bo'lgan aylanma tokka ekvivalentdir (tokning yo'nalishi elektronning harakat yo'nalishiga teskari). Bunday mikro aylanma tokning magnit momenti quyidagicha topiladi:

$$P_{orb} = IS = \frac{e\omega\pi r^2}{2\pi} = \frac{e\omega r^2}{2} \quad (1.3)$$

Bu magnit moment elektronning orbita bo'ylab harakati tufayli vujudga kelayotganligi uchun *orbital magnit moment* deb ataymiz va boshqa magnit momentlardan farq qilish uchun  $L_{orb}$ , deb belgilaymiz.

$r$  radiusli orbita bo'ylab  $v$  tezlik bilan harakat qilayotgan elektron,

$$L_{orb} = mvr = m\omega^2 r \quad (1.4)$$

ga teng bo'lgan orbital mexanik momentga ham ega bo'ladi. Bu ifodada  $m$  — elektronning massasi. Orbital mexanik momentning yo'nalishi orbita tekisligiga perpendikulyar bo'lib, elektronning aylanish yo'nalishi bilan o'ng vint qoidasi asosida bog'langan. Demak  $P_{orb}$  va  $L_{orb}$  larning yo'nalishlari qarama-qarshi bo'lar ekan. (1.3) ning (1.4) ga nisbati elektronning orbital giromagnit nisbati deyiladi va  $G_{orb}$  deb belgilanadi:

$$G_{orb} = \frac{P_{orb}}{L_{orb}} = \frac{e}{2m} \quad (1.5)$$

Orbital giromagnit nisbat orbita radiusiga bog'liq emas. Umuman  $G_{orb}$  elliptik orbitalar uchun ham o'rinlidir.

Orbital mexanik momentdan tashqari elektron xususiy mexanik moment— spin ( $L_{sp}$ ) ga hamda unga mos ravishda xususiy magnit moment ( $P_{sp}$ ) ga ham ega. Elektron spinining absolyut qiymati quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$L_{sp} = \frac{\sqrt{3}}{2} \hbar \quad (1.6)$$

bu erda  $\hbar$  — Plank doimiysi bo'lib uning qiymati  $1,05 \cdot 10^{-34}$  J's ga teng.

Elektronning xususiy magnit momentining (odatda, spin magnit moment deb yuritiladi) absolyut qiymati

$$P_{SP} = \frac{\sqrt{3}e\hbar}{2m} = \sqrt{3}\mu_B \quad (1.7)$$

ifoda bilan aniqlanadi.

Bu ifodadagi

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m} = 0.927 \cdot 10^{-23} \frac{J}{Tl} \quad (1.8)$$

Bor magnetoni deb ataladi. Elektronning spin giromagnit nisbati

$$G_{SP} = \frac{P_{SP}}{L_{SP}} = \frac{e}{m} \quad (1.9)$$

orbital giromagnit nisbatdan ikki marta katta. Shuni ham qayd qilib o'taylikki, spin tushunchasining kiritilishiga elektron — o'zining xususiy o'qi aarofida aylanuvchi sharcha deb tasavvur qilinishi sabab bo'lgan. Shuning uchun ham elektronning xususiy mexanik momentini spin (inglizchada — aylanmoq) deb atalgan. Elektron zaryadlangan zarracha bo'lganligi uchun uning aylanishi natijasida aylanma elektr toki vujudga keladi. Bu esa spin magnit momentining vujudga kelishiga sababchi bo'ladi, deb tushuntirilgan. Keyinchalik, spinning bunday modeli noto'g'riligi aniqlandi. Bu kattaliklar, xuddi elektronning zaryadi va massasi kabi uning ajralmas xususiyatlaridir. Boshqacha aytganda, zaryad, massa, spin va spin magnit momenti elektronni xarakterlovchi kattaliklardir. Elektron spinining ajoyib xususiyati shundan iboratki, u magnit maydonda faqat ikki yo'nalishga ega bo'ladi:

1. Magnit induksiya vektori  $B$  ga parallel. Bu holda spin va spin magnit momentlarning  $B$  yo'nalishga proeksiyalari, mos ravishda,

$$(L_{SP})_B = +\frac{1}{2}\hbar \quad (P_{SP})_B = -\mu_B \quad (1.10)$$

qiymatlarga ega bo'ladi:

## 2.. Magnit induksiya vektori B ga antiparallel

Bu holda

$$(L_{SP})_B = -\frac{1}{2}\hbar \quad (P_{SP})_B = +\mu_B \cdot (1.11)$$

Atom yadrosining tarkibidagi proton va neytronlarning magnit momentlari elektronning spin magnit momentidan taxminan ming marta kichik bo'lganligi uchun, atomnang magnit momenti atom tarkbidagi elektronlarning orbital va spin magnit momentlarining vektor yig'indisidan iborat deb hisoblash mumkin, ya'ni

$$P_{at} = \sum P_{orb} + \sum P_{SP} \quad (1.12)$$

Tashqi magnit maydon ta'sirga uchramagan magnetik atomlarining magnit momentlari tartibsiz, yo'nalgan bo'ladi, shu sababli magnetik parchasining yig'indi magnet momenti nolga teng bo'ladi. Tashqi maydon ayrim atomlar magnit momentlarining yo'nalishlarini tartibga soladi, natijada magnetik biror natijaviy magnit momentga ega bo'lib qoladi, ya'ni magnitlanadi. Tashqi maydon ta'sirida magnetiklar turlicha magnitlanadilar. Magnetiklarning magnitlanganlik darajasini xarakterlash uchun *magnitlanish vektori* dan foydalaniladi:

$$J = \frac{\sum P_{at}}{\Delta V} \quad (1.13)$$

Bir jinsli magnitlangan magnetik uchun magnitlanish vektori birlik hajmdagi atomlar magnit momentlarining vektor yig'indisiga teng.

### 1.2. Ferromagnit va paramagnit metall qotishmalarda anomal 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 [1, 2].

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

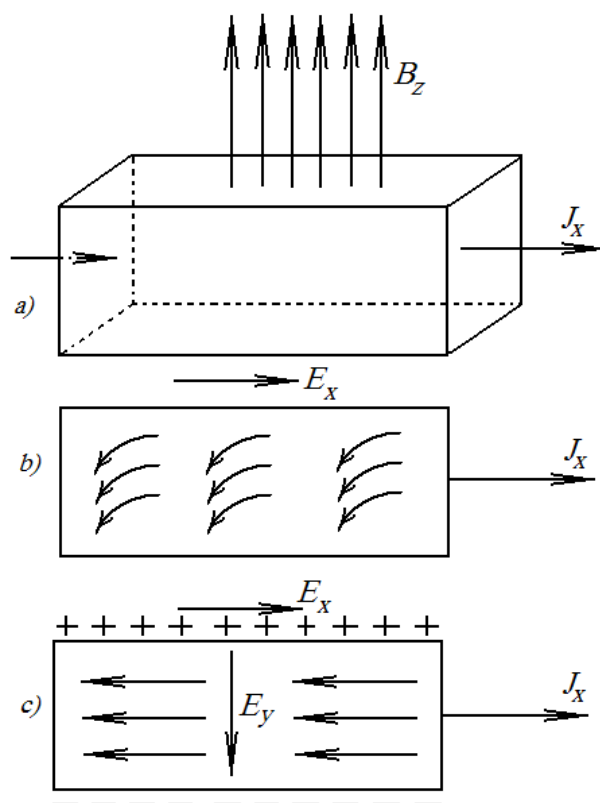
$$(SGS) \quad E_y = -\omega_c \tau E_x = -\frac{eB\tau}{mc} E_x \quad (1.14)$$

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

$E_y$  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 proyeksiyasi  $j_x$  tok zichligini hosil qiladi.
- b) brusokning Z o'qiga perpendikulyar yo'nalishdagi kesimi bu dreyv tezligini illyustrasiya qiladiki tashqi elektr 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 elektr maydoni magnit maydoni tomonidan ta'sir qiluvchi kuchlarni tenglashtirguncha davom yetadi. 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.



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

$R_H$  ni esa Xoll koeffitsienti yoki Xoll doimiysi deyiladi. Bizning modelimizdagi  $R_H$  ning kattaligini bilish uchun (1.14)dan quyidagilarni olamiz

$$\begin{aligned}
 \text{(SGS)} \quad R_H &= -\frac{eB\tau E_x / mc}{ne^2 \tau E_x B / m} = \frac{1}{nec} \\
 \text{(SI)} \quad R_H &= -\frac{1}{ne} \quad (1.15)
 \end{aligned}$$

Tok tashuvchilarning konsentrasiyasi qancha kam bo'lsa, Xoll koeffitsientining 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  $\omega_c$  - siklotron rezonansi chastotasi,  $\tau$  - relaksatsiya vaqti.

Ferromagnit metalllarda Xoll maydoni va Xoll qarshiligining magnitlanganlikka bog'liqligi quyidagi ko'rinishda yozish mumkin.

$$E_y = R_0 B_z j_x + R_s 4\pi M_z j_x \quad (1.16)$$

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

$$\rho_H = E_y / j_x = R_0 B_z + R'_s M_z \quad (1.17)$$

Bu yerda  $B = H + 4\pi M(1-D)$  - magnit induksiyasi,  $H$ -magnit maydon kuchlanganligi,  $M$ -magnitlanganlik,  $D$ -magnitsizlantiruvchi faktor,  $j$ -tok zichligi,  $x,y,z$ -Dekart koordinatalari. (1.17) dagi birinchi ko'paytmasi Lorens kuchini ifodalaydi va  $R_0$  doimiy yoki normal Xoll effekti koeffitsiyenti. (1.17) ifodadagi ikkinchi ko'paytma anomal Xoll effektini ifodalaydi.  $R_s$  - konstanta yoki anomal Xoll effekti koeffitsiyenti. Agar  $M = \chi H$  ekanligini hisobga olsak, paramagnitlarda (1.17) formula o'z kuchida qoladi.

Anomal Xoll effektini o'rganishning hozirgacha davom etayotgan navbatdagi bosqichi bu hodisaning nazariy asoslarini ishlab chiqish bilan bog'langan. 1936 yildayoq Shubin anomal Xoll effekti magnit elektronlari va o'tkazuvchanlik elektronlarining spin orbital ta'sirlashuv bilan bo'g'liq ekanligi haqidagi fikrini aytib o'tgan edi [3]. Anomal Xoll effekti nazariyasining rivojiga Kondorskiy, Irxin, Abelskiy, Voloshinskiy, Kondo, Maranzana, Fert, Berje, Abduraxmonov, Mustafoyev va boshqalar hal qiluvchi hissa qo'shgan. Kondorskiy birinchi bo'lib, turli xil sochilish mexanizmlari anomal xoll effekti noadditiv hissa qo'shishini ko'rsatgan [4]. Bu yerda biz 3d metall qotishmalardagi anomal xoll effekti paydo bo'lish mexanizmlarini qarab chiqish bilan chegaralanamiz.

Kristall ferromagnetik o'tkazuvchanlik elektronlari bir zarrachali Gamelton funksiyasi norelyativistik yaqinlashishida quyidagi ko'rinishida yozish mumkin[5].

$$H^{(0)} = \frac{p^2}{2m} + U(r) + V(r) \quad (1.18)$$

Bu yerda  $U(r)$ -kristall panaraning ionlari va almashinuv ta'sirlar paydo qilayotgan davriy potensial,  $V(r)$ -panjara davrining kuchsiz buzilishlari bilan bog'liq bo'lgan sochilish potentsiali. Elektr va magnit maydoni ta'sir qilayotgan

o'tkazuvchanlik elektroniga Lorens kuchi ta'sir qiladi va normal Xoll effektining paydo bo'lishiga olib keladi. (1.17) formuladagi ikkinchi had anomal xoll effekti birinchidan magnit momentga chiziqli bog'liq bo'lgan, ikkinchidan esa o'tkazuvchanlik elektronlarining sochilishida assimetriya hosil qilishi shart bo'lgan ta'sirlashuv bilan bog'liq ekanligini ko'rsatadi. Spin orbital ta'sirlashuv bu talablarga javob beradi. Biroq bu talablarga ba'zi maxsus hollarda boshqa xildagi ta'sirlashuvlar ham javob berishi mumkin.

Spin-orbital ta'sir xususiy va xususiy bo'lmagan xillarga ajratiladi. Xususiy spin-orbital ta'sirning  $U(r)$  potensialning davriy qismiga mos keluvchi bir elektronli operatori quyidagi ko'rinishda bo'ladi.

$$H_{so}^U = \frac{1}{2m^2c^2} [\nabla U(r) \times p] S \quad (1.19)$$

Inversiya markazi mavjud bo'lgan kristallar uchun  $U(r) = U(-r)$  va shuning uchun:

$$(H_{so}^U(-r))^* = -H_{so}^U(r) \quad (1.20)$$

Sochilish potentsiali  $V(r)$  ga mos keluvchi spin-orbital ta'sir operatori(davriy bo'lmagan spin-orbital ta'sir):

$$H_{so}^V = \frac{1}{2m^2c^2} [\nabla V(r) \times p] S \quad (1.21)$$

Xususiy bo'lmagan spin-orbital ta'sirni ham ikki qismga ajratish mumkin:  
Davriy va xususiy bo'lmagan spin-orbital ta'sir

$$(H_{so}^U)_{nc}^i = \sum_{j \neq i} \frac{1}{2m^2c^2} [\nabla U_{ij} \times p_j] S_j \quad (1.22)$$

va davriy bo'lmagan spin-orbital ta'sir

$$(H_{so}^V)_{nc}^i = \sum_{j \neq i} \frac{1}{2m^2c^2} [\nabla U_{ij} \times p_j] S_j \quad (1.23)$$

Magnetizm nazariyasida ikkita asosiy model mavjud. Birinchi modelda magnit xossalarni keltirib chiqaruvchi elektronlar kollektivlashgan bo'ladi deb faraz qilinadi(magnetizmning past haroratdagi zonali nazariyasi va yuqori haroratlardagi spin fluktuatsion nazariyasi [6]), ikkinchisida esa to'ldirilmagan qobiqlarning "magnit" elektronlari ionning ichida qoladi deb faraz qilinadi.

Ikkinchi modelni kamyob yer metallari va ularning qotishmalari zossalkarini tavsiflash uchun qo'llash mumkin.

Xuddi magnetizm nazariyasiga o'xshash ravishda anomal xoll effekti nazariyasida ham ikkita model mavjud. Karplyus va Lattinjer tomonidan taklif qilingan birinchi model [7] magnetizmning zonali nazriyasiga mos keladi va unda anomal Xoll effekti tashuvchilari magnitlangan o'tkazuvchanlik elektronlari hisoblanadi. Bu elektronlarning Xoll burilishi xususiy spin-orbital ta'sir bilan bog'liq. Shunday qilib, birinchi jadvalda anomal Xoll effekti tashuvchilari magnitlangan d- o'tkazuvchanlik elektronlari yoki kuchsiz magnitlangan s- elektronlar bo'lishi mumkin.

Biroq s-simon elektronlar magnitlanganligi 3d va 4f metallardagi magnitlanganlik bilan taqqoslaganda kichik, bundan tashqari s- elektronlarning xususiy spin-orbital ta'siri, d- elektronlarniki bilan taqqoslaganda kichik [8]:

$$p d|H_{so}|d f \sim \lambda_{so}^d \sim 10^{-1} \div 10^{-2} eV \quad < s|H_{so}|sp > \sim 10^{-2} \lambda_{so}^d \quad (1.24)$$

Shuning uchun 1-model doirasida odatda faqat d- elektronlarning magnitlanganligi hisobiga paydo bo'ladigan anomal Xoll effekti qarab chiqiladi

Kondo tomonidan birinchi bo'lib qarab chiqilgan 2-modelga "magnit" lakallashgan va o'tkazuvchanlik elektronlariga magnitlovchi ta'sirini hisobga olmasa ham bo'ladi deb faraz qilinadi, ya'ni aynan magnitlanmagan o'tkazuvchanlik elektronlari anomal Xoll effekti ga sabab bo'ladi. Bu modelda anomal Xoll o'tkazuvchanligining magnitlanganlikka bo'g'liqligi xususiy bo'lmagan spin-orbital ta'sir yoki magnit bir jinsli emas sohalardan sochilish va magnit elektronlarning xususiy spin-orbital ta'sir hisobiga ion ichida sochilishlari natijasida namoyon bo'ladi[8].

Yuqorida aytilganlardan anomal Xoll effekti fizik sababi spin orbital ta'sirlashuv ekanligi kelib chiqadi. [9] ishda temir guruhidagi ferromagnitlardagi anomal Xoll effekti qarab chiqilgan bo'lib, anomal Xoll effekti dan quyidagi ifoda hosil qilingan.

$$R_s = \pm \frac{3}{16} \frac{\lambda_{so}}{E_F} \frac{\rho_{mag}}{I_s(0)} \quad (1.25)$$

Bunda  $\lambda_{so}$ -spin orbital ta'sirlashuvning effektiv parametri,  $\rho_{mag}$ -magnit qarshilik,  $E_F$ -Fermi energiyasi,  $I_s(0)$ -spontan magnitlanish. (1.17) idodadagi  $R_s$  ning ishorasini elektronlar uchun musbat, kovaklar uchun manfiy deb olish kerak. Asosiy holat uchun  $\lambda_{so}$  ning ishorasini manfiy deb hisoblash kerak bo'lganligi uchun elektronli o'tkazuvchanlik uchun  $R_s < 0$  kovakli o'tkazuvchanlik uchun  $R_s > 0$  ga ega bo'lamiz. Olingan natijalarni eksperiment bilan taqqoslab, temir guruhi o'tish metallari ionlarida xususiy spin orbital ta'sirlashuv qiymati  $10^{-13}$ - $10^{-14}$  erg bo'lishi topilgan. Ferromagnit holatdagi nikel uchun  $R_s$  ning absolyut qiymati  $10^{-11}$ - $10^{-12}$  om·sm/Gs ekanligi topilgan bo'lib, bu qiymat eksperiment natijalar bilan mos tushadi.

Paramagnit d-metalllardagi kuchli  $R(T)$  bog'lanishning alternativ mexanizmi anomal Xoll effektining ta'siri bo'lishi mumkin. Solishtirma Xoll qarshiligi (Xoll koeffitsiyenti va  $R_H$ )  $\rho_H = R_H B$  ko'pgina 3d o'tish metallarida va ularning qotishmalarida ikkita komponentlar bilan aniqlanadi. Bu komponentlar biri – Lorens kuchi bilan bog'liq bo'lgan  $R_0 B$ , ikkinchisi – vaqt o'tishi natijasida hosil bo'luvchi noodativ (yoki anomal) komponentadir. Demak

$$\rho_H = R_0 B + \rho_H^{SJ} \quad (1.26)$$

Bu yerda,  $\rho_H^{SJ}$  - solishtirma Xoll qarshiligining oshishi bo'lib, quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$\rho_H^{SJ} = \frac{2N_d e^2}{h} \rho^2 \lambda_{so} \prec S_z \succ \quad (1.27)$$

Bu yerda,  $\prec S_z \succ = \frac{\chi B}{\mu_0 N_d g \mu_B}$ ;  $\chi$ -nisbiy magnit qabul qiluvchanlik,  $\prec S_z \succ$  - maydon bo'ylab yo'nalgan elektron spinining o'rtacha qiymati,  $\lambda_{so}$ -spin orbitasi sathidagi effektiv spin orbital ta'sirlashuv

$$\lambda_{so} = A_{so} I_d^2 \sum_n \frac{|\prec 0 | L | n \succ|^2}{E_n - E_F} \quad (1.28)$$

$\lambda_{so}$ -atom orbital spini parametri,  $I$ -o'tkazuvchanlik elektronlari va ion to'lqin funksiyalari orasidagi yopiq integral,  $L$ -harakat miqdori. (1.28) tenglama

ko'rsatadiki, qotishmalar uchun  $\lambda_{so}$  ni hisoblash yetarlicha murakkab hisoblanadi. Shu sababli  $\lambda_{so}$  ni baholash uchun qotishmalarnig elektrik, magnit va galvonamagnit xossalari kompleks shaklda eksperimental o'rganish kerak. [11] ua ko'ra

$$R_H = \frac{\rho_H}{B} = R_0 + \frac{2e^2}{\mu_B \mu_0 h g} \rho^2 \lambda_{so} \chi = R_0 + R_s \chi \quad (1.29)$$

Bu yerda,  $\mu_B = 0.927 \cdot 10^{-23} \text{ J/Tl}$  – *Bor magnetoni*,  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Gn/m}$  – *magnit doimiysi*,  $\hbar = 1.054 \cdot 10^{-34} \text{ J*s}$  – *Plank doimiysi*,  $e = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ Kl}$  – *elektron zaryadi*,  $g$  – *Lande faktori*,  $\rho$  – *soishtirma qarshilik*,  $\lambda_{so}$  – *spin orbital ta'sirlashuv effektiv parametri*.

Shu tariqa,  $R(T)$  bog'lanish  $\chi(T)$  bog'lanish hamda  $R_s(T)$  bog'lanish bilan bog'liq bo'lishi mumkin.

Ferromagnit metallarda anomal Xoll effekti muammosini oxirigacha o'rganilgan deb bo'lmaydi. Turli sochilish mexanizmlari uchun  $R_s(T)$  va qarshilik orasidagi turli xil bog'liqliklarni sabab qilib ko'rsatadi. Masalan: fanonlardan sochilish uchun  $R_s \sim \rho^2$ , spin bir jinslimaslikdan sochilishi uchun  $R_s \sim \rho$ . Oqibatda  $R_s(\rho)$  bog'lanishni magnit qarshilikning to'yinishi ro'y beradigan paramagnit sohada tadqiq qilishga qiziqish ortib bormoqda. Hulosa sifatida shuni aytib o'tish mumkinki, hozirgi paytda o'tkinchi metallar fizikasida qator qiziqarli hal qilinmagan muammoalar mavjud. Masalan: zichlik funksionaliga asoslangan zamonaviy hisoblash usullari amalda ko'p elektronli effektlarni hisobga olishga imkon beradi va qator hollarda eksperemant natijalari bilan mos keluvchi natijalarni beradi. Biroq ko'pchilik ishlarda alohida faktorlarning umumiy manzaraga ta'sirining tahlili mavjud emas.

### 1. 3. Metallarda elektr o'tkazuvchanlik.

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

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

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

Metallar elektr qarshiligining ikkinchi sababchisi — real kristallardagi aralashmalardir. Binobarin, metallarning solishtirma elektr qarshiligining temperaturaga bogliqligi Mattisen qoidasi asosida uchta had yig'indisi tarzida ifodalanadi [10]

$$\rho_{um}(T) = \rho_{qol} + \rho_{magl}(T) + \rho_{fon}(T) \quad (1.30)$$

Bu yerda  $\rho_{qol}$ -qoldiq qarshilik bo'lib, u namunaning kristal panjarasining defektiga bog'liq bo'ladi. Qoldiq qarshilik temperaturaga bog'liq bo'lmaydi:

$\rho_{mag}(T)$ —solishtirma elektr qarshilikning magnet tashkil etuvchisi bo'lib, unga magnet qarshilik deyiladi. Magnit qarshilik o'tkazuvchi elektronlarning magnonlar spinlarda sochilishi tufayli hosil bo'ladi.

$\rho_{fol}(T)$ —umumiy solishtirma elektr qarshilikning fonon tashkil etuvchisi bo'lib, unga fonon qarshilik deyiladi. Fonon qarshilik o'tkazuvchi elektronlarning fononlarda (kristal panjara tebranishlarida) sochilishi hisobiga paydo bo'ladi.

Temperatura ortgan sari elektron to'lqinlarning panjara issiqlik tebranishlarida sochilishi ortadi, ya'ni elektronlarning erkin yugurish o'rtacha masofasi  $l_F$  kamayadi. Xona temperaturalarida  $l_F \sim T^{-1}$ . Bu esa tajribalarda kuzatiladigan metallar elektr o'tkazuvchanligining temperaturaga bog'liqligini aks ettiradi. Temperatura pasaygan sari  $\rho_T$  ham kamayib boradi.  $T \rightarrow 0$  da  $\rho_T \rightarrow 0$ . Natijada  $\rho \rightarrow \rho_L$ . Odatda,  $\rho_L$  ni qoldiq qarshilik deb ham yuritiladi, chunki  $\rho_L$  temperaturaga bog'liq bo'lmaganligi uchun O K da ham uning qiymati o'zgarmay qoladi. Shunday qilib, metallar elektr o'tkazuvchanligining kvant nazariyasi klassik elektron nazariya kamchiliklarini bartaraf etdi.

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

$$\langle \vec{V} \rangle = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \vec{V}_i \quad (1.31)$$

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

$$\vec{F} = -e\vec{E} \quad (1.32)$$

elektr kuchi va

$$\vec{F}_{\text{karini}} = -r \langle \vec{V} \rangle \quad (1.33)$$

qarshilik kuchi ta'sir qiladi.

Bunday holda elektronning kristalldagi harakat tenglamasi quyidagicha ifodalanadi:

$$m^* \frac{d \langle \vec{V} \rangle}{dt} = -e\vec{E} - r \langle \vec{V} \rangle \quad (1.34)$$

bunda  $m^*$  - elektronning effektiv massasi  $m^* = \frac{\hbar^2}{d^2 E / dK^2}$ . Bu tenglamani yechish bilan elektronlarning o'rtacha tezligini  $\langle \vec{V} \rangle$  topish mumkin. Muvozanat vaziyati tiklangandan keyin,  $\langle \vec{V} \rangle = \text{const}$  bo'ladi. Agar tashqi maydonni ( $\vec{E} = 0$ ) yo'qotsak,  $\langle \vec{V} \rangle$  tezlik kamayaboshlaydi va elektronlar bilan panjara orasida muvozanat tiklangandan keyin  $\langle \vec{V} \rangle = 0$  ga aylanadi.  $\langle \vec{V} \rangle$  kamayish qonuniyati (1.34) tenglamadan kelib chiqadi.

$$m^* \frac{d \langle \vec{V} \rangle}{dt} + r \langle \vec{V} \rangle = 0 \quad (1.35)$$

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

echib

$$\langle V(t) \rangle = \langle V(0) \rangle \exp\left(-\frac{r}{m^*} \cdot t\right) \quad (1.36)$$

ni topamiz. Bundan ko'rinadiki,

$$\tau = \frac{m^*}{r} \quad (1.37)$$

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

$\tau$  - vaqtni relaksatsiya vaqti deyiladi va tezlikning e marta kamayishi uchun ketgan vaqtni ifodalaydi.

$$\vec{F}_{\text{карши}} = -\frac{m^*}{\tau} \langle \vec{V} \rangle \quad (1.38)$$

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

$$-e\vec{E} - \frac{m^*}{\tau} \langle \vec{V} \rangle = 0$$

$$\langle \vec{V} \rangle = -\frac{e\tau}{m^*} \vec{E} \quad (1.39)$$

Bunday paytdagi tok zichligi

$$\vec{j} = -en \langle \vec{V} \rangle = -en - \frac{e\tau}{m^*} \vec{E} = \frac{ne^2\tau}{m^*} \vec{E} \quad (1.40)$$

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

$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{m^*} \quad (1.41)$$

koeffitsiyent elektr o'tkazuvchanlikni ifodalaydi.

Klassik mexanika nuqtai nazaridan

$$\sigma = \frac{ne^2\tau'}{2m} \quad (1.42)$$

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

(1.41) bilan (1.42) ni solishtirsak,  $\tau$  ni  $\tau'/2$  bilan mos kelishini ko'ramiz.

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

Klassik nuqtai nazardan  $\vec{E}$  elektr maydoni, barcha elektronlarni harakatga keltiradi. Kvant mexanikasi nuqtai nazardan haraganda elektr maydoni faqat Fermi sathi yaqinidagi elektronlarning harakatini o'zgartira oladi xolos [12,13]. Pastroq sathdagi (valent) elektronlarining harakatini o'zgartirmaydi va ularni (1.41)

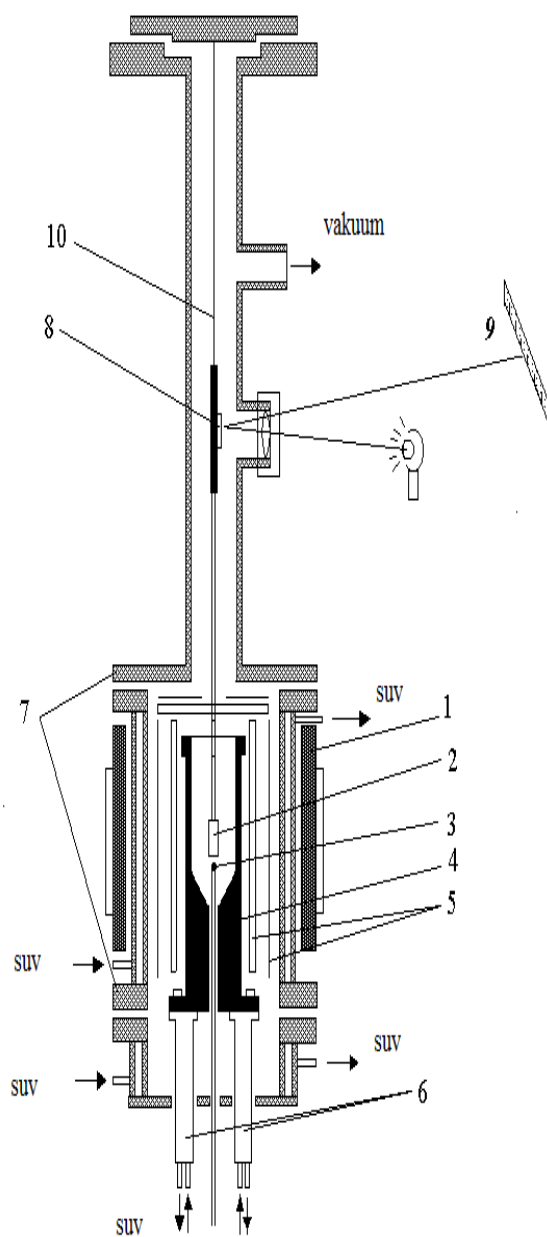
formulada hissassi bo'lmaydi. Undan tashqari (1.41) formulada  $m^*$  effektiv massa turibdi.

## **II-BOB. O'lchash qurilmalari va ularning tavsifi.**

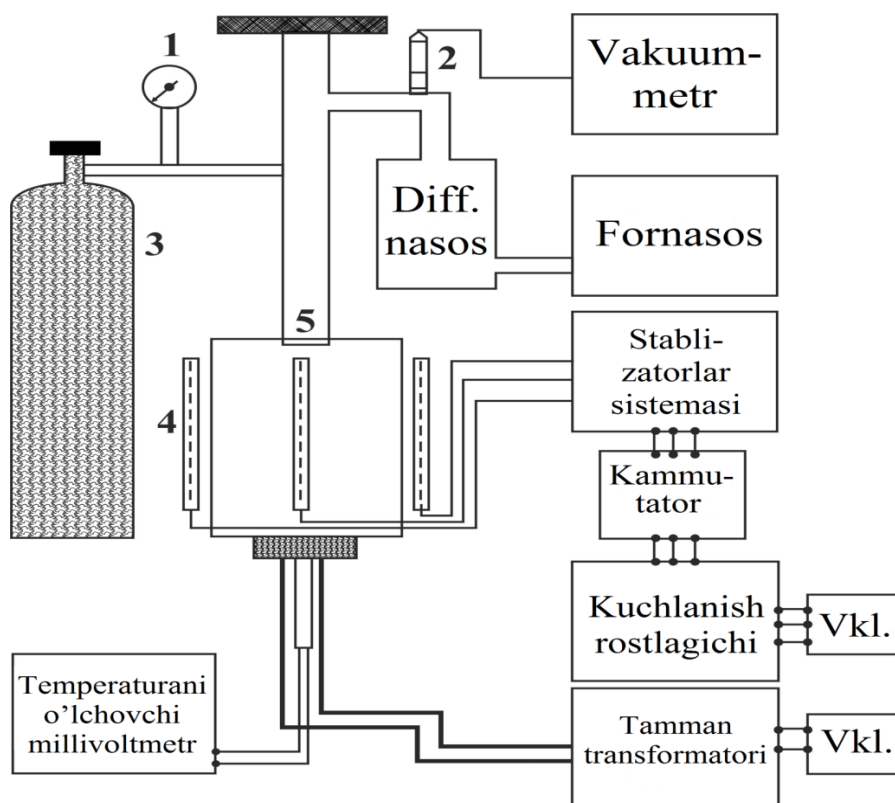
### **2.1. Aylanuvchi magnit maydoni usuliga asoslangan qurilmaning umumiy ko'rinishi**

O'lchash qurilmasining umumiy ko'rinishi 2.1 - rasmda keltirilgan [14]. Aylanuvchi magnit maydoni stator yordamida hosil qilinadi. O'qlari  $120^\circ$  burchak ostida joylashgan uch juft cho'lg'amga ega bo'lgan stator uch fazali tok manbai bilan ta'minlanadi (1). Stator suv bilan sovutiluvchi magnit xususiyatiga ega bo'lmagan materialdan tayyorlangan korpus hajmi ichida magnit maydon xosil 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 magnit maydoni bilan tashqi magnit 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 konstruksiyali grafit yoki molibden plastinkalardan tayyorlangan (4) isitish pechi yordamida o'tkaziladi. Isitgichning bunday konstruksiyasida 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 vakuum sharoitida ham tajriba olish mumkin. Vakuumda ishlash yana quyidagi 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.



2.1- rasm. Aylanuvchi magnit maydon usuliga asoslangan qurilmaning umumiy ko'rinishi



2.2- Rasm. Solishtirma elektr qarshilikni o'lchashda qo'llaniladigan va aylanuvch magnit maydoni usuliga asoslangan qurilmaning blok – sxemasi.

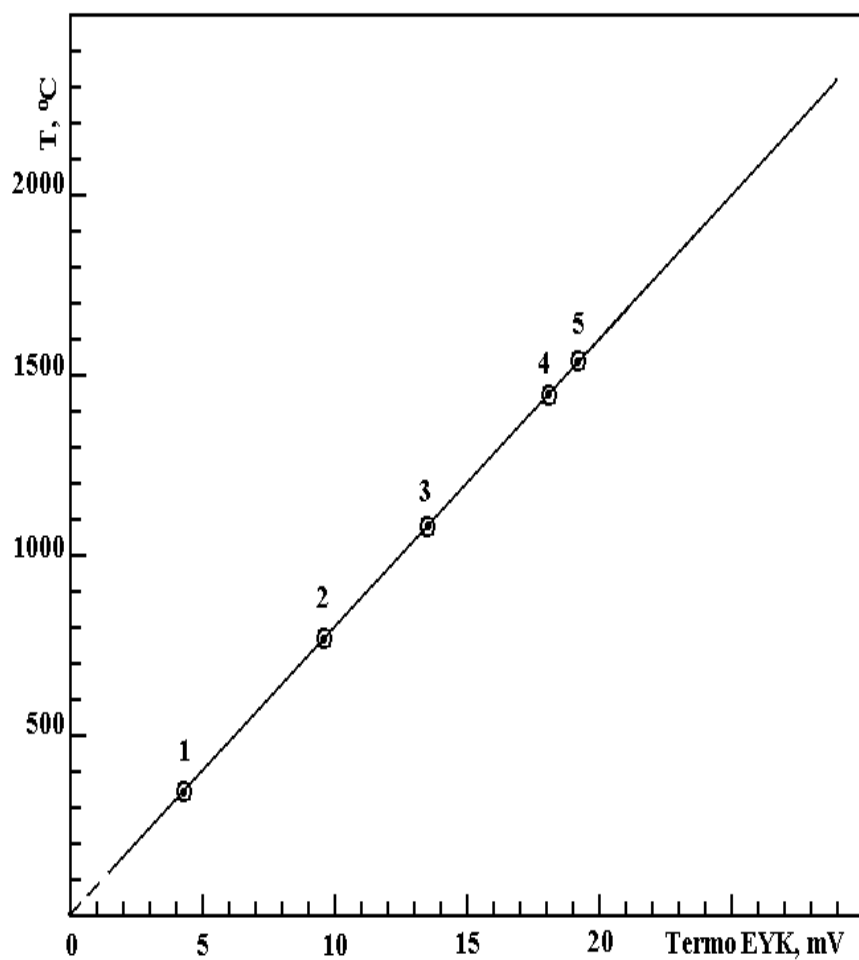
Temperatura rejimi Tammaning maxsus transformatori qurilmasi yordamida asta-sekin amalga oshiriladi. Bu transformatorning birinchi cho'lg'amiga avtotransformator orqali kuchlanish beriladi. Transformatorning ikkinchi chulg'ami esa tokopodvod (6) orqali grafitdan yasalgan pechga ulanadi. Bunday ulanish 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). Volfram–volframreniyli 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 quyidagi formula orqali hisoblanadi.

$$\rho_{\text{nam}} = \rho_{\text{et}} (V_{\text{nam}} / V_{\text{et}})^{(5/3)} (\varphi_{\text{et}} / \varphi_{\text{nam}}) \quad (2.1)$$

Solishtirma elektr qarshilikni yuqori temperaturalarda ( $20^{\circ}\text{C} - 2000^{\circ}\text{C}$ ) o'lchash qurilmasining blok – sxemasi 2.2 – rasmda keltirilgan. Etalon sifatida biz molibden metalidan foydalandik, uning elektr qarshiligi yaxshi o'rganilgan.

## **2.2. Qurilmani gradirovka qilish.**

Ushbu usulda termoparalarni yasash kontakt payvand yordamida amalga oshiriladi. Yasalgan termoparaning ulanish simlarini millivoltmetrga ulash kerak. Qurilmada tajriba natijalarini olishdan oldin temperatura bilan millivoltmetr ko'rsatkichi o'rtasidagi o'zaro bog'lanish grafigi chiziladi, ya'ni qurilma gradirovka qilinadi. Buning uchun biz gradirovka qilish uchun zarur elementlarni yig'ib olamiz. Har birini alohida-alohida qurilmaga joylashtirib, ularning xossalari temperatura ta'siri tufayli o'zgarib boshlaydi. Misol sifatida nikel, temir, kobalt, mis va hakovzolari olishimiz mumkin. Biz esa qurilmani gradirovka qilish uchun nikel, temir va misni oldik. Gradirovka grafigida asosiy fiksatsiya qilinadigan nuqtalar nikel va temirning Kyuri va erish temperaturalari, misning esa erish temperaturasi hisoblanadi. Bizga adabiyotlardan ma'lumki, nikel va temirning Kyuri temperaturasi mos ravishda  $358^{\circ}\text{C}$  va  $770^{\circ}\text{C}$  ni, ularning erish temperaturasi esa mos ravishda  $1453^{\circ}\text{C}$  va  $1534^{\circ}\text{C}$  ni tashkil etadi. Misning erish temperaturasi esa  $1083^{\circ}\text{C}$  ga teng. Ushbu temperaturalar millivoltmetrning qaysi ko'rsatkichiga mos kelsa, o'sha temperatura bilan millivoltmetr ko'rsatkichi kesishuv joyiga nuqtalar qo'yilib chiqiladi. Va bu nuqtalar orqali gradirovka chizig'i o'tqaziladi. Hosil bo'lgan gradirovka grafigidan foydalanib, millivoltmetr ko'rsatkichida temperatura necha gradus bo'lganligini bilib olamiz. Quyidagi 2.3 – rasmda ushbu gradirovka grafigi keltirilgan.



2.3 – rasm. Gradirovaka grafigi.

1- Nikelning Kyuri temperaturasi, 2 - Temirning Kyuri temperaturasi, 3 – Misning erish temperaturasi, 4 - Nikelning erish temperaturasi, 5 - Temirning erish temperaturasi,

### 2.3. Tajriba o'tkazishdagi xatoliklar.

Ushbu metod yordamida namunalarimizning solishtirma elektr qarshiligini o'lchashning sistematik xatoligi quyidagicha aniqlash mumkin.

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} = \pm \left[ \frac{\Delta \rho_{et}}{\rho_{et}} + \frac{\Delta V_{et}}{V_{et}} + \frac{\Delta V_{nam}}{V_{nam}} + \frac{\Delta \varphi_{et}}{\varphi_{et}} + \frac{\Delta \varphi_{nam}}{\varphi_{nam}} + \frac{\Delta T}{T} \right] \quad (2.2)$$

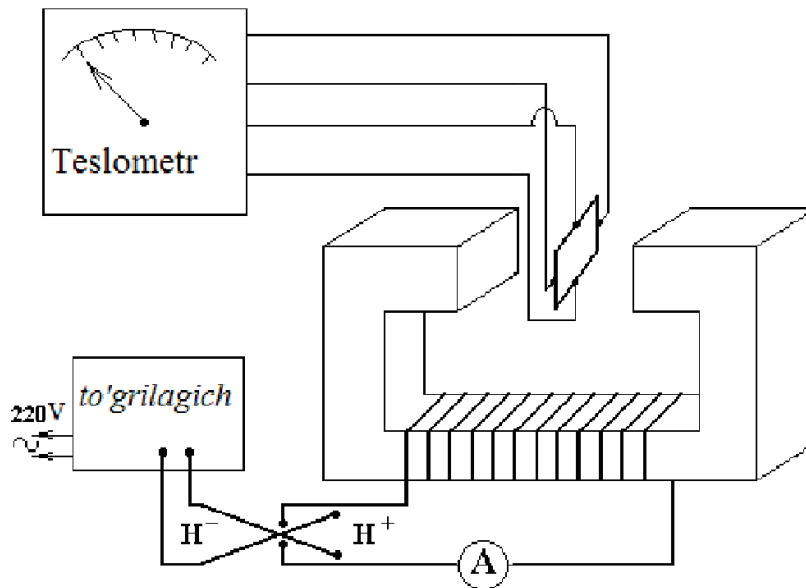
Adabiyotlarda keltirilgan natijalarga asosan yuqori temperaturada molibdenning solishtirma qarshiligining maksimal xatoligi 1% dan oshmaydi. Sistemalik xatoga

eng katta xatolik namunaning hajmini aniqlashdan keladi,  $V = \frac{m}{d}$  bu erda  $m$  – namunaning massasi,  $d$  – uning zichligi. Namuna zichligini o'lchashdagi xatolik 1% lar atrofida. Namuna va etaloning burilish burchagini aniqlashdagi xatolik ham 1% atrofida. Temperaturani o'lchashdagi xatolik tufayli solishtirma qarshilikni o'lchash xatoligi 0,5% atrofida bo'ladi. Bu sistematik xatoliklardan tashqari namuna va etaloning formasidagi har xillik tufayli ham tasodifi xatoliklar bo'lib, ular 1,5% atrofida bo'ladi. Shunday qilib, yuqorida aytilganlardan kelib chiqadiki qurilmada o'lchash xatoligi maksimum qiymati 5% dan ortmaydi.

#### **2.4. Elektromagnitni darajalash uslubi**

Teslametr yordamida elektromagnitni darajalash sxemasi tuziladi (2.4-rasm). Teslametr maxsus magnit maydon induksiyasini o'lchaydigan 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 g'altaklari 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. So'ngra 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

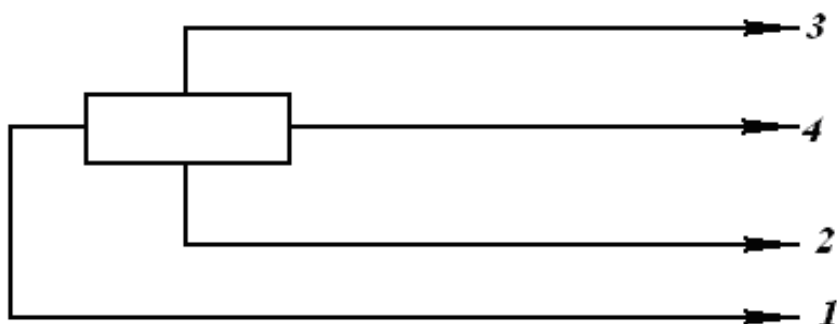
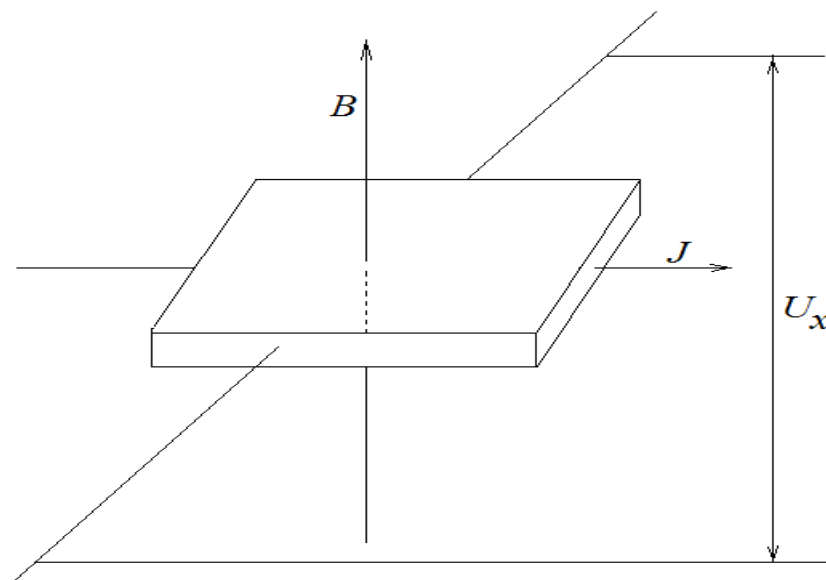


2.4-rasm. Elektromagnitni darajalash sxemasi

induksiya qiymatlari qayd qilib boriladi. Tajriba natijalariga asoslanib elektromagnitdan o'tayotgan tok kuchining uni qutblari orasida hosil bo'ladigan magnit maydon induksiyasiga bog'likligi chizig'i chiziladi. Bu jarayon elektromagnitni darajalash deyiladi. Ushbu jarayonni teslametrdan tashqari Xoll datchigi yordamida ham amalga oshirish mumkin.

## 2.5. Xoll kuchlanishini o'lchash uslubi

Xoll kuchlanishini o'lchash 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 [15]. (2.5-rasm).



2.5-rasm. Namunani elektromagnitga joylashtirish

Xoll kuchlanishni quyidagi formula bilan aniqlanadi:

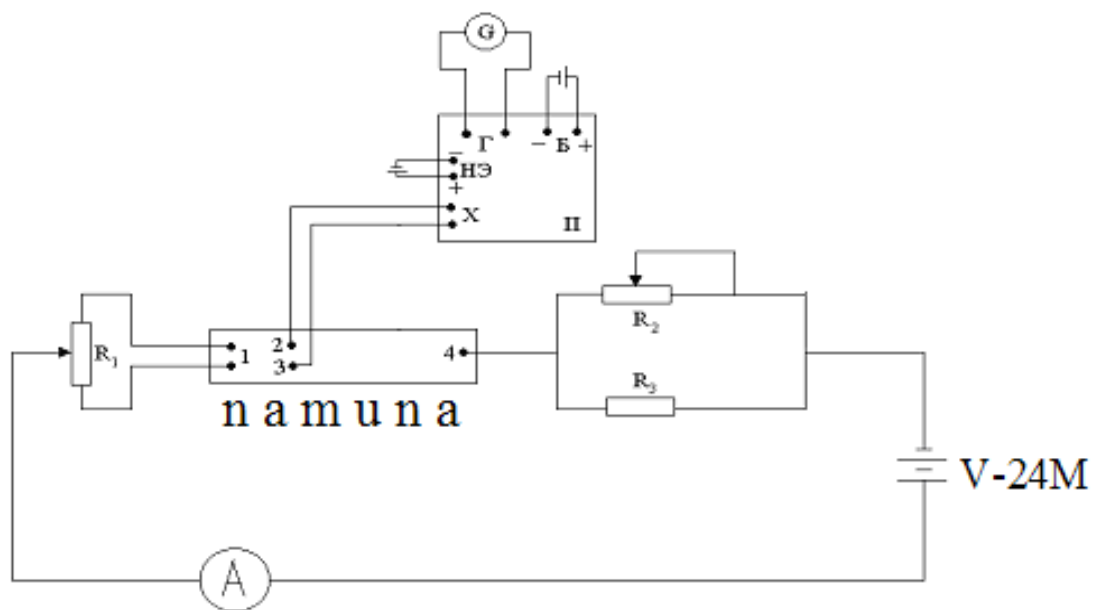
$$U_x = R \frac{JB}{d} \quad (2.3)$$

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. (2.3) ifodani d- ga ko'paytirib, J- ga bo'lsak Xoll solishtirma qarshiligini hosil qilamiz, ya'ni

$$\rho_U = \frac{Ud}{J} = RB \quad (2.4)$$

Birligi  $[\rho] = \frac{B_M}{A} = O_{MM}$ , ya'ni solishtirma qarshiligining o'lchov birligi  $\rho_U$  - ning B-ga bog'liqligi chiziqli funksiya bo'ladi. Bundan  $\frac{\rho_U}{B} = R$  ga teng.

Namunani tok bilan ta'minlashning elektr sxemasi 2.6- rasmda keltirilgan. Namunaga I tok kuchi V-24M kuchlanish rostlagichi yordamida 1 – 4 zondlar orqali yuboriladi.



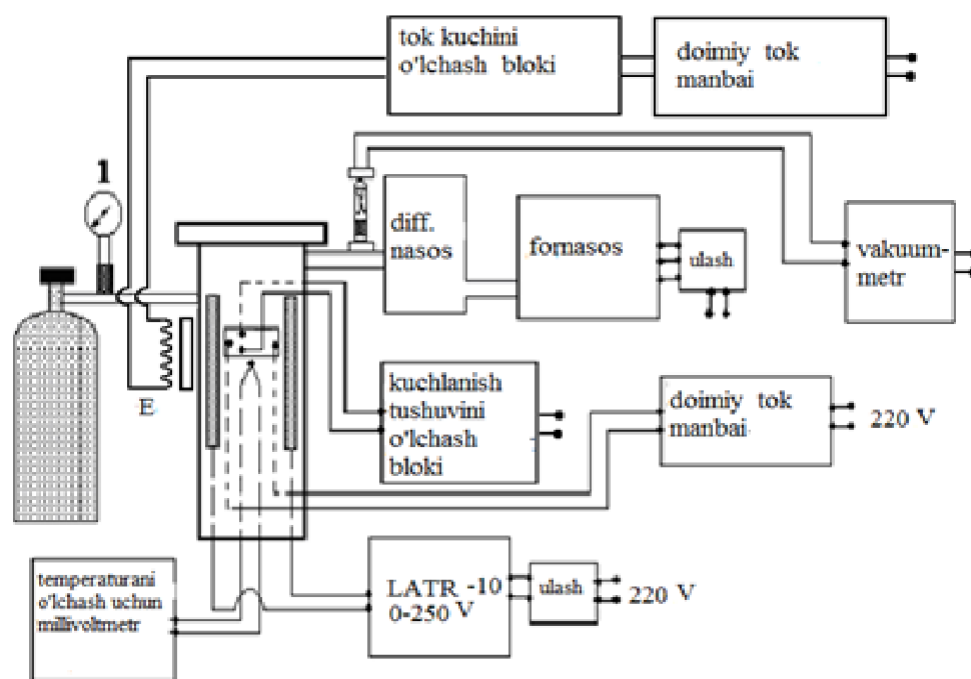
2.6- rasm. Namunani tok bilan ta'minlash sxemasi.

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.

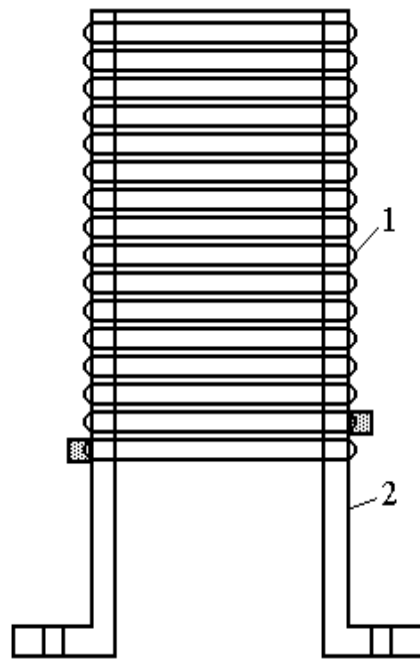
Metallar Xoll effektini o'lchashga asoslangan qurilmaning blok sxemasi 2.7-rasmda keltirilgan [15]. Rasmdan ko'rinib turibdiki, qurilma uchta asosiy qismdan iborat.

- 1) Vakuum hosil qilish sistemasi.

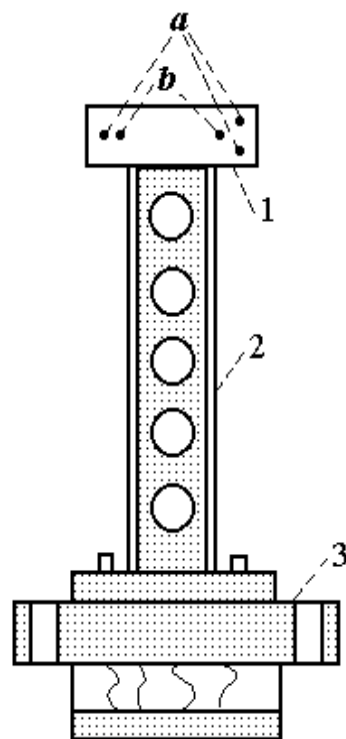
- 2) Yuqori temperatura hosil qilish sistemasi.
- 3) Namuna solishtirma elektr qarshiligini o'lchash sistemasi.



2.7– rasm. Xoll effektini o'lchash qurilmaning blok sxemasi.



2.8 – rasm. Qurilmaning isitish pechi sxemasi.



2.9–rasm. Namunani tutib turuvchi ramka sxemasi.

Namunani qizdirish maxsus bifilyar konstruksiyali alunddan tayyorlangan trubka ustiga nixrom sim o'ralgan isitish pechi (2.8- rasm) yordamida o'tkaziladi. Isitgichning bunday konstruksiyasida yasashiga 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 ( $\sim 220$  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 (2.3) ifoda yordamida hisoblanadi.

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 o'tayotgan tokning shu holatidagi qiymatida potensiometr yordamida Xoll kuchlanishining 2 va 3 klemmasida E.YU.K. ning qiymatini potensiometr yordamida o'lchab olinadi. So'ngra namunadan o'tayotgan tokning yo'nalishi o'zgartirilib, yana potensiometr yordamida Xoll kuchlanishining 2 va 3 klemmasida E.YU.K. ning qiymatini potensiometr 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.

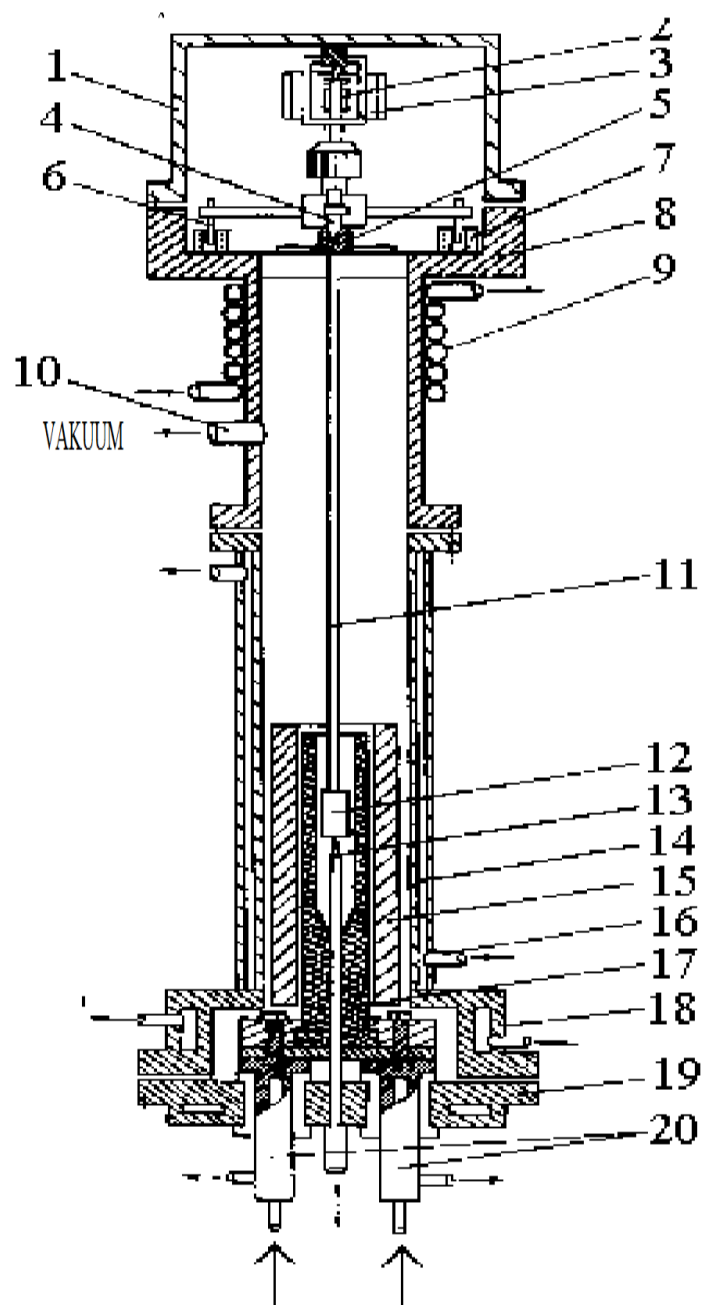
$$U_x = \frac{U_{B_+}^{I^+} + U_{B_-}^{I^+} + U_{B_+}^{I^-} + U_{B_-}^{I^-}}{4} \quad (2.5)$$

Xoll kuchlanishining oligan bu o'rta qiymati (2.3) ifodaga qo'yilib ishning asosiy maqsadi bo'lgan Xoll doimiysi hisoblanadi.

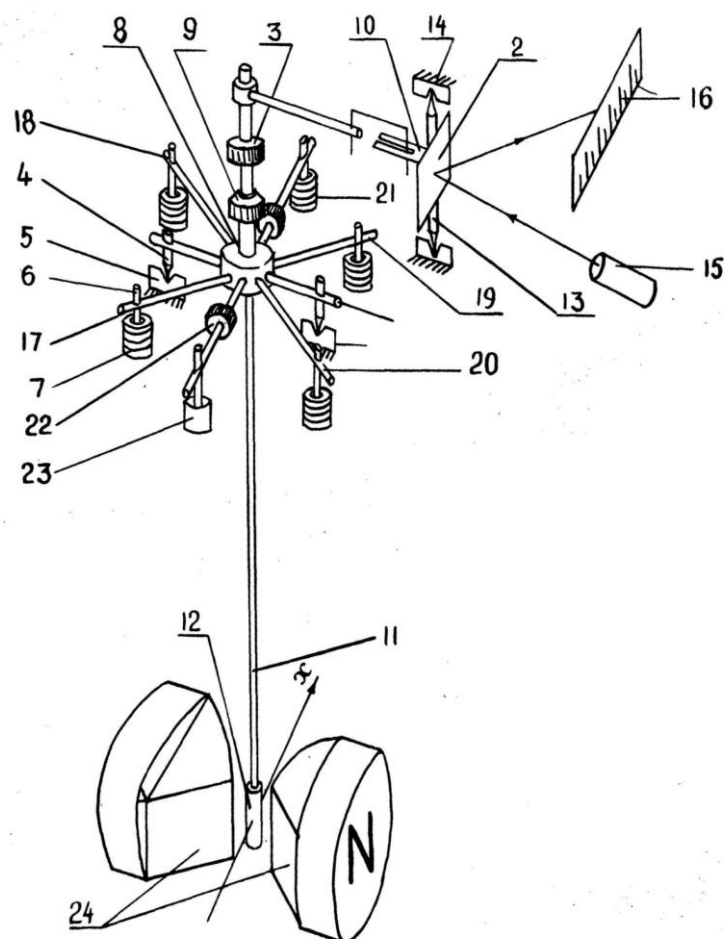
## **2.6. Metalllar magnit qabul qiluvchanligini o'lchash qurilmasining tuzilishi va ishlash prinsipi.**

Tekshirilayotgan masalaning qo'yilishiga qarab xilma – xil qurilmalar yasalgan. Ushbu ishda Faradey usuliga asoslangan qurilmadan foydalanamiz. Qurilmning asosiy qismi 2.10 – rasmda keltirilgan bo'lib , u vertikal mayatnikli tarozi , elektromagnit qizdirgich va vakuum kamerasidan iborat. Uning asosiy qismi vertikal mayatniksimon magnit tarozidir [16].

2.11 – rasmda keltirilgan mayatniksimon tarozi 5 – agat chuqurchalariga uchlari kirib turadigan 4 – korund ignalarga tayanib uning 11 – osmasi vertikal holda turadi. Bu mayatniksimon tarozi faqat x o'qi bo'ylab o'tadigan gorizontal atrofida erkin tebrana oladi. Tarozining sezuvchanligi 3 – yuk yordamida uzaytirilishi mumkin. Tarozining asosiy elementi diametri 2mm bo'lgan molibden simdan yasalgan 11 – osma bo'lib, 9 – sanga yordamida 8 – diskka mahkamlangan. Osmaning pastki uchida tekshiriladigan namuna solingan tigel joylashadigan molibdendan yasalgan. 12 – konteyner o'rnatilgan. 8 – diskka 17 – 20 dyural sterjendan iborat krestovena o'rnatilgan bo'lib, u tarozi yelkasi rolini bajaradi. Krestovenaning uchlari , 7 – solenoidlar maydoni bilan o'zaro ta'sirlashadigan 6 – doimiy magnitlar mahkamlangan. Vakuum kamerasining yuqori asosiga o'rnatilgan vertikal ustundagi agat chuqurlariga kirib turgan korund nina uchlari tayanib erkin aylana oldigan 13 – sterjenga 2 - ko'zgu mahkamlangan. Ko'zgu orasidagi 10 – ayri plastinkaga, mayatnikning yuqori qismiga gorizontal sterjenga molibden mahkamlangan sim kirib turadi. Simning uzunligi 15 – yoritgich, 2 – ko'zgu va 16 – shkala orasidagi masofa shunday tanlanganki, shkala bo'ylab siljiydigan shu'ladagi ipning siljishidagi , 11 – osma uchidagi tekshirilayotgan modda namunaga konteynerning magnit maydoni ta'siridagi siljishi 120 marta kuchaygan holda aks etadi.



**2.10 –rasm. Metalllar va qotishmalarning qattiq va suyuq holatlarida magnit qabul qiluvchanligini o'lchash qurilmasi**



**2.11 – rasm. Yuqori temperaturalarda magnit qabul qiluvchanlikni o’lchovchi mayatniksimon magnit tarozi.**

Tarozining muvozanatdan chetlanishini qayd etish prinsipi quyidagicha (2.11–rasmga qarang). Yoritgichdan ko’zguga yorug’lik tushib va undan qaytib qismlari nomagnit materiallardan yasalgan tarozi sistemasi tebranishlarni tez so’ndirish uchun u moyli demfer 23 bilan ta’minlangan kuzatish shkalasiga tushadi. Magnit maydoni 24 ulanganda maydon tomonidan namunaga ta’sir qiluvchi kuch osmani chetlashtiradi va shu’la shkala bo’yicha o’rta nol holatdan siljiydi. 17 – 20 solenoidlardagi tok kuchining o’zgarishi bilan ( R33 – qarshiliklar magazini yordamida) osmani dastlabki nol o’rniga qaytaruvchi moment hosil qilinadi va shu’la dastlabki nol holatga qaytadi. Solenoidlar zanjirdagi etalon qarshiligidagi kuchlanish tushuvi solenoidlardagi tokka proporsional bo’lib, raqam ko’rsatgichli elektron voltmeter (VK – 2-20) yordamida o’lchanadi. Solenoiddagi

tokning manbai sifatida U 199 rusumli o'zgarmas tok stabilizatori ishlatiladi.  $F_x \sim U$  bo'lganligi uchun quyidagini topamiz:

$$\chi = \frac{m_{et}}{m} \chi_{et} \left( \frac{U_t - U_{tigt}}{U - U_{tig}} \right) \quad (2.6)$$

bu yerda,  $U_t$  va  $U_{tigt}$  – t temperaturada tekshiriladigan namunali va namunasiz tigellar uchun solenoid zanjirlaridagi etalon qarshiliklarda kuchlanishlar tushuvi,  $U$  va  $U_{tig}$  temperaturada etalonsiz tigellar uchun kuchlanishlar tushuvi. Etalon sifatida Mor tuzi ( $\text{FeSO}_4(\text{NH}_4)\text{SO}_4 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ ) ishlatiladi. Uning T uy temperaturasidagi solishtirma magnit qabul qiluvchanligining temperaturaga bog'liqligini quyidagicha :

$$\chi_{et} = 9500 \cdot 10^{-6} (T + 1) \text{ sm}^3 \text{ g}^{-1}, \quad (2.7)$$

## 2.7. Namuna tayyorlash haqida.

Namuna tayyorlashda uning hajmiga katta e'tibor berish kerak. Nima uchun deganda aylanuvchi magnit maydoni (AMM) namunaga ta'sir qilganida, unda Fuko toki (uyurmaviy tok) hosil bo'ladi. Agar namunaning hajmi yetarlicha katta bo'lsa, hosil bo'luvchi Fuko toki ham katta bo'ladi.

Biz tajribada qo'llagan usulimiz nisbiy usuldir. Solishtirma elektr qarshiligi oldindan ma'lum bo'lgan biror moddani yoki birikmani etalon sifatida olib, uning  $V_{et}$  – hajmini ( $d_{et}$  – zichligini,  $m_{et}$  – massasini bilgan holda) hisoblab topamiz.

$$V_{et} = m_{et} / d_{et} \quad (2.8)$$

Endi biz solishtirma elektr qarshiligi noma'lum bo'lgan namunani tayyorlashda uning  $V_{nam}$  – hajmini  $V_{et}$  – ga tenglashtirib olamiz.

$$V_{nam} = V_{et} \quad (2.9)$$

bunda,

$$V_{nam} = m_{nam} / d_{nam} \quad (2.10)$$

Hajmlarni tenglashtirishga sabab, etalonga va namunaga ta'sir qiluvchi magnit maydoni kuchlanganligini bir xilligini saqlab qolishdir. U holda

$$m_{\text{nam}} = V_{\text{et}} \cdot d_{\text{nam}} \quad (2.11)$$

Agar bizga 2 yoki 3 komponentali namunalar tayyorlash kerak bo'lsa, ularning foizli ulushlari ( %) ni bilish zarur bo'ladi. Masalan (bunda A va B lar misol sifatida ixtiyoriy ravishda olingan):

$AB_3$  - A (25 %), V (75 %)

$AB_2$  - A (33.3 %), V (66.6 %)

$AB$  - A (50 %), V (50 %)

$A_2B$  - A (66.6 %), V (33.3 %)

Bizga  $AB_3$  birikmadan 2 grammlı namuna tayyorlash kerak bo'lsin, buning uchun quyidagi formula orqali A – dan qancha gramm yoki B – dan qancha gramm olishni hisoblash mumkin.

$$\left. \begin{aligned} P_A &= \frac{P_0 \cdot A \cdot a}{A \cdot a + B \cdot b}, \\ P_B &= \frac{P_0 \cdot B \cdot b}{A \cdot a + B \cdot b}, \end{aligned} \right\} \quad (2.12)$$

Bu erda  $P_0$  – namunaning umumiy og'irligi,

A va a - A – ning ximiyaviy atom og'irligi va foizi (%).

B va b - B – ning ximiyaviy atom og'irligi va foizi (%).

$P_A$  va  $P_B$  - A va B larning gramm ulushlari.

Bizda  $P_0 = 2$  gramm,  $a = 33.3 \%$ ,  $b = 66.6 \%$ . Agar A- ni Gd (gadolinđiy), B – ni In (indiy) deb olsak,  $A = 65$ ,  $B = 49$  - ga teng bo'ladi. U holda bu qiymatlarni (3.1.5) formulaga qo'ysak, quyidagi natija kelib chiqadi.

$P_A = 0.80$  gramm,

$P_B = 1.20$  gramm.

$P_0 = P_A + P_B = 2$  gramm

### **III BOB. Tajriba natijalari va ularni muhokama qilish.**

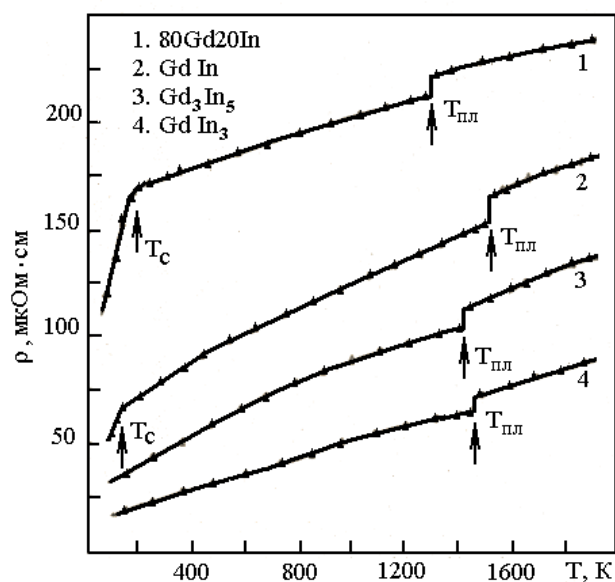
#### **3.1. Gd-In sistemasidagi intermetallik birikmalarining kinetik va magnit xossalari o'rtasidagi bog'lanish.**

Gd-In sistemasiga kiruvchi intermetallik birikmalari solishtirma elektr qarshiligi keng harorat oralig'ida eksperimental o'rganib, kontaksiz aylanuvchi magnit maydon usulida 800-2000 K va to'rt zontd usuli bilan 77-1000 K temperatura eksperimental o'rganildi. Gd-In sistemasiga kiruvchi intermetallik birikmalari uchun solishtirma qarshilikning temperaturaga bog'liqligi 3.1-rasmda ko'rsatilgan. Solishtirma qarshilikning temperaturaga bog'liqligi 80Gd-20In va Gd<sub>2</sub>In namunalaridagi egri chiziqlar 180 va 200 K oralig'ida ferromagnit holatdan paramagnit holatga o'tishi bilan tushuntiriladi.

O'rganilgan namunalar uchun erish nuqtasida solishtirma elektr qarshilikning sakrab ortishi namunalardagi yaqin qo'shni atomlarning koordinatsion soni ortishi va kristall panjarasining tartibi buzilishi hamda entropiyaning ortishi bilan tushuntirish mumkin.

Gd-In sistemi intermetallik birikmalari Cd<sub>2</sub>In, CdIn va Cd<sub>3</sub>In<sub>5</sub> ning tajribada olingan Xoll  $R_H$  koeffitsiyenti natijalari 300-1000 K temperaturada oralig'da 3.2-rasmda ko'rsatilgan. Xoll koeffitsiyenti  $R_H$  ni o'chash doimiy tok, doimiy magnit maydoni metodi qo'llanilgan.

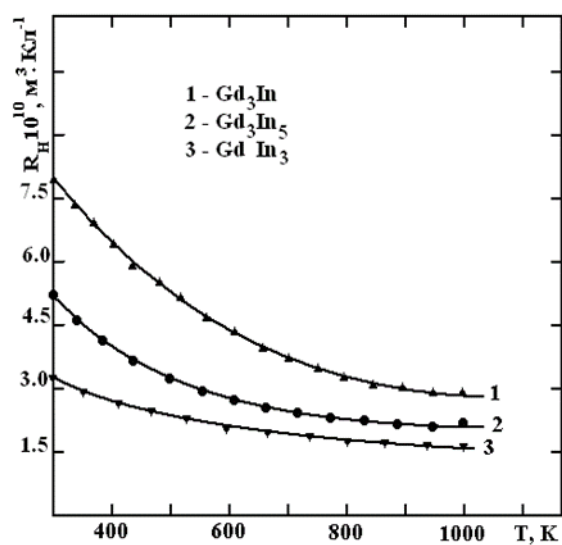
3.3-rasmda 300-1000 K temperatura oralig'ida intermetall sistemalarning Cd-In magnit qabul qiluvchanligining temperaturaga bog'liqligi keltirilgan. 3.2 va 3.3- rasmlardan ko'rinib turibdiki temperatura ortishi bilan barcha namunalar uchun Xoll koeffitsiyenti  $R_H$  magnit qabul qiluvchanlik  $\chi$  monoton ravishda kamayib boradi.



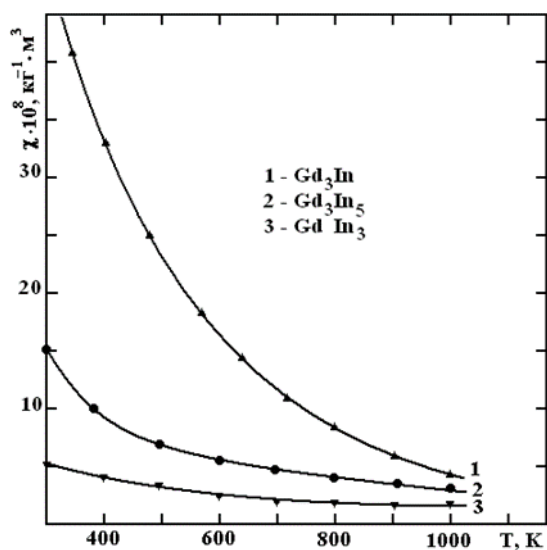
3.1-rasm. Suyuq va qattiq holatlar uchun Gd-In sistemasidagi intermetall birikmalar

1-80Gd20Gd; 2-GdIn; 3-Gd<sub>3</sub>In<sub>5</sub>; 4-GdIn<sub>3</sub> lar uchun solishtirma elektr qarshilikning  $\rho(T)$  temperaturaga bog'liqligi berilgan

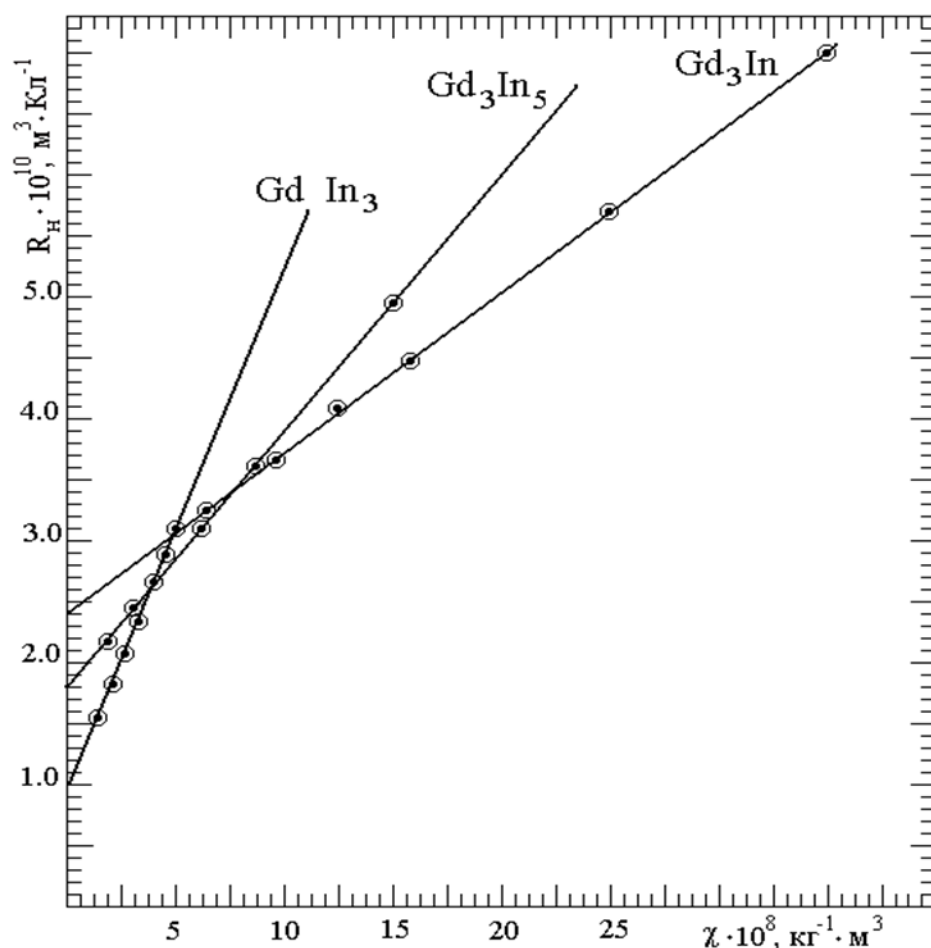
Bu esa o'rganilgan birikmalar magnit xossalari uchun 4f elektronlar Gd ning panjara tugunlarida asosiy rol o'ynaydi. [18]



3.2-rasm. Gd-In sistemasidagi intermetall 1-Gd<sub>3</sub>In, 2-Gd<sub>3</sub>In<sub>5</sub>, 3-GdIn<sub>3</sub> birikmalar uchun Xoll koeffitsiyentining temperaturaga bog'liqligi.



3.3-rasm. Gd-In sistemasidagi intermetall 1-Gd<sub>3</sub>In, 2-Gd<sub>3</sub>In<sub>5</sub>, 3-GdIn<sub>3</sub> birikmalar uchun magnit qabul qiluvchanlikning temperaturaga bog'liqligi.



3.4-rasm. Intermetall Gd-In birikmalari uchun  $R_H$  va  $\chi$  orasidagi bog'lanish

3.4-rasmda  $\text{Gd}_3\text{In}$ ,  $\text{Gd}_3\text{In}_5$ ,  $\text{GdIn}_3$  intermetall birikmalar uchun magnit qabul qiluvchanlik  $\chi$  va Xoll koefitsiyenti  $R_H$  orasidagi bog'lanish tajriba tahlillari natijasida aniqlangan. 3.4-rasmdan  $\chi$  va  $R_H$  orasidagi bog'lanish to'g'ri chiziqli ekanligi ko'rinadi.  $R_H$  ni  $OR_H$  -o'qqa ekstrapolyasiya qilib,  $R_H$  Xoll koefitsiyentining (OY o'qida) normal tashkil etuvchisi  $R_0$  ni, Xoll koefitsiyentining burchak tangensi bo'yicha anomal tashkil etuvchisi  $R_s$  ni topish mumkin.

Fermi  $k_F$  sferasi radiusi va tok tashuvchilar konsentratsiyasi  $n$  ni Xoll koefitsiyentining normal tashkil etuvchisi  $R_0$  ning qiymatlari orqali quyida bayon qilinganidek aniqlash mumkin.

Xoll doimiysining 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.

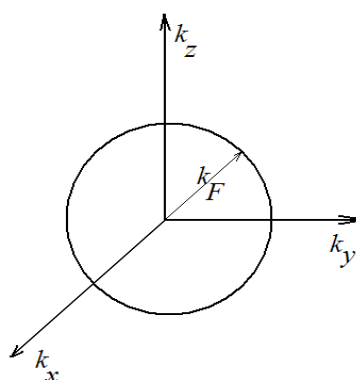
$$R_0 = -\frac{1}{ne} \quad (3.1)$$

Xoll doimiysining 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].

Xoll koeffitsiyentining tajribada olingan qiymatlari asosida paramagnit holatda (chunki bu holatda xoll koeffitsientining o'zgarish xarakteri erkin elektronlar modeliga bo'ysunadi) quyidagi ifoda yordamida tok tashuvchi elektronlar konsentratsiyasi hisoblandi.

$$n = \frac{1}{R_H e} \quad (3.2)$$

Metallarning ko'pchilik xossalari erkin elektronlar holati bilan aniqlanadi. Shuning uchun erkin elektronlarning energiya bo'yicha taqsimoti muhim sanaladi.



3.5 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,  $\varepsilon_F$  - sfera sirtidagidan tushayotgan elektronlarning  $k_F$  uzunlikdagi to'liq vektor energiyasi.

Metalldagi erkin elektronlar orasidagi Kulon o'zaro itarish kuchi bu elektronlarning kristall panjara tugunlaridagi ionlar bilan o'zaro tortish kuchini kompensatsiyalaydi. 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 3.5-rasmda tasvirlangan  $k_F$  radiusdagi sferik sohani egallaydi.

Bunga Fermi sferasining radiusi deyiladi va quyidagi ifoda yordamida aniqlanadi. .

$$k_F = (3\pi^2 n)^{\frac{1}{3}} \quad (3.3)$$

Bu yerda  $n$  – tok tashuvchi elektronlar konsentratsiyasi.

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

$$\varepsilon_F = \frac{\hbar^2}{2m} k_F^2 \quad (3.4)$$

O'rganilgan birikmalar uchun Xoll koefitsiyentini normal va anomal tashkil etuvchilari, zaryad tashuvchi elektronlar konsentratsiyasi, Fermi sferasi radiusi, Fermi energiyasi, Spin-orbital o'zaro ta'sir effektiv parametri 3.1-jadvalda keltirilgan.

### 3.1-jadval

***Gd-In sistemasi birikmalari uchun Xoll koeffitsiyentini normal va anomal tashkil etuvchilari, zaryad tashuvchi elektronlar konsentratsiyasi, Fermi sferasi radiusi, Fermi energiyasi, effektiv spin-orbital o'zaro ta'sir parametri keltirilgan.***

| Birikmalar                      | $R_0 \cdot 10^{10},$<br>$M^3 * KJ^{-1}$ | $R_S \cdot 10^7,$<br>$M^3 * KJ^{-1}$ | $n \cdot 10^{22},$<br>$cm^{-3}$ | $k_F \cdot 10^{-8},$<br>$cm^{-1}$ | $E_F,$<br>$eB$ | $\lambda_{SO} \cdot 10^{-13},$<br>$apm$ |
|---------------------------------|-----------------------------------------|--------------------------------------|---------------------------------|-----------------------------------|----------------|-----------------------------------------|
| Gd <sub>3</sub> In              | 2.40                                    | 1.75                                 | 2.60                            | 0.26                              | 0.25           | 0.83                                    |
| Gd <sub>3</sub> In <sub>5</sub> | 1.80                                    | 2.96                                 | 3.47                            | 0.34                              | 0.45           | 1.82                                    |
| GdIn <sub>3</sub>               | 1.00                                    | 6.35                                 | 6.25                            | 0.62                              | 1.45           | 3.68                                    |

Hisoblash natijalari 3.1-jadvalda keltirilgan. Jadvaldan ko'rinib turibdiki, namunaning tarkibida indiyning konsentratsiyasi oshishi bilan Xoll koeffitsientining tashkil etuvchilari qiymati kamayishi tok tashuvchi zaryadlar konsentratsiyasi, Fermi sferasining radiusi va Fermi energiyasining qiymatlarining oshishi kuzatildi.

### **3.2 Gd-In sistemasidagi intermetallik birikmalaridagi elektronlarning effektiv spin-orbital o'zaro ta'sir parametrlari aniqlash.**

Gd-In sistemasiga kiruvchi intermetallik birikmalarda elektr, magnit va galvonamagnit xossalari o'rganish orqali ularda amal qiluvchi effektiv spin-orbital o'zaro ta'sir parametrini baholash imkonini beradi. Bugungi kunda effektiv spin-orbital o'zaro ta'sir parametrini baholash imkonini beruvchi ilmiy tadqiqot ishlari toza metallar uchun amalga oshirilgan bo'lib [18], ularning qotishma va intermetallik birikmalari uchun juda kam uchraydi. Mavjud ishlarda ham effektiv spin-orbital o'zaro ta'sir parametrining natijalari optik spektrlari yordamida aniqlangan.

Spin-orbital o'zaro ta'sir effektiv parametrini nazariy xisoblash juda murakkab bo'lib, Kamyob yer metallari uchun magnit Gamiltoni Dirak nazariyasi bo'yicha quyidagicha yoziladi[18]:

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_{\text{kulon ta'sir}} + \mathbf{H}_{\text{so}} + \mathbf{H}_{\text{Kristal maydon}} + \mathbf{H}_{\text{zeyman}} \quad (3.5)$$

(1) tenglamadagi Spin-orbital o'zaro ta'sir Gamiltoni quydagi ko'rinishga ega.

$$\mathbf{H}_{\text{so}} = \lambda \mathbf{L} \cdot \mathbf{S} \quad (3.6)$$

bunda,  $\lambda$  - effektiv spin-orbital o'zaro ta'sir parametr.

[11] ga ko'ra metallarning paramagnit holati uchun effektiv spin-orbital o'zaro ta'sir parametri Xoll koeffitsiyentining anomal tashkil etuvchisi orqali aniqlanadi. Paramagnit soha uchun Xoll koefsiyenti  $R_H$  ni quyidagicha yozish mumkin.

$$R_H = \frac{\rho_H}{B} = R_0 + \frac{2e^2}{\mu_0 \mu_B \hbar g} \rho^2 \lambda_{\text{so}} \chi = R_0 + R_s \chi \quad (3.7)$$

Bu yerda  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Gn/m- magnit doimiysi,  $\mu_B = 0.927 \cdot 10^{-23}$  J/Tl-Bor magnetoni,

$\hbar = 1.054 \cdot 10^{-34}$  J\*s-Plank doimiysi,  $e = 1.6 \cdot 10^{-19}$  Kl-elektron zaryadi,  $g$ -Lande faktori,  $\rho$ -solishtirma elektr qarshilik,  $\lambda_{\text{so}}$ - effektiv spin-orbital o'zaro tasir parametri.

Bundan effektiv spin-orbital o'zaro tasir parametri  $\lambda_{\text{so}}$  quyidagiga teng bo'ladi.

$$\lambda_{\text{so}} = \frac{R_s \mu_0 \mu_B \hbar g}{2e^2 \rho^2} \quad (3.8)$$

O'rganilgan namunalarda Xoll koefsiyentining  $R_s$  anomal tashkil etuvchisi va  $\rho$ -solishtirma elektr qarshilik natijalari yordamida  $\lambda_{\text{so}}$ - effektiv spin-orbital o'zaro tasir parametrini (3.8) formula orqali hisoblab topiladi. 1-jadvalda olingan natijalar keltirilgan. Malakaviy bitiruv ishida olingan hisoblash natijalari, boshqa

mualliflar tomonidan optik spektrlardan toza metallar uchun olgan tajriba natijalari [18-20] bilan tartibi jihatdan mos keladi.

## Xulosalar

- Gd-In sistemasiga kiruvchi  $Gd_3In$ ,  $Gd_3In_5$ ,  $GdIn_3$  intermetallik birikmalarining Xoll koefitsiyenti, magnit qabul qiluvchanligi va solishtirma elektr qarshiliklarining temperaturaviy bog'lanishining eksperimental tatqiqotlari natijalari o'rganildi.
- Gd-In sistemasiga kiruvchi intermetall birikmalar uchun kinetik va magnit xossalari o'rtasidagi bog'liqlik xususan Xoll koefitsiyentining  $R_H(\chi)$  bog'liqligi orqali uning normal va anomal tashkil etuvchilar aniqlandi. Hisoblash natijalariga ko'ra Xoll koefitsiyentini normal tashkil etuvchisi anomal tashkil etuvchisidan  $10^3$  daraja kichikligi aniqlandi. Bunday katta farqning sababi, anomal Xoll koefitsiyentini birinchidan temperaturadan kuchli bog'liqligi bo'lsa, ikkinchidan spin-orbital o'zaro ta'sirning ulushi deb qarash mumkin.
- O'rganilgan namunalar uchun Xoll koefitsiyentining  $R_0$  normal tashkil etuvchisi qiymatlari asosida zona parametrlari: Fermi sferasi radiusi  $k_F$ , tok tashuvchilar konsentrasiyasi  $n$ , Fermi energiyasi  $E_F$  aniqlandi. Xoll koefitsiyentining  $R_S$  anomal tashkil etuvchisi,  $\rho$  solishtirma elektr qarshilik va  $\chi$  magnit qabul qiluvchanlikning qiymatlari orqali  $\lambda_{SO}$  effektiv spin-orbital o'zaro ta'sir parametri hisoblandi.
- Malakaviy bitiruv ishida olingan hisoblash natijalari, boshqa mualliflar tomonidan optik spektrlardan toza metallar uchun olgan tajriba natijalari [18-20] bilan tartibi jihatdan mos keladi.

1. Вонсовский С.В. Магнетизм. М.: Наука, 1971, 1031с.
2. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела М.: Наука, 1978, 792с
3. 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
4. Теория ферромагнетизма металлов и сплавов. Сб.статей. Пер. с англ. Под ред. С.В.Вонсовского.- М.: 1963, стр. 60-61
5. Ведяев А.В., Грановский А.Б., Котельникова О.А. Кинетические явления в неупорядоченных сплавах. Изд. МГУ, 1992, стр. 44-47
6. Боков В. А. Физика магнетиков. Санкт-Петербург: Невский диалект, 2002, 272 с
7. Karplus R., Luttinger J.M. Hall effect in ferromagnetics. //Phys.Rev. 1954, v95, N5, p.1154-1160
8. Тикадзуми Физика ферромагнетизма. Магнитные свойства вещества. I-том, Пер с япон. яз., М., Мир, 1983, 304с.
9. Fridel J. Theory of magnetism in transition metals, ed.Marshall W., Academic Press, New York and London:, 1957, p.283
- 10.Ирхин Ю. П., Ирхин, В. Ю. Электронное строение и физические свойства переходных металлов ПМ. Свердловск. 1989,115с
- 11.Trudea M, Cochrane R.W., Baxter D.V., Strom-Olsen J.O., and Muir W.B. Positive Hall effect in paramagnetic amorphous Zn-Fe. //Phys. Rev., v.37, N 9, 1988, p.4499-4502
- 12.Ведяев А.В., Грановский А.Б., Котельникова О.А. Кинетические явления в неупорядоченных сплавах. Изд. МГУ, 1992, стр. 44-47
- 13.Кондорский Е.И. Зонная теория магнетизма. ч.2, изд. МГУ, 1977, 97с
14. Кувандиков О.К., Ботин А.С., Хамраев Н.С., Абаев У.С. Высокотемпературная установка для исследования электрических свойств 3d-4f металлов. В сб. Акустические и электромагнитные свойства конденсированных сред. Самарканд, 1980, с 98-100

15. Кучис Е.В. Методы исследования эффекта Холла. М.: Сов.Радио. 1974 с. 328
16. Кувандиков О.К., Шакаров Х.О. Высокотемпературная установка для исследование магнитных свойств 3d-4f металлов. В сб. Акустические и электромагнитные свойства конденсированных сред. Самарканд, 1980,
17. [O. K. Kuvandikov, N. S. Hamraev, R. M. Rajabov, A. A. Éshkulov](#)  
Estimation of the effective parameter of spinorbital interaction of electrons in intermetallic Er-In system compounds from the kinetic and magnetic properties.  
Russian Physics Journal, 2012, Volume 54, Issue 12, pp 1384-1388
18. Бете Г. Квантовая механика. Изд. Мир. Москва 1965, 333 с.
19. Крупичка С. Физика ферритов и родственных им магнитных окислов. Т1. М.: Наука, 1976. – С. 68
20. О.К. Кувандиков, Р.М. Ражабов “Электромагнитные свойства никеля при высоких температурах” изд: LAP LAMBERT Akademik Publishing. Deutschland/Германия, 2015 с 98
- [http://electro-t.info/ref/pr6jkovo1\\_provodimosti.html](http://electro-t.info/ref/pr6jkovo1_provodimosti.html)  
<http://irc.spbu.ru/Library/Method/index.html>  
<http://www.college.ru/physics/index.php>