

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

**ALISHER NAVOIY NOMIDAGI SAMARQAND  
DAVLAT UNIVERSITETI**

**FIZIKA FAKULTETI**

**544010 FIZIKA YO'NALISHI**

**“Umumiy fizika va magnetizm” kafedrası**

**ANNAMAXMADOV AZAMAT .....**

**“GADOLINIY-NIKEL SISTEMASIDAGI INTERMETALLIK  
BIRIKMALARINIG MOLEKULYAR MAYDON PARAMETRLARINI  
HISOBLASH”**

**5440100 fizika ta'limi bo'yicha bakalavr yo'nalishi**

**MALAKAVIY BITIRUV ISHI**

Ilmiy rahbar: \_\_\_\_\_ dots. M.K.Salaxitdinova

Malakaviy bitiruv ishi "Umumiy fizika va magnetizm kafedrasida" bajarildi. Kafedraning 2016 yil 10 iyundagi majlisida muhokama qilindi va himoyaga tavsiya etiladi (bayonnoma № 11).

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

Malakaviy bitiruv ishi YaDAKning 2016 yil "25" iyundagi majlisida himoya qilindi va \_\_\_\_\_ ball bilan baholandi (bayonnoma № \_\_\_\_\_).

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

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

**Samarqand – 2016**

## MUNDARIJA

	Kirish. . . . .
<b>I BOB</b>	<b>ADABIYOTLAR SHARHI</b> .....
§ 1.1.	Kamyob Yer metallari va temir gruppasi elementlarining elektron tuzilishi KEM ning “erkin ion” modeli. . . . .
§ 1.2.	4f – va 3d – metallarida almashinuv o`zaro ta'sir harakteri....
§ 1.3.	Molekulyar maydon uchun Neel nazariyasi.....
§ 1.4.	Neel va Kyuri temperaturasi.....
	I Bob bo'yicha xulosasi.....
<b>II BOB</b>	<b>Gd-Ni SISTEMASIDAGI INTERMETALLIK BIRIKMALARINING KRISTALL VA MAGNIT STRUKTURASI</b> .....
§ 2.1.	Gd-Ni sistemasidagi birikmalarining holat diagrammasi.....
§ 2.2.	Gd-Ni sistemasidagi intermetallik birikmalarining magnit qabul qilivchanligini temperaturaga bog'liqligi.....
	II Bob bo'yicha xulosasi.....
<b>III BOB</b>	<b>NAZARIY HISOBLASH NATIJALARI VA ULARNING TAHLILI</b> .....
§ 3.1.	Gd-Ni sistemasidagi intermetallik birikmalarining molekulyar mayon parametrlarini hisoblash natijalari.....
§ 3.2.	Molekulyar maydon parametrlarini hisoblash dasturi, algoritmi va blok-sxemasi.....
§ 3.3.	Gd-Ni sistemasidagi intermetallik birikmalar uchun almashnuv ta'sir tabiyati.....
§ 3.4.	”Matematika-5” kompyuter dasturida tuzilgan hisoblashlar..
	III Bob bo'yicha xulosasi.....
	<b>Xulosa</b> .....
	<b>Adabiyotlar ruyxati</b> .....

## KIRISH

**Ishning dolzorbliigi:** Kamyob yer metallari va ularning ko'p sonli birikmalari ilmiy va amaliy jihatdan katta qiziqish uyg'otishi ular asosida texnika va elektronika sohalari uchun maxsus magnit xossalarga ega bo'lgan yangi materiallarni yaratish bilan belgilanadi. Shu sababdan ushbu birikmalarni elektron, kristall va magnet strukturalari haqida batafsil ma'lumotga ega bo'lish muhimdir.

Bu sohada ko'pgina tadqiqotlar olib borilsa ham kamyob yer metallarining turli temperaturalardagi elektron, kristall va magnit strukturalar haqida ma'lumotlar hali yetarlicha emas.

KEM va ular asosidagi birikmalaridagi 4f- elektronlarning mavjudligi ularning kinetik, optik, magnit va boshqa fizik xossalarini poydo bo'lish mexanizmiga juda muxim rol o'ynaydi, chunki yuqorida obektlar qora metallurgiya, maxsus qotishmalar metallurgiyasida yarim o'tkazgichli elektronikada, lazer texnikasida katta amaliy qo'llaniladi, hamda doimiy magnitlar va yangi tipdagi katalizatorlar, magnitostriksiya qiymati yuqori bo'lgan materiallar, yadro texnikasi uchun neytron yutgichlar yasashda keng qo'llaniladi.

Bundan tashqari KEM va ularning birikmalarini fizik, ayniqsa magnet xossalarni o'rganish ilmiy xarakterga ega, chunki ularda almashnuv va magnit o'zaro ta'sir tabiyati xaligacha yaxshi o'rganilmagan. O'rganilayotgan materiallarda 4f- elektronlar bilan bog'liq bo'lgan effektlarni tahlil qilish uchun yangi nazariy modellar yaratilgan va ular takomillashtirilyapdi.

### **Ishning maqsadi:**

Gd – Ni sistemasi intermetallik birikmalarini molekulyar maydon parametrlarini aniqlashdan iborat. Buning uchun:

- 1) Gd – Ni sistemasi intermetallik birikmalarini birikmalarining magnit qabul qiluvchanligini yuqori temperaturadagi natijalarini tahlil qilish.

- 2) Gd – Ni sistemasi magnit qabul qiluvchanligi natijalariga Neel ning molekulyar maydon nazariyasini qo‘llab, ushbu na‘munalar uchun molekulyar maydon parametrlarini hisoblash.
- 3) Gd – Ni sistemasi intermetallik birikmalarini birikmalarining magnit struktura hosil bo‘lishida panjara osti o‘zaro ta’sirlarning tipini aniqlash.

**Ishning ilmiy yangiligi:**

- 1) Gd – Ni sistemasi intermetallik birikmalarida yarim emperik hisoblash usuli bilan ichki panjara osti va panjaralar aro o‘zaro ta’sir tipini aniqlandi.
- 2) Gd – Ni sistemasi intermetallik birikmalarini birikmalarining magnit qabul qiluvchanligini tajriba natijalaridan foydalanib, ularning molekulyar maydon parametrlari hisoblandi. Olingan natijalarni ushbu tipdagi namunalar uchun boshqa avtorlar tomonidan olingan natijalar taqqoslandi.

**Amaliy mohiyati:**

- Gadoliniiy va uning temir elementi bilan hosil qilgan birikmalarining suyuq va qattiq holatdagi magnit xossalarini o‘rganishga qaratilgan tadqiqot natijalari ularning elektron, magnit strukturalarini o‘rganishda, KEM , TGE va ularning birikmalarini magnetizm nazariyasini rivojlantirishga muxim ahamiyatga ega;
- Gd-Ni sistemasidagi intermetallik birikmalar magnit xossalari kuchli bo‘gan yangi magnit materiallarni yaratish va ularni radiotexnikada, elektronikada doimiy magnit va katta hajmli ma’lumotlarni saqlash uskunalari sifatida qo‘llash mumkin.

**Malakaviy bitiruv ishining tuzilishi va hajmi** . Ushbu malakaviy bitiruv ishi kirish, uchta bob, xulosalar va foydalanilgan adabiyotlar bayon qilingan qisimlardan tashkil topgan bo‘lib, \_\_\_\_\_bet hajmda kompyuterda lotin alifbosida yozilgan.

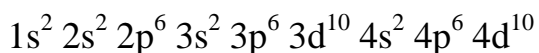
## I BOB ADABIYOTLAR SHARHI

### § 1.1 Kamyob Yer metallari va temir gruppasi elementlarining elektron tuzilishi KEM ning “erkin ion” modeli

Kechikib to‘ladigan elektron qobig‘iga (3d-, 4d-, 5d-, 6d-, 4f-, 5f-) bo‘lgan atomlardan tashkil topgan metallar o‘tkazuvchan metallar nomi bilan ataladi. KEM ga 4f- elektron qobig‘i kechikib to‘ladigan lantandan (z)

Lyutesiygacha (z) bo‘lgan elementlar kiradi.

KEM atomlarida 4f-gacha bo‘lgan ichki qobiqlar elektronlar bilan to‘lgan bo‘lib, ularning ularning elektron konfiguratsiyasi



Tashqi elektron qobiqlar konfiguratsiyasi esa  $4f^n 5s^2 5p^6 5d^{10} 6s^2$  kabi aniqlanadi. Bunda  $n=4f$  qobiqdagi elektronlar soni bo‘lib,  $n=0$  (La) dan  $n=14$  (Lu) gacha o‘zgaradi. Kristall holatda KEM atomlar uch karra ionlashgan holatda kristall panjara tugunlarida joylashadilar  $5d^{10} 6s^2$  qobiqlardagi elektronlar esa kristallda, umumlashgan, ya’ni elektr toki hosil qiladigan elektronlarga aylanadi. Bu metallada 4f- qobiqning effektiv radiusi ( $r_{4f}$ ) kristall panjara tugunlari orasidagi eng qisqa masofa  $a$ - panjara davri yarmidan ancha kichikdir, ya’ni

$$r_{4f} \ll \frac{a}{2}$$

Ulardagi 4f- qobiqdagi elektronlar kristall panjara tugunida o‘troqlashgan bo‘lib, tashqi  $5s^2 5p^6$ - to‘lgan qobiqlar bilan ionlar maydonidan ekranlashgandir.

Shuning uchun ham 4f- elektronlar KEM da xuddi erkin atom va ionlardek energetik holatda bo‘ladi. KEM uchun “ion” modelining o‘ziga xos tomoni shundagi, birinchidan 4f- elektronlarning tugunlar aro bevosita ta’siri ( $f-f$ ) mavjud emas deb qaraladi. Ikkinchidan esa tugunlardagi 4f- elektronlar orasidagi spin-orbital ( $\bar{L}\bar{S}$ ) o‘zaro ta’sir deb ataladigan ta’sir kuchli bo‘lib, bunda 4f- elektronning S- spin va L-orbital momentlari Rassel Saunders tipida qo‘shilib,

ionning tula mexanik momenti  $-J$ , Xundning uchunchi qoidasiga asosan topiladi: 4f- qobiq yarmigacha to'lganda  $J=L-S$ , yarmiga to'lganda  $S=J$ ,  $L=0$ , yarmidan ortig'iga to'lganda  $J=L+S$  kabi topiladi. Demak  $Gd^3$  uchun  $J=S$  kabi aniqlanadi. Spin-orbital bog'lanish energiyasi elektronlarning birinchi uyg'ongan va asosiy holat energiyalarining farqi orqali aniqlanadi. KEM ionidagi eng past energiya sathlarining joylashish tartibi bu elementlarning magnit xossalari belgilaydi. Nazariy jihatdan energetik sathlar sxemasi Gondsmit formulasi va Landening intervallar qoidasi yordamida aniqlanadi. Gondsmit formulasi quyidagicha:

$$\Delta E = \frac{8\pi^4 m e^2 (2L+1)(Z-\sigma)^4}{C n^5 h^3 l(l+1)(2L+1)} \quad (15)$$

Bu yerda:

$\Delta E$ -sathlar energiyalari farqi  $e, m$ - elektron zaryadi, massasi  $n$  va  $l$ - bosh va orbital kvant sonlari.  $L-4f$ - qobiqdagi elektronlarning to'la orbital moment kvant soni  $Z$ - atom tartib nomeri.  $\sigma$ -ekranlash doimiysi.

Landening intervallar qoidasi mohiyati esa quyidagicha:

$$E_J - E_{J-1} = E_{AJ} \quad (16)$$

Bu yerda:

$E_J - J$  ga mos energetik sath energiyasi.  $A$ - spin orbital bog'lanish doimiysi. (15) ifodada  $35 \leq \sigma \leq 36$  deb qabul qilib va (16) ifoda bilan hisoblash natijalari va spektroskopik tajribalar shuni ko'rsatadiki, og'ir KEM uchun  $\Delta E$ ,  $\Delta E \geq 1000$ ..... issiqlik energiyasi (kt) 300k da 208,5.... ga, 1500k da esa 1042,25..... ga tengdir. Bu esa og'ir KEM uchun shart bajariladi deb aytishga imkon beradi.  $TGE$  uchun esa aksincha,  $\Delta E \geq K_c T$  shart o'rinlidir.

Yuqorida qayd qilinganidek  $TGE$  atomlarida 3d- elektron qobiq kechikib to'ladi. Magnit xossasi nuqtai nazaridan temir guruhi metallari deganda  $Cr$ ,  $Mn$ ,  $Fe$ ,  $Co$  va  $Ni$  tushuniladi.

$TGE$  atomlarida 3d- qobiqgacha bo'lgan elektron qobilar to'lgan bo'ladi:  
 $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6$

Ularning tashqi elektron qobiqlari  $3d^4 4s^2$  qonuniyati bo'yicha to'ladiladi. Bunda  $n-3d$ -qobiqdagi elektronlar soni bo'lib,  $n=1$  ( $Sc$ ,  $z=ri$ ) dan to  $n=10$  gacha o'zgaradi.

Temir guruhi metallari kristall panjarasi hosil bo'lish jarayonida ularning atomlaridagi  $4f^2$ - qobiqda ikkita elektron va - qobiqda bitta elektron kristall panjarasida (tugunlarida  $TGE^{3+}$  ionlar orasida) umumlashgan elektronlarga aylandi. Bu metallarning qattiq holatida  $3d$ - qobiqning radiusi ( $r_{3d}$ ) kristall panjara davrining yarmiga ( $\frac{a}{2}$ ) yaqin bo'ladi, ya'ni  $r_{3d} \approx \frac{a}{2}$ . Shuning uchun ham  $3d$ -elektronlar tashqi ta'sirlardan himoyalangan (ya'ni "yalong'och") holatida bo'ladilar.

**Jadval 1.1**

**Uchvalentli kamyob yer ionlarning energetik holatlarini**

Element	4f- elektronlar soni	Erkin elektronlarning asosiy holatlari			Term
		S	L	J	
Ce	1	1/2	3	5/2	$^2F_{5/2}$
Pr	2	1	5	4	$^3H_4$
Nd	3	3/2	6	9/2	$^4I_{9/2}$
Pm	4	2	6	4	$^5I_4$
Sm	5	5/2	5	5/2	$^6H_{5/2}$
Eu	6	3	3	0	$^7F_0$
Gd	7	7/2	0	7/2	$^8S_{7/2}$
Tb	8	3	3	6	$^7F_6$
Dy	9	5/2	5	15/2	$^6H_{15/2}$
Ho	10	2	6	8	$^5I_8$
Er	11	3/2	6	15/2	$^4I_{15/2}$
Tm	12	1	5	6	$^3H_6$
Yb	13	1/2	3	7/2	$^2F_{7/2}$

## § 1.2. 4f – va 3d – metallarida almashinuv o`zaro ta'sir harakteri.

1.1§ dagi ma'lumotlarga ko'ra KEM ning kristall holatida 4f – elektron qobiqlar o`zaro bir – birini qoplamaydi. Shuning uchun ham bu metallarda 4f – elektronlarning magnit o`zaro ta'siri, bevosita f – f almashinuv o`zaro ta'sir deb ataluvchi, ta'sir bo`lishi mumkin emas. Ammo tajriba natijalari shuni ko`rsatadiki, KEM da Kyuri temperaturasi E uchun 19,6 K dan Gd uchun 2932 K gacha, Neyel temperaturasi Nd uchun 19 K dan Tb uchun 229 K gacha o`zgaradi. Bundan shunday xulosa chiqadiki, KEM da va ularning birikmalarida magnit tartiblanish hosil qiladigan boshqa xil o`zaro ta'sir bo`lishi kerak. Hozirgi kunda KEM da magnit tartiblanish holatini bilvosita almashinuv ta'sir deb ataladigan, kristall panjara tugunlarida o`troqlashgan 4f – elektronlarning kristalda umumlashgan  $6s^2$  va  $5d^1$  – qobiqlar elektronlari orqali o`zaro ta'sir hosil qilishi aniqlangan. Bunday ta'sir nazariyasi Ruddermandan, Kittel, Kasuya va Iosidalar tomonidan keng ishlab chiqilgandir. Shuning uchun bu nazariya RKKI nazariyasi ham deb ataladi. Boshqa o`zaro ta'sirlar (dipol, kvadrupol, Kulon) miqdor jihatidan nisbatan bundan ancha kichik. RKKI nazariyasi bayoni [1, 2, 3, 4, 9, 10] adabiyotlarda berilgan.

Bilvosita (s-1) o`zaro ta'sirning effektiv gameltonini quyidagicha ko`rinishga ega bo`ladi:

$$\hat{H}_{\text{eff}} = \sum_{n,m} A \left( \vec{R}_n - \vec{R}_m \right) \left( \vec{S}_n - \vec{S}_m \right), \quad (1.18)$$

bunda  $\vec{R}_n$  va  $\vec{R}_m$  kristall panjarasining n- va m- nchi tugunlarida joylashgan ionlar holatini aniqlovchi radius vektoridir;  $\vec{S}_n$  va  $\vec{S}_m$  – s-elektronlar va paramagnit ionlarning yig'indi spin operatorlari;  $A \left( \vec{R}_n - \vec{R}_m \right)$  – n va m-n-chi tugunlarda joylashgan ionlarning o`tkazuvchan s- elektronlar orqali (bilvosita) o`zaro ta'sir integrali bo`lib quyidagicha aniqlanadi.



$$A = A\left(\vec{R}_n - \vec{R}_m\right) = \frac{9\pi m^2}{E_F} A_{Sf}^2(0) \sum_{n \neq m} F\left(2\vec{K}_F \mid \vec{R}_n - \vec{R}_m \mid\right) \quad (1.19)$$

Bunda  $A_{Sf}^2(0) - \vec{K}_F - s - f - o'zaro$  ta'sir parametri (konstantasi);  $E_F$  va  $\vec{K}_F -$

Fermi sirtining energiyasi va to'liqin vektori,  $n = \frac{n_s}{N}$  - bitta atomga to'g'ri

keladigan o'tkazuvchanlik elektronlar soni (N-panjaradagi tugunlar soni);

$\vec{R}_n - \vec{R}_m - n - m - nchi$  tugundagi ionlar orasidagi masofa;

$F\left(2\vec{K}_F \mid \vec{R}_n - \vec{R}_m \mid\right) = F(y)$  - Ruderman - Kittel funktsiyasi deyilib, quyidagicha

ifoda bilan aniqlanadi:

$$F(y) = \frac{y \cos y - \sin y}{y^4} \quad (1.20)$$

Bu ifodadan ko'rinib turibdiki,  $F(y)$  funktsiya, demak RKKI o'zaro ta'siri ostsillyatsiyalanuvchi (ya'ni berilgan magnit faol ion qo'shni ionlar bilan ferro- va antiferromagnit davriy o'zgaruvchan bog'lanishda bo'lishi mumkin) va uzoqdan ta'sirlashuvchi (kristall panjara hajmi bo'ylab harakatlanuvchi elektronlar orqali amalga oshadigan) tabiatga egadir.

RKKI o'zaro ta'sir nazariyasi asosida KEM ning paramagnit Kyuri temperaturasi uchun quyidagi ifoda olingan [1.14]:

$$\theta_p = \frac{3\pi m^2}{3K_B E_F} A_{Sf}^2(0) G \sum_{n \neq m} F\left(2\vec{K}_F \mid \vec{R}_n - \vec{R}_m \mid\right) \quad (1.21)$$

Bunda  $G$  - de Jenn faktori deyilib quyidagicha aniqlanadi:

$$G = (g_J - 1)^2 J(J + 1) \quad (1.22)$$

Bundagi  $g_J$  - Lande faktori (1.4) bilan aniqlanadi. Demak (1.19) va (1.21) lardan shunday xulosa chiqadiki,  $\theta_p$  - ni tajribadan aniqlab  $A$ -ni hisoblash mumkin.

1.1§ dan ma'lum bo'lgan TGE ionlaridagi 3d - elektron qobiqlarning kristall tugunida ochiq qolishi, bu elektronlar bevosita o'zaro ta'sirlashadi (d - d - almashinuv ta'siri) deb aytishga asos bo'ladi. Ammo, tajribalar shuni ko'rsatadiki,

TGE dagi magnit tartiblangan holatni, ya'ni bu holatning energetik o'lchovi Kyuri va Neyel temperaturalarini bunday bevosita ta'sirlashishini to'la qanoatlantirmas ekan. Kristallda umumlashgan elektronlarning almashinish ta'siri harakteri va kattaligiga qanday ta'sir ko'rsatishi aniqlangan. Bu materiallarda 3d – elektronlar uchun kristallda umumlashgan (yakka atomdagiga o'xshash) kabi o'ziga xos "superpozitsiya" mavjuddir [1]. Bu TGE metallarida bir vaqtda d – d va s – d almashinuv o'zaro ta'sirlar mavjuddir degan xulosani beradi.

Almashinuv o'zaro ta'sir nazariyasi metallar paramagnit temperaturasi uchun quyidagi ifodani beradi [1]:

$$\theta_p = \frac{A}{k_B} \left[ \ln \frac{z}{z-2} \right]^{-1} \quad (1.17)$$

Bu yerda, z – koordinatsiya soni, A – almashinuv o'zaro ta'sir doimiysi (integrali)

### § 1.3. Molekulyar maydon uchun Neel nazariyasi.

Molekulyar maydon haqidagi tasavvurlarga asosan Neel nazariyasini asos qilib olish mumkin. Ushbu nazariyaning asosiy xulosalarini qarab chiqamiz. Faraz qilamiz, birikmada konsentrasiyasi N va magnit momenti  $\mu_0$  bo'lgan faqat bir hil magnit atomlar mavjud. Magnit atomlar A va V ikkita niekvivalent holatlarda joylashgan bo'ladilar. Bizning ishda A va V, o'rniga mos ravishda Gd va Fe atomlar panjarasi to'g'ri keladi.  $\lambda$  va  $\mu$  - A va V kichik panjaralardagi magnit ionlar miqdori. Demak,  $\lambda + \mu = 1$ . Agar hamma magnit atomlar A kichik panjarada joylashgan bo'lsa, T – temperaturadagi magnitlanish  $M_A$  bilan belgilasak,  $M_V - V$  kichik panjaradagi joylashgan hamma magnit atomlarning magnitlanishidir. Demak, A va V kichik panjaralarni haqiqiy magnitlanishi  $\lambda M_A$  va  $\mu M_B$  umumiy magnitlanish M uchun quyidagi tenglik kelib chiqadi:

$$M = \lambda M_A + \mu M_B \quad (1.18)$$

A va B kichik panjaralarda ionlarga ta'sir etuvchi effektiv maydonlar  $N_A$  va  $N_B$  bo'ladi. Faraz qilamiz, har ikkala effektiv maydon, o'z kichik panjarasi magnitlanishiga va boshqa kichik panjarasi magnitlanishiga proporsional bo'ladi:

$$H_A = n(\alpha\lambda M_A - \mu M_B) \quad (1.19)$$

$$H_B = n(\beta\mu M_B - \lambda M_A) \quad (1.20)$$

ya'ni

$$\bar{H}_A = \bar{H}_{AA} + \bar{H}_{AB} \quad (1.21)$$

$$\bar{H}_B = \bar{H}_{BB} + \bar{H}_{AB} \quad (1.22)$$

Bu yerda  $n$ ,  $n\alpha$  va  $n\beta$  - molekulyar maydon koeffitsentlari.

Kichik panjaralar orasidagi o'zaro ta'sir manfiy deb hisoblanadi, ya'ni kichik panjaralarni magnitlanishi antiparallel,  $\alpha$  va  $\beta$  - o'lchamsiz parametrlar bo'lib, ularni ishora va kattalikasi nisbiy birliklarda kichik panjaralardagi o'zaro ta'sirni xarakterlaydi. Bunda kichik panjaralar orasidagi o'zaro ta'sir uchun molekulyar maydon koeffitsenti o'lchov birligi sifatida qabul qilingan, ya'ni  $n$ .

Paramagnit sohada Kyuri qonuni bajariladi deb hisoblasak, kichik panjaralar magnitlanishi uchun quyidagi tengliklar kelib chiqadi:

$$M_A = \frac{C}{T} (H + H_A) \quad (1.23)$$

$$M_B = \frac{C}{T} (H + H_B) \quad (1.24)$$

bu yerda  $C = \frac{N\mu_0^2}{3K}$  ;

Yuqoridagi tenglamalardan

$$H = \frac{T^2 - nC(\lambda\alpha + \mu\beta)T + n^2c^2\lambda\mu(\alpha\beta - 1)M}{C[T - nc\lambda\mu(2 + \alpha + \beta)]} \quad (1.25)$$

kelib chiqadi. Bu yerdan

$$\frac{1}{x} = \frac{T}{C} + \frac{1}{\chi_0} - \frac{\sigma}{T - \theta} \quad (1.26)$$

Bunda

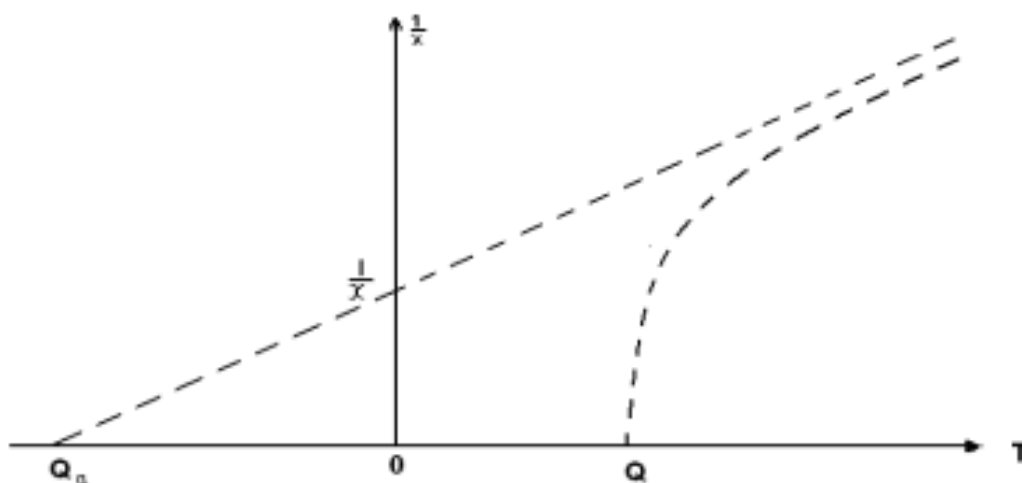
$$\frac{1}{\chi_0} = n(2\lambda\mu - \lambda^2\alpha - \mu^2\beta) \quad (1.27)$$

$$\sigma = n^2 C \lambda \mu [\lambda(1+\alpha) - \mu(1+\beta)]^2 \quad (1.28)$$

$$\theta = nc\lambda\mu(2 + \alpha + \beta) \quad (1.29)$$

Magnit qabul qiluvchanlikni teskari qiymati uchun (1.27) formula asimptota bilan giperbola ko‘rinishda

$$\frac{1}{x} = \frac{T}{C} + \frac{1}{\chi_0} \quad (1.30) \quad \theta_a = -\frac{C}{\chi_0} \quad (1.31) \quad \text{nuqtada } T \text{ o‘qini kesib o‘tadi.}$$



**1.2. rasm.** Ferromagnetikni  $\frac{1}{\chi}$  temperaturadan bog‘liqligi.  $\theta_a$  - temperatura ferromagnit uchun  $\theta_a < 0$ .

$\theta_a$  - temperatura asimrtotik Kyuri nuqtasi deb nomlanadi.

$$\theta = \frac{nc}{2} (\lambda\alpha + \mu\beta - \sqrt{(\lambda\alpha - \mu\beta)^2 + 4\lambda\mu}) \quad (1.32)$$

Temperatura  $\chi$  cheksizga aylanadi. Ushbu temperaturadan pastga magnit tartiblanish paydo bo‘ladi. Bu holatni amalga oshirish uchun  $\theta_a > 0$  bo‘lishi lozim. Yuqoridagi formuladan ko‘rinadiki,  $\alpha\beta = 1$  bo‘lganda  $\theta = 0$ .  $\theta$  dan chap tomonda paramagnit holat kuzatiladi.

$\theta$  temperaturadan pastda  $\lambda\mu_{AS}$  va  $\mu M_{BS}$  kichik panjaralarda spontan magnetlanish kuzatiladi va ular quyidagi formulalar bilan aniqlanadi.

$$M_{AS} = NgS\mu_B B_S \left[ \frac{gS\mu_B n(\alpha\lambda M_{AS} - \mu M_{BS})}{KT} \right] \quad (1.33)$$

$$M_{BS} = NgS\mu_B B_S \left[ \frac{gS\mu_B n(\beta\mu M_{BS} - \lambda M_{AS})}{KT} \right] \quad (1.34)$$

Natijaviy spontan magnetlanish  $M_S = |\lambda M_{AS} - \mu M_{BS}|$  bo'lib tenglamalar sistemasidan hisoblanadi.

### § 1.4. Neel va Kyuri temperaturasi

Antiferromagnetiklarda Neel temperaturasi  $T_C$  va ferro va ferrimagnetiklarda Kyuri temperaturasi  $T_C$  deb ataydigan, tartib  $\rightleftharpoons$  tartibsizlik fazoviy o'tish temperaturasini aniqlashda  $N=0$  ga teng bo'lganda

$$M_i T = C_i \left[ H + \sum_{j=1} W_{ij} M_j \right] = 0 \quad (1.35)$$

tenglamalardan  $M_i$  koeffisientlardan tashkil topgan aniqlovchini 0 ga tenglash lozim. Natijada  $T_C$  ga nisbatan  $n$  – darajali tenglama hosil qilamiz. Bu tenglamada  $T=T_C$  temperatura aniqlanadi. Bunda tashqi magnet maydon bo'lmagan paytda magnetlanish uchun notrival echim mavjud. Chunki hamma kichik panjaralar bir butunlikda bog'langan va tenglama ildizining maksimal haqiqiy qimatiga mos bitta fazaviy o'tish temperaturasi fizikaviy qo'llaniladi. Boshqa haqiqiy echimlar kam stabil fazalarga mos keladi. Agar tenglama haqiqiy ildizlarga ega bo'lmasa, ikkita kichik panjaralardan iborat konfugratsiyani o'rniga hamma atom momentlarni kollenyar joylashishi amalga oshadi.  $\nu = 2$  bo'lganda aniqlovchidan iborat bo'lgan tenglama yechimi

$$T_C = \frac{n}{2} \left\{ \left[ (c_1\alpha - c_2\beta)^2 + 4c_1c_2 \right]^{\frac{1}{2}} + c_1\alpha + c_2\beta \right\} \text{ ga}$$

teng bo`ladi. Bu erda  $c_1 = c_2 = c^1$   $\alpha = \beta = -\varepsilon$  Antiferromagnitlar uchun kichik panjaralar aro o`zaro ta`sir kuchi tegishli o`lchanadigan  $\varepsilon$  qiymati quyidagi ifoda bilan aniqlanadi.

$$\frac{|\theta|}{T_N} = \frac{(1 + \varepsilon)}{(1 - \varepsilon)} \quad (1.36)$$

Ushbu tenglamadan kelib chiqadiki,  $\frac{|\theta|}{T_N}$  nisbat  $\varepsilon \rightarrow 1$  bo`lganda ixtiyoriy katta bo`lishi mumkin. Haqiqatda bu kuzatilmaydi: minimum energiyaga xos bo`lgan konfiguratsiya ikkita kichik panjara kiritish lozim emas, agar (1.36) tenglama haqiqiy bo`lsa. Magnit atomlarni hajmi markazlashgan kubik joylashishda ikkita kichik panjaradan iborat bo`lgan struktura I tur tartiblanish deb nomlanadi va bu qo`shni atomlar orasidagi o`zaro ta`sir kuchli bo`lgan hollarda mavjud. Agar ikkinchi koordinatsion sferada atomlar orasidagi o`zaro ta`sir kuchli bo`lsa, demak bu II tartiblanish deb nomlanadi. Ikkinchi tur tartiblanish uchun ikkita oddiy kubik kichik panjaralar orasidagi Veyss o`zaro ta`sir konstantasi  $W_{12} = 0$  bo`ladi, shuning uchun (6) tenglama quyidagicha o`zgaradi:

$$M_{ia} = \frac{nC}{4T} (4 - 2\varepsilon M_{ib})$$

$$M_{ib} = \frac{nC}{4T} (4 - 2\varepsilon M_{ia})$$

Bunda  $i=1,2$   $a$  va  $b$  indkslar magnit kichik panjaralarga tegishli va ushbu kichik panjaralar perimetri kubik panjaralarga ajratilgan. Natijada to`rtta magnit kichik panjaralar hosil bo`ladi va har bir konstanta  $C_{iv} = \frac{c}{4}$  ga teng.  $H=0$  bo`lganda tenglamani yechimi quyidagicha bo`ladi:

$$T_N = \frac{1}{2} n\varepsilon C \frac{|\theta|}{T_N} = \frac{1 + \varepsilon}{\varepsilon} \quad (1.37)$$

Kyuri temperaturasi qancha yuqori bo`lsa, magnit faza shuncha stabil bo`ladi va tenglamalarni taqqoslashda  $\varepsilon_{kr} = 0$ , ekanligini sezamiz va  $\varepsilon < \varepsilon_{kr}$  bo`lganda I tur

tartiblanish paydo bo`ladi ammo  $\varepsilon > \varepsilon_{kr}$  bo`lganda II tartiblanish bo`ladi.

$\frac{|\theta|}{T_N}$  nisbatning maksimal qiymati 3 ga teng. Osh tuzi strukturasi yoqlari markazlashgan kubik panjarani tashkil etadi. Ushbu joylashish ikki kichik panjaralar modeliga mos keladi. Shuning uchun turtta mavjud magnit tartib tipi hosil bo`ladi. Struktura to`rtta o`zaro kirib ketayotgan primitiv kubik kichik panjaralardan iborat. I tur tartiblanishda har qaysi panjara ferromagnit bo`lib,  $\bar{M}_1 = -\bar{M}_2$ ,  $\bar{M}_3 = -\bar{M}_4$  ya`ni g`ar qaysi kation 12 ion bilan qamralgan bo`lib, 8 tasi antiparallel yunalgan, 4 tasi markaziy kationning magnit momentiga parallel yo`nalgan bo`ladi. Agar hamma o`zaro ta`sirlarni manfiy deb hisoblasak, (1.35) tenglama quyidagicha ko`rinish oladi:

$$M_i = \frac{C}{4T} \left( 4 - nM - n\varepsilon \sum_{j \neq i} M_j \right)$$

$(i=1,2,3,4)$

$$\chi_m = \sum_i M_i / H = \frac{C}{T + \theta} \quad \text{bu erda}$$

$$\theta = \frac{(1 + 3\varepsilon)nc}{4} \quad H=0 \text{ bo`lsa}$$

$$T_N = (\varepsilon - 1) \frac{nc}{4} \quad \text{va} \quad \frac{|\theta|}{T_N} = \frac{1 - 3\varepsilon}{\varepsilon - 1}$$

Agar ikkinchi kordinatsion sferada o`zaro ta`sirlar musbat bo`lsa, yoki 0 ga teng bo`lsa yoki ikkidan ko`p molekulyar maydon konstantalari bo`lsa I tur tartiblanish stabil bo`lishi mumkin. Agar hamma ta`sirlar manfiy bo`lsa, odatda, II tartiblanish stabil bo`ladi, chunki u ikkinchi kordinatsion sferada  $\frac{1}{3}$  antiparallel o`zaro ta`sir hosil qilishga imkoniyat beradi agarda, ionlar orasidagi antiparallel va parallel

bog'lanish o'zgarimas bo'lsa, ushbu shart ikkinchi koordinatsion sferada o'zaro ta'sir ulushini  $\frac{2}{3}$  gacha ekvivalent kamayishini beradi.

Shuning uchun

$$T_N = \frac{\left(\varepsilon - \frac{1}{3}\right)nc}{4} \quad \frac{|\theta|}{T_N} = \frac{3(3\varepsilon + 1)}{3\varepsilon - 1}$$

Agar ikkinchi koordinatsion sferadagi o'zaro ta'sir katta bo'lsa, II tartiblanish kuchli konfugratsiya deb hisoblanadi. Ushbu konfugratsiyada oddiy kubik kichik panjaralarning o'zaro ta'siri natijasida molekulyar maydon bo'lmaydi va (6) tenglamani quyidagicha yozish mumkin:

$$M_{ia} = \frac{C}{8T} (4 - 2nM_{ib})$$

$$M_{ib} = \frac{C}{8T} (4 - 2nM_{ia})$$

Bu yerda a va b turtta oddiy kubik kichik panjarlarga bo'lingan ikkita magnit kichik panjaralarni anglatadi.

Neel nazariyasiga ko'ra Kyuri  $T_c$  nuqtasidan yuqori temperaturalarda tashqi magnit maydoni mavjud bo'lganda spinlarni tartiblanishi yo'qoladi. Haqiqatdan ham  $T_c$  dan yuqori temperaturada sezilarli yaqin tartib kuzatiladi.  $T \gg T_c$  juda yuqori temperaturalarda yaqin tartib yuqoladi va ekspremental grafik Kyuri-Veyss egri chizig'iga yaqinlashadi. Nazariy jihatdan isbotlanganki, yaqin tartibni mavjudligi, ekspremental aniqlangan  $T_c$  qiymati Veyss nazariyasiga asoslanib hisoblangan qiymatiga yaqin keladi. Ko'pgina hollarda chetlanish katta bo'lmaydi, ya'ni  $\theta_p$  va  $T_c$  orasida kichik farq paydo bshladi. Bundan tashqari  $T_c$  juda yuqori temperatura bo'lgani uchun ekspremental  $\chi_n^{-1}$  egri chizig'ida temperatura funksiyasida haqiqiy asimptotadan kuzatiladi..

KEM birikmalarida tartiblangan konfugratsiya o'zaro antiparallel bog'langan ikkita ferromagnit kichik panjarani tashkil qiladi. Bunda ikkita holatni



kuzatish mumkin. 1) Ikkita kichik panjaralarni momenti qiymati bo'yicha teng va birikmani yig'indi momenti 0 ga teng. 2) ikkala panjaralarning momenti o'zaro teng emas va spontan magnitlanish  $M_s$  kuzatiladi.

Gd-Ni birikmalarda magnit qabul qiluvchanlik egri chizig'ida mavjud bo'lgan anomaliyalar bilan xarakterlangan temperaturalarda tartib  $\rightleftharpoons$  tartibsizlik II tur fazoviy kuzatiladi. Bu fazoviy o'tishlar jarayonida termik gesterizis kuzatiladi va aytib o'tilgan fazoviy o'tish I tur o'tishlar xarakteriga o'xshash deb taxmin qilish mumkin.

Kichik panjaralardan iborat bo'lgan antiferromagnetiklarni xarakterlash uchun antiferromagnit tartiblanish tushunchasi va ikkita kichik panjara orasidagi model qo'llanilsada shuni inobatga olish kerakki bu holda uzoq tartiblanishni klassik tushunchasiga mos keluvchi har qanday kichik panjaraning umumiy spinlarining uzoq tartibi yo'qoladi. O'rtacha har qaysi kichik panjaraning umumiy spini 0 ga teng ammo neytronogrammalarda qayd qilingandek kichik panjaralarni elektron spinlarni joylashuvida aniq korrelyatsiya mavjud. Bu korrelyasi ferromagnetizmni klassik nazariyasining atomlarini qo'llashga imkon beradi. Ferromagnetiklarni magnitlanish yoki magnit qabul qiluvchanligini temperaturaga bog'liqligini hisoblash uchun Neel, Veyssning molekulyar maydon nazariyasini umumlashtiramiz. Kichik panjara tugunida joylashgan ixtiyoriy ion , ikkala panjarada joylashgan ionlar bilan ta'sirlashadi. Kichik panjaradagi ushbu ta'sirlashuv va kichik panjaralarni o'zaro ta'siri turli xil ichki maydonlarni paydo bo'lishiga olib keladi. Natijada atomdagi  $i$  kichik panjarasiga ta'sir etuvchi Veyssning umumiy maydoni

$$H_{wi} = \sum_{j=1}^J W_{ij} M_j \quad (1.38)$$

bo'ladi.

Agar kichik panjaralar orasidagi hamma mavjud boʻlgan oʻzaro taʼsir turlarini Veys maydoni oʻz ichiga oladi deb faraz qilsak, kichik panjaralarni magnitlanishi va magnit qabul qiluvchanligi

$$M(H) = N\mu = NJ_g \mu_B B_J [Jg\mu_B (H + WM)] / kT$$

va

$$\chi = M / (H + WM) = \frac{C}{T} \quad (1.39)$$

Ifodalar bilan belgilanadi. Yuqoridagi ifodalardan

$$M_i T = C_i [H + \sum W_{ij} M_j] = 0 \quad (1.40)$$

Bu yerda  $C = C_1 + C_2$  va  $C_2 = C\mu$

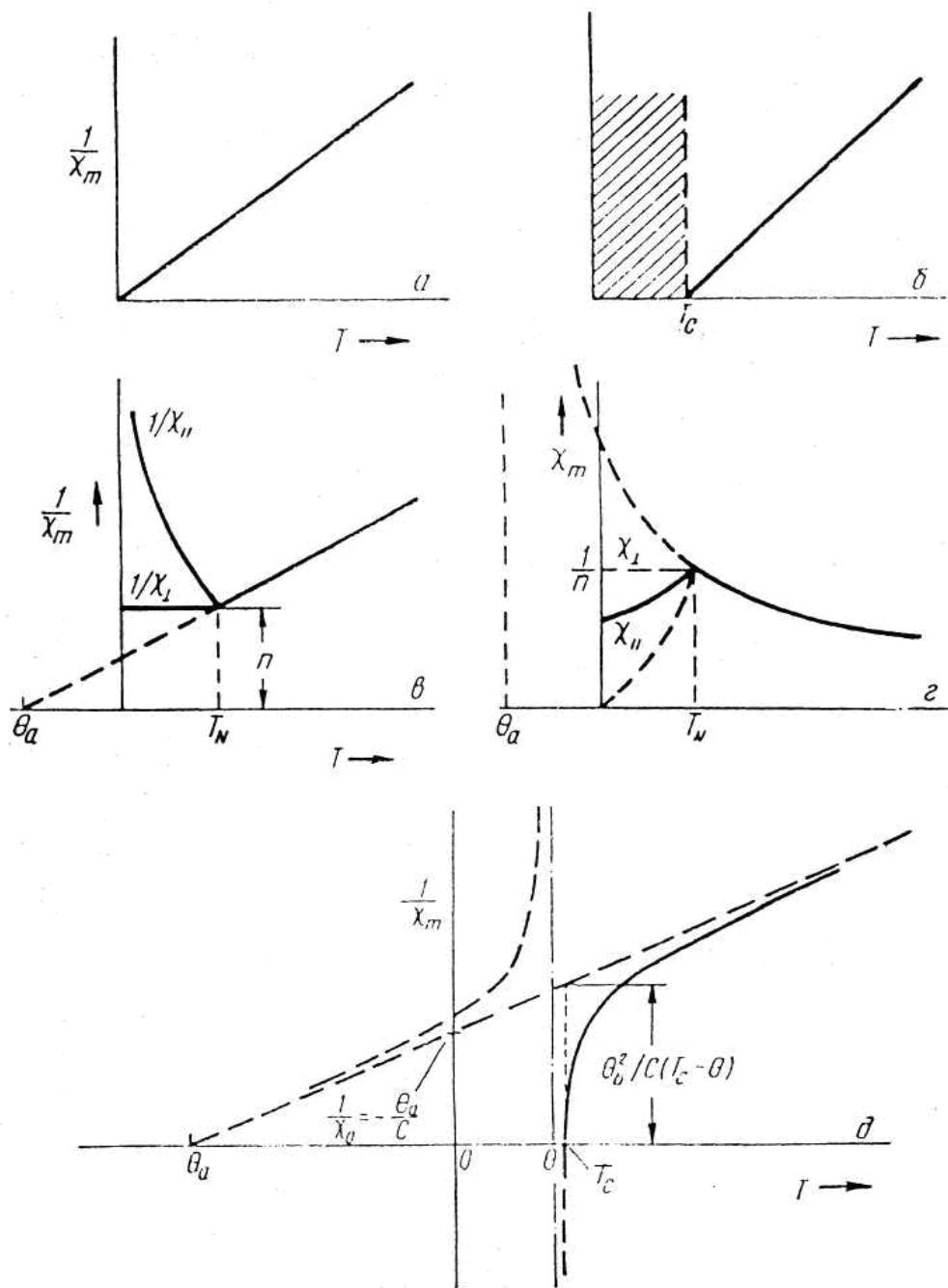
$\lambda + \mu = 1$  yigʻindi momenti  $\bar{M} = \sum_{j=1}^g \bar{M}_j$  ga teng

Ikkita kichik panjara ( $g = 2$ ) modeli uchun

$$\frac{1}{\mu_m} = \frac{1}{C} \left[ T - \theta_a - \frac{\theta_b^2}{T - \theta} \right] \quad (1.41)$$

Formuladan foydalanamiz bu yerda  $C = C_1 + C_2$  :

$C_1$  va  $C_2$  - Kyuriy doimiylari Agar kichik panjarada bir xil ionlarni soni koʻp boʻlsa tegishli oʻrtachalash qoʻllaniladi.



**Rasm 1.1.** Molekulyar maydon modellari uchun  $\frac{1}{\chi_m}$  temperaturaga bog'liqligi

(to'g'ri o'qlar burchagi  $1/c$  ga teng): a) o'zaro ta'sir bo'lmagan holda erkin elektronlar (Kyuri qonuni); b) ferromagnetizm (Kyuri-Veyss qonuni). Shtrihlangan soha Kyuri-Veyss qonunidan chetlanish; b, g – antiferromagnetizm; d – ferrimagnetizm (Neel qonuni).

Kichik panjaralarda antiferromagnit oʻzaro taʼsirda  $W_{12} < 0$ . Odatda  $n = -W_{12} n\alpha = W_{11}$ ,  $n\beta = W_{22}$  deb belgilanadi. (1.41) tenglamaga kiruvchi parametrik temperaturalarni quyidagicha yozish mumkin.

$$\theta_a = \frac{-n(2C_1C_2 - \alpha C_1^2 - \beta C_2^2)}{C_1 + C_2} \quad (1.42)$$

$$\theta = \frac{nC_1C_2(2 + \alpha + \beta)}{C_1 + C_2} \quad (1.43)$$

$$\theta_b = \frac{n\sqrt{C_1C_2}[C_1(1 + \alpha) - C_2(1 + \beta)]}{C_1 + C_2} \quad (1.44)$$

$\chi^{-1}_m(T)$  grafik egriligi  $\theta_b$  ga mos keladi. Ikkita identik kichik panjaralardan iborat boʻlgan antiferromagnit moddalar uchun  $C_1 = C_2$ ,  $\alpha = \beta$ , demak  $\theta_b = 0$ , (1.41) tenglama Kyuri Veyss qonuniga yaqinlashadi. (1.42) tenglamaga koʻra anti – va ferromagnetiklar uchun asimptotik paramagnit Kyuri nuqtasi 0 dan kichik boʻladi. Nazariy  $n$ ,  $\alpha$  va  $\beta$  bogʻlanish koeffitsientlari (1.42), (1.43), (1.44) tenglamalardan  $\theta_a$ ,  $\theta$  va  $\theta_b$  parametrik temperaturalarning  $\chi^{-1}_m(T)$  grafigidan foydalanib hisoblanadi. Ushbu usul yordamida ferromagnit shpenillar uchun aniq natijalar olish juda qiyin.

Alinard, ushbu usulni maʼlum kationi taqsimotiga ega boʻlgan ferrigranatlarga qoʻllagan. Birinchi navbatda u Neel tomonidan olingan  $n = n_0(1 + \gamma T)$  – molekulyar maydon konstantasini T dan bogʻliqligini hisobga olgan. Bu sharoitlarda (1.41) tenglama quyidagicha oʻzgaradi:

$$\frac{1}{\chi_m} = \frac{1}{C^1} \left[ T - \theta_a^1 - \frac{\theta_b^2}{T - \theta^1} \right]$$

bu yerda 
$$\frac{1}{C^1} = \frac{1}{C} (1 - \theta_a \gamma)$$

$$\theta^1 = \theta(1 - \theta \gamma), \theta_a^1 \cdot C^1 = \frac{\theta_a + 2\gamma \theta_b^2}{C}$$

$$\frac{\theta_b^{12}}{C^1} = \frac{\theta_b^{12}(1 - 3\gamma\theta)}{C}$$

$C_1\theta_a^{13}$  va  $\theta_b^{12}$  - eksperimental aniqlanadigan parametrlar KEM ionlarini o'zaro ta'sir energiyasi  $\sim 10^{-2}$  bo'lgani uchun hisobga olinmaydi. Demak, KEM ionlarining temir ionlari bilan ikkala kichik panjaralarda ta'sirlashganda molekulyar maydon konstantalari ittriy grantlarini strukturasi ko'ra uchta kichik panjaradan iborat:

$$\frac{1}{\chi_m} = \frac{1}{C^1} \left[ T - \theta_a^{13} - \frac{\theta_b^{12}T + \theta_m^{13}}{T^2 - \theta^1 T + \theta_e^{12}} \right]$$

bu yerda  $\theta_m^{13}$  va  $\theta_e^{12}$  - molekulyar maydon konstantalarini funksiyalari.

### I Bob bo'yicha xulosa

I bob bo'yicha ushularni xulosa qilib aytish mumkinki, molekulyar maydon usuli oddatda magnet tartiblangan strukturalarni hisoblashga qo'llaniladi. Bu usul rus olimi Rozing va frantsuz olimi Veysslarni ishlarida birinchi marta uchratish mumkin.

Ferromagnetiklarni asosiy xossalarini tushuntirishda ushbu moddalarda magnet atomlar majmuasiga magnet va temperaturadan tashqari qandaydir ichki (molekulyar) maydon ta'sir qiladi. Keyinchalik, bu maydonni effektiv maydon deb atashadi, chunki bu maydonni ta'siri magnet maydonga o'xshash bo'lsada? Uning paydo bo'lish tabiyati aniqlanmagan edi. Hozirgi vaqtda bu maydon o'zaro almashnuv ta'sir orqali paydo bo'lishini bilamiz.

## II-BOB Gd-Ni SISTEMASIDAGI INTERMETALLIK BIRIKMALARINING KRISTALL VA MAGNIT STRUKTURASI

### § 2.1. Gd-Ni SISTEMASIDAGI INTERMETALLIK BIRIKMALARINING HOLAT DIAGRAMMASI

Temir bilan binary holat diagrammasi, yevropiy elementidan tashqari, hamma kamyob yer metallari bilan ko'rilgan. Gd-Ni sistemasining holat diagrammasi murakkab bo'lib to'rtta birikmadan iborat.  $GdNi_2$  birikma kamyob yer metallic Gd ga boy hisoblanadi. Bundan tashqari ushbu sistemada  $GdNi_3$  va  $Gd_6Ni_{23}$  birikmalar ham mavjud,  $Gd_2Ni_{17}$  birikmasi esa ikkita kristallografik modifikatsiya ko'rinishda bo'ladi:  $Th_2Zn_{17}$  (romboedrik panjara) yoki  $Th_2Zn_{17}$  (geksagonal panjara) formada elementlarni bir-biriga eruvchanligi katta emas, ma'lumki gadolinyning temirda erishi 0,5% ..... oshmaydi. Gd  $\gamma \Leftrightarrow \delta$  -temir polimorf o'tish temperaturasiga diyarli ta'sir etmaydi. Ushbu sistemada  $GdFe_2$   $MgCu_2$  tipdagi kubik strukturaga ega. Gd-Ni sistemasidagi birikmalar yuqori Kyuri temperaturasiga egadir, shuning uchun maksimal to'inish va Kyuri temperaturaga ega bo'lgan magnit materiallar yasashda aynan f- yoki d- elektronlarga ega bo'lgan metallar sistemasidan foydalaniladi..

Temirning erbiy, tuliy va lyutetsiy elementlar birikmalarida absolyut to'yinishdagi magnitlanish, qoldiq magnitlanish, koertsitiv kuch va Kyuri temperaturasi tadqiqotchilar tomonidan aniqlangan. Shunisi qiziqarliki, birikmalarda temir konsentratsiyasi oshishi bilan Kyuri temperaturalarining qiymati kamayadi. Gadoliny bilan temirning binar birikmalari hamma konsentratsiyalar intervalida yahshi o'rganilgan. Ularningturli tadqiqotchlar tomonidan olingan fazaviy muvozanatlik diagrammasi bir biri bilan mos keladi. Va ushbu diagrammalar evtektik tipga tegishlidir.

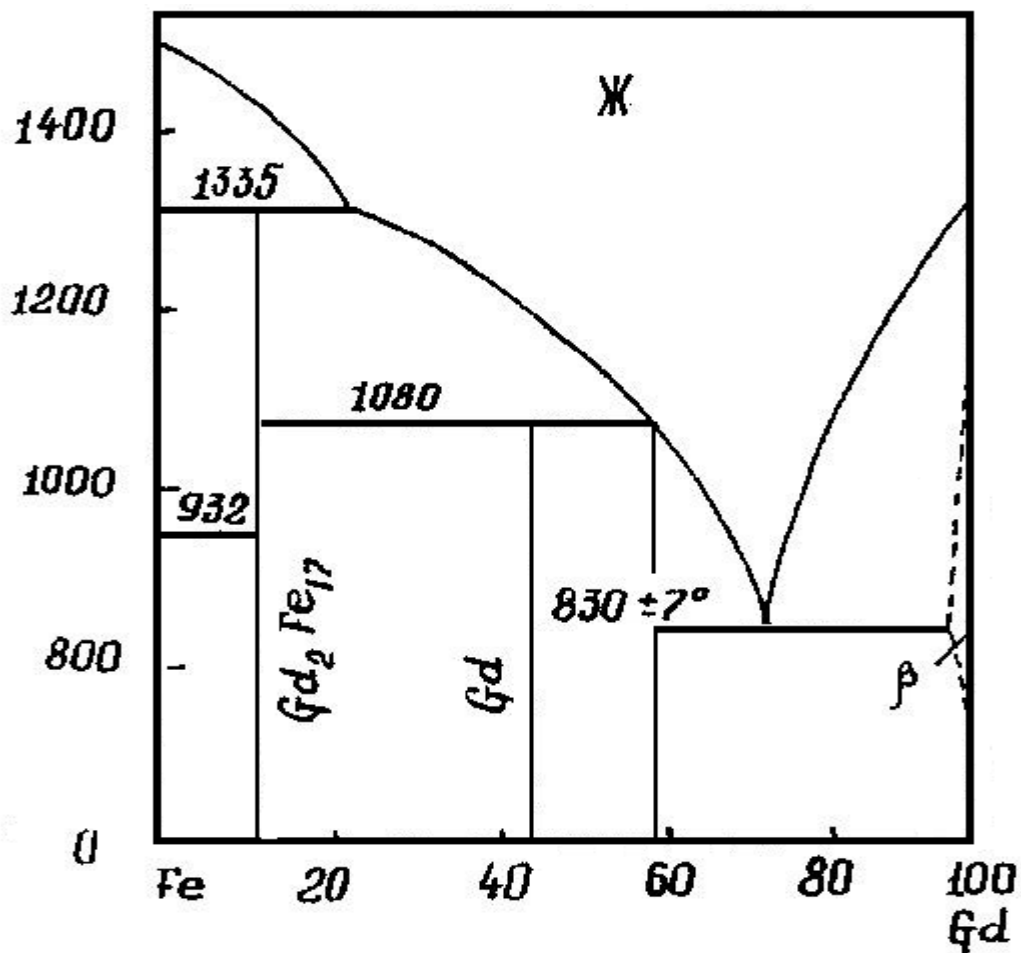
Holat diagrammacudan ko'rinib turibdiki, gadolinyga temir elementini qo'shganda uning erish temperaturasi pasayadi. Temirning  $\sim 25$  at.%

konsentrasiyasida, cuqtemada 830 °C eriydigan evtektika hosil bo'ladi. Aniqlangan birikmalar peritektik reaksiya orqali hosil qulunadi. Yuqori sof metallarni tekshirishda to'rtta quyidagi kimyoviy birikma aniqlangan:  $Gd_2Ni_{17}$ ,  $GdNi_4$ ,  $GdNi_3$  va  $GdNi_2$ . Birikmalarning bir-birida o'zaro erishi yuqori emas va 0,2-0,5 mass. % tashkil etadi. Gadolinining qo'shimchasi temirning  $\alpha \leftrightarrow \gamma$  polimorf o'tish temperaturasi oshadi, lekin temir  $\delta \leftrightarrow \gamma$  polimorf o'tish temperaturasi pasaytiradi.

Kiyingi tadqiqotralga ko'ra gadoliniiy –temir sistemasida to'rtta intermetallik birikmalar mavjud.  $Gd_2Fe_{17}$  birikmasi  $Th_2Zn_{17}$  tipdagi romboedrik panjaraning  $a=9,848 \text{ \AA}$ ,  $c=4,144 \text{ \AA}$  va  $a=8,39 \text{ \AA}$ ,  $c=8,53 \text{ \AA}$  ga ega.

$Gd_6Fe_{23}$  ning panjara davri  $a=12,154 \text{ \AA}$  bo'lgan kubik singoniyasiga ega (strukturaviy tipi  $Th_6Mn_{23}$ ).  $GdFe_3$  ning parametrlari  $a=5,148 \text{ \AA}$ ,  $c=24,62 \text{ \AA}$  va  $a=5,166 \text{ \AA}$ ,  $c=24,76 \text{ \AA}$  bo'lib,  $PuNi_{23}$  tipdagi struktura bilan harakterlanadi.  $GdFe_2$  (strukturaviy tipi  $MgCu_2$ ) YSK panjarasiga bo'lib, u  $a=7,389 \text{ \AA}$  ga ega.

Magnit xossalarni kamyob yer metali elementining atom tartibidan bog'liq holda o'zgarishi ham qiziqarlidir. Shu sababdan, gadoliniiy, terbiy, disproziy, golmiy elementlarni temir bilan  $KEMFe_2$  va  $KEM_6Fe_{23}$  tipdagi birikmalarini magnit xossalarni temperaturadan bog'liqligi o'rganildi.



**Rasm 2.1.** Gd-Ni sistemasidagi intermetallic birikmalarining holat diagrammasi



## § 2.2. Gd-Ni SISTEMASIDAGI INTERMETALLIK BIRIKMALARINING MAGNIT QABUL QILIVCHANLIGINI TEMPERATURAGA BOG'LIQLIGI

Gd, Fe va  $GdFe_2$ ,  $GdFe_3$ ,  $Gd_2Fe_{17}$  birikmalarni qattiq holati, erish jarayoni va suyuq holatini o'z ichiga olgan keng temperature intervalida magnit qabul qiluvchanligi o'rganilgan va ularning  $\chi^{-1}(T)$  grafigida  $800\text{ }^{\circ}\text{C}$  temperaturada anamaliya kuzatilgan [6]. O'rganilgan namunalarni  $\chi^{-1}(T)$  bog'lanishidagi fazaviy o'ishlar temperaturalarini Gd-Ni sistemasining holat diagrammasi bilan mos keladi. Gadoliniiy-ferrum sistemasidagi intermetallic birikmalarini magnit qabul qiluvchanligining yuqori temperaturadan bog'liqligidan ko'rinadiki, birikmalarni suyuq holati va toza Gd va Fe uchun  $\chi^{-1}(T)$  bog'lanish Kyuri-Veyss qonuniga bo'ysinadi.

$$\chi(T) = \frac{C}{T - \theta_p}$$

Temirni magnit qabul qiluvchanligini temperaturaga bog'liqligi murakkab xarakterga ega.  $910\text{ }^{\circ}\text{C}$  ( $HMK \rightarrow YMK$ ),  $1395\text{ }^{\circ}\text{C}$  ( $YMK \rightarrow HMK$ ) va  $1539\text{ }^{\circ}\text{C}$  (erish jarayonida) gi fazaviy o'zgarishlarda magnit qabul qiluvchanlik sakrab o'zgaradi.  $GdFe_2$ ,  $GdFe_3$   $Gd_2Fe_{17}$  bikmalarda  $750 - 780\text{ }^{\circ}\text{C}$  temperaturalar intervalida  $\chi^{-1}(T)$  bog'lanish sakrab oshadi. O'rganilayotgan birikmalarning  $\chi^{-1}(T)$  bog'lanish Neel qonumiga bo'ysinadi:

$$\frac{1}{\chi} = \frac{T}{C} + \frac{1}{\chi_0} - \frac{\delta}{T - \theta_p}$$

Bu birukmalarni erish jarayonida  $\chi^{-1}(T)$  bog'lanish deyarli o'zgarmaydi. To'lmagan 4f-3d qobiq elektronlari ichida 4f elektronlar asosiy rol o'ynaydi.

Gadoliniiy metalinig magnit qabul qiluvchanligini xona temperaturasidan to  $1500\text{ }^{\circ}\text{C}$  gacha o'lchangan [6]. Polikristallik Gd uchun  $\chi^{-1}(T)$  va  $\chi^{-1}(T)$  eksperimental bog'lanishlar 2.2 rasmda keltirilgan. Rasmdan ko'rinadiki, gadoliniiyning paramagnit qabul qiluvchanligini temperaturaga bog'liqligini teskari

qiymati  $\chi^{-1}(T)$  chiziqli xarakterga ega. Demak, Gd ning magnit qabul qiluvchanligi suyuq va qattiq holatlarda Kyuri-Veyss qonuniga bo'ysinadi. Poliorf o'tishlar va erish temperaturalarda  $\chi^{-1}(T)$  temperature bog'lanishlar kchsiz sinish kuzatiladi. Erish jarayonidan so'ng  $\chi^{-1}(T)$  temperaturali bog'lanish kuchsiz o'zgaradi va bu esa suyuq holatda  $\chi^{-1}(T)$  boshqa Kyuri doimiyga ega bo'lganidan darak beradi.

Kichik kvadratlar usuli bilan  $\chi^{-1}(T)$  eksperimental natijalaridan paramagnit Kyuri temperaturasi va Kyuri-Veyss (C) doiiysini aniqlab, so'ng bir Gd atomiga to'g'ri keluvchi effektiv magnit momenti quyidagi folmula bilan hisoblangan:

$$\mu_{eff} = \frac{1}{\mu_0} \left( \frac{3K_0}{N_A} \right)^{1/2} (MC)^{1/2} = 2,83(MC)^{1/2}$$

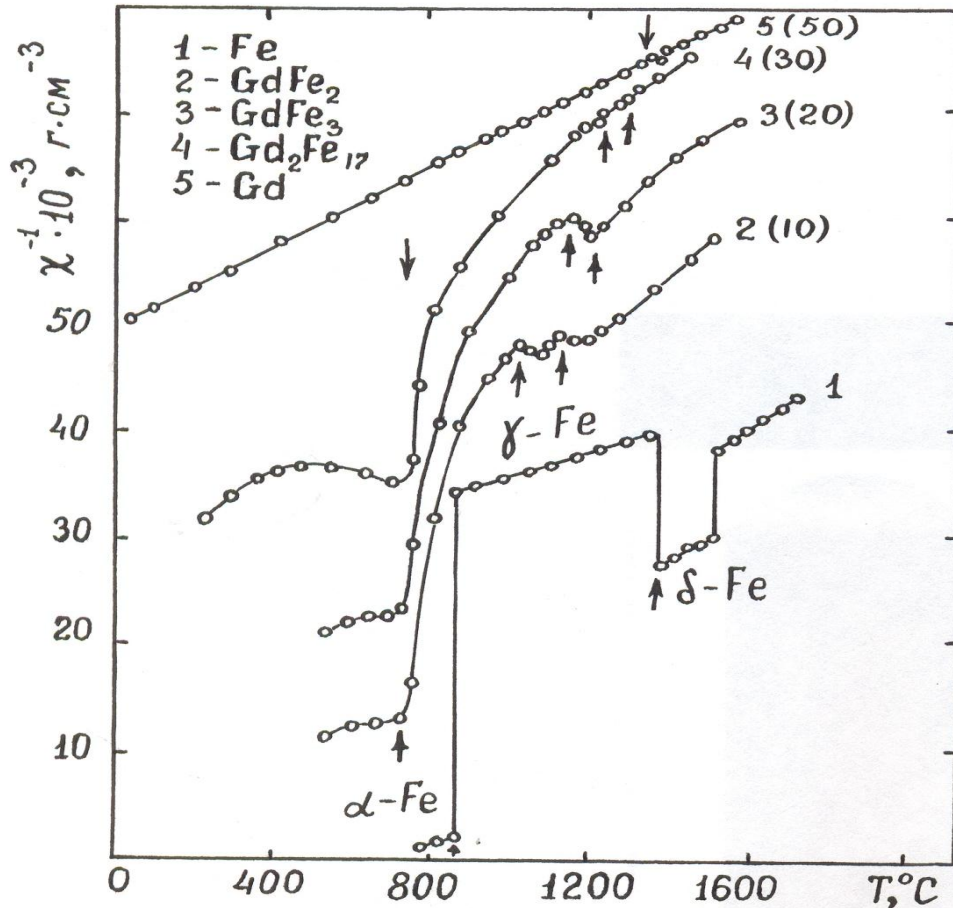
Hisoblangan  $\theta_{eff}$  va  $\mu_{eff}$  qiymatlar boshqa adabiyotlar natijalari bilan etarlicha mos keladi.

**Jadval 1.1**

**Gadoliniyning paramagnit xarakteristikalari**

Qattiq holatda			Suyuq holatda		
$\mu_{eff}, \mu_B$ hisob	$\mu_{eff}, \mu_B$ eksperimental	$\theta_P, K$	$\mu_{eff}, \mu_B$ hisob	$\mu_{eff}, \mu_B$ eksperimental	$\theta_P, K$
7.94	8.1	283	8,6	8.7	343

Hisoblashlar bo'yicha gadolinyda Van-Flek paramagnetizmi temperaturaga bog'liq bo'lib, yuqori temperaturalarda Gd megnit qabul qiluvchanligiga ta'sir qilmaydi.



**Rasm 2.2.** Gd-Ni sistemasidagi intermetallic birikmalarini magnet qabul qiluvchanligining yuqori temperaturadan bog'liqligi

## II Bob bo'yicha xulosa

Xulosa qilib shuni ko'rsatish mumkinki, adabiyotlarda kiltirilgan natijalarga ko'ra gadoliniiy-temir birikmalarda eng yuqori Kyuri temperaturasi bo'lib, kamyob yer elementi atom tartib raqami oshishi bilan birikmalarda Kyuri nuqtasi kamayib boradi. Birikmalarda koertsitsiv kuchning atom tartib raqamidan bog'lanishi murakkab xarakterga ega. Bu kattalikni maksimal qiymatlari terbiy birikmalarida mavjud. Absolyut to'yinishdagi magnetlanish qiymati atom tartibi raqami o'zgarishi bilan o'zgaradi. Terbiy, disproziy, golmiy birikmalari shu kattalikni maksimal qiymatiga ega, chunki ushbu metallarni ionlarini magnet momentlari kattadir.

### III BOB. NAZARIY HISOBLASH NATIJALARI VA ULARNING TAHLILI.

#### § 3.1. Gd-Ni sistemasidagi intermetallik birikmalarining molekulyar maydon parametrlarini hisoblash natijalari.

Ushbu hisoblash natijalarini olishda biz Gd-Ni sistemasidagi intermetallik birikmalarining magnet qabul qiluvchanligini temperaturaga bog'liqligi grafigidan (3 – rasm) va molekulyar maydon uchun Neel nazariyasiga ko'ra

$$\frac{1}{\chi} = \frac{T}{C} + \frac{1}{\chi_0} - \frac{\sigma}{(T - \theta_P)} \quad (3.1)$$

molekulyar maydon uchun quyidagi formulalar o'rinli:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\chi_0} &= n(2\lambda\mu - \lambda^2\alpha - \mu^2\beta) \\ \sigma &= n^2 C \lambda \mu [\lambda(1 + \alpha) - \mu(1 + \beta)]^2 \\ \theta &= n C \lambda \mu (2 + \alpha + \beta) \end{aligned} \quad (3.2)$$

Bu erda  $C$ ,  $\chi$ ,  $\sigma$ ,  $\theta$  birikmadagi kichik panjaralari orasidagi o'zaro ta'sirlashuvni xarakterlovchi koeffitsientlar,  $\lambda$  va  $\mu$  -uchvalentli gadoliniiy ioni va 3d- ionlarning konsentratsiyasi va  $n$ ,  $n\alpha$ ,  $n\beta$  - Neel nazariyasidagi molekulyar maydon parametrlari.

Neelning tenglamasi grafikdan ma'lum bir  $\frac{1}{\chi_0}$  magnet qabul qiluvchanligini aniq qaiymati uchun olinadi. Ushbu magnet qabul qiluvchanlik qiymatiga ma'lum bit aniq temperaturaning qiymati  $T_a$  mos keladi, ya'ni:

$$\frac{1}{\chi} = \frac{T_a}{C} + \frac{1}{\chi_0} - \frac{\sigma}{(T_a - \theta_P)} \quad (3.3)$$

Ushbu tenglamadan asosiy tenglamani hisoblab chiqamiz:

$$\frac{1}{\chi} = \frac{T}{C} + \frac{1}{\chi_0} - \frac{\sigma}{(T - \theta_P)} \quad (3.4)$$

Bunda T va  $\chi$  o'zgaruvchan koordinatalar. Natijada:

$$\frac{1}{\chi_a} - \frac{1}{\chi} = \frac{T_a - T}{C} + \frac{1}{\chi_0} - \frac{\sigma(T_a - T)}{(T - \theta_P) \cdot (T_a - \theta_P)} \quad (3.5)$$

Ushbu ifodani  $(T_a - T)$  ga bo'lsak

$$\frac{\frac{1}{\chi_a} - \frac{1}{\chi}}{T_a - T} = \frac{1}{C} + \frac{\sigma}{T_a - T} \cdot \frac{1}{T - \theta} \quad (3.6)$$

$\frac{1}{C}$  ni chap tomoniga o'tqazib, tenglamaning ukkala qismidan teskari qiymatini olamiz:

$$\frac{\frac{1}{\chi_a} - \frac{1}{\chi}}{T_a - T} - \frac{1}{C} = \frac{T_a - \theta}{\sigma} (T - \theta) \quad (3.7)$$

$$(T_a - T) = x \quad (3.9) \quad \frac{\frac{1}{\chi_a} - \frac{1}{\chi}}{T_a - T} - \frac{1}{C} = y \quad (3.10) \quad \text{bilan belgilab}$$

$$y = \frac{(T_a - T)^2}{\sigma} + \frac{\theta - T_a}{\sigma} x \quad (3.11) \quad \text{tenglamani hosil qilamiz}$$

Bu esa to'g'ri chiq tenlamasidir. Y va x o'qida to'g'ri chiziq kesadigan kesimlarni aniqlab,  $\theta$  va  $\sigma$  konstantalarni topamiz.

Agar  $y = 0$  deb faras qilsak,  $x_a = T_a - \theta$  ni topamiz.

To'g'ri chiziqnitemperatura o'qi bilan kesish nuqtasi  $T_a - \theta$  ga teng bo'lgan qiymatni beradi va bundan  $\theta$  aniqlash mumkin.

Agar  $x = 0$ ,  $y = \frac{(T_a - T)^2}{\sigma}$ ,  $\sigma = \frac{(T_a - T)^2}{y}$ ,  $C$ ,  $\theta$  va  $\sigma$  konstantalarni bilgan holda

aniq magnit qabul qiluvchanlik uchun  $\frac{1}{\chi_0}$  kiymatini oson aniqlash mumkin.

Hamma hisoblashlar EHM yordamida eng kichik kvadratlar usulidan foydalanilgan holda ushbu birikmalar uchun  $\chi^{-1}(T)$  eksperimental bog'lanish orqali olib borildi.

$\chi_0$ ,  $C$ ,  $\theta$  va  $\sigma$  doimiylarni kiymatlaridan va 3.1-3.4 teglamalar sistemaning yechmidan foydanilgan Gd-Gd, Ni-Ni va Gd-Ni panjaralar orasidagi o'zaro ta'sirlarni xarakterlovchi  $n$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$  doimiylarni yechish mumkin.

Shuni takidlash mumkinki,  $n$  doimiysi Gd-Ni tipdagi o'zaro ta'sir integrallarini summasiga proporsionaldir,  $\alpha$  - Gd-Gd va Gd-Ni tipdagi o'zaro ta'sir energiyalarinig nisbatidir va  $\beta$  esa Fe-Fe va Gd-Ni tipdagi o'zaro ta'sir energiyalarinig nisbati deb hisoblanadi.

So'ng, 3.1 giperdola va 3.2 -3.4 tenglamalar kelib chiqadigan  $(\chi^{-1}, T) = (0, \theta_N)$  shartidan quyidagi Neel temperaturasini aniqlovchi formulani hisoblaymiz:

$$\theta_N = \frac{Cn}{2} \left\{ \lambda\alpha + \mu\beta - \left[ (\lambda\alpha - \mu\beta)^2 + 4\lambda\mu \right]^{1/2} \right\}; \quad (3.12)$$

Birikmalarning bir formula birligiga to'g'ri keluvchi effektiv magnit momentlarning conini quyidagi formula orqali hisoblangan:

$$\mu_{eff} = n \cdot \mu_{Gd} + m \cdot \mu_{Co}; \quad (3.13)$$

Hamma hisoblash natijalari 3.1 jadvalda kiltirilgan. Jadvalning tahlili shuni kursatadiki, hamma GdNi<sub>2</sub>, GdNi<sub>3</sub>, Gd<sub>2</sub>Ni<sub>17</sub> birikmalar uchun  $n$ ,  $n\alpha$  va  $n\beta$  kattaliklar orasida  $n\alpha < n\beta < n$  tengsizlik bajariladi. Bu esa magnit momentlarning ferrimagnit tartiblanishining paydo bo'lishida gadoliy kichik panjaralarining tugunidagi joylashgan 4f-elektronlarning bilvosita o'zaro ta'sir aniqlovchi rol o'ynaydi. Hisoblash EHM "Matematika-5" dasturida hisoblangan va jadvalda keltirilgan.

### 3.1. Jadval

Gd-Fe sistemasidagi intermetallik birikmalarining molekulyar maydon parametrlari

Birikmalar	$\theta_a, K$	$C \cdot 10^3$ $K \cdot \Gamma^{-1} \cdot \text{cm}^3$	$\chi_0^{-1}$ $\Gamma \cdot \text{cm}^{-3}$	$\theta_0^2 / C(T_c - \theta)$ $\Gamma \cdot \text{cm}^{-3}$	$\sigma$ $K \cdot \Gamma \cdot \text{cm}^{-2}$	$n$ $\Gamma \cdot \text{cm}^{-3}$	$n\alpha$ $\Gamma \cdot \text{cm}^{-3}$	$n\beta$ $\Gamma \cdot \text{cm}^{-3}$	$T_C, K$	$\theta, K$
GdFe <sub>2</sub>	72	24.00	0.003	0.04	0.39	0.382	-0.378	-0.113	757	705
GdFe <sub>3</sub>	145	36.3	0.004	0.035	1.68	0.419	0.133	0.23	753	710
Gd <sub>2</sub> Fe <sub>12</sub>	327	48.8	0.016	0.034	0.75	0.44	0.128	0.168	752	730

### § 3.2. Molekulyar maydon parametrlarini hisoblash dasturi, algoritmi va blok-sxemasi

Ushbu ishda bizlar eng kichik kvadratlar usuli bilan Beysik dasturlash tilida hisoblangan emperik formulalar parametrlarini hisoblashga mo'ljallangan algoritmi va dasturlarni tizish metodikasini keltiramiz.

**Hisoblash algoritmi:**  $Y = Ax + B$ . Asosiy emperik formulaning  $A$  va  $B$  parametrlarini aniqlash uchun qo'yilgan masalani echimining algoritmini tuzamiz. Masalani umumiy holda, ya'ni

$$A = \frac{n \sum_{i=1}^n X_i Y_i - \sum_{i=1}^n X_i \cdot \sum_{i=1}^n Y_i}{n \sum_{i=1}^n X_i^2 - \left( \sum_{i=1}^n X_i \right)^2}$$

$$B = \frac{\sum_{i=1}^n X_i^2 \sum_{i=1}^n Y_i - \sum_{i=1}^n X_i \cdot \sum_{i=1}^n X_i Y_i}{n \sum_{i=1}^n X_i^2 - \left( \sum_{i=1}^n X_i \right)^2} \quad (3.14)$$

Ifodalarni ishlatgan holda xal qilamiz.

Quyidagi algoritmi tuziladi:

1. O'lchash soni  $n$  va eksperimental kattaliklarni  $X_i, Y_i (i = \overline{1, n})$ .
2.  $\sum_{i=1}^n X_i, \sum_{i=1}^n Y_i, \sum_{i=1}^n X_i Y_i, \sum_{i=1}^n X_i^2$  summalarni hisoblash.
3.  $A$  va  $B$  parametrlarini hisoblash.
4. Hisoblash formulalar parametrlarini aniqlash.
5. O'rta arifmetik hatoliklarni hisoblash.
6. Hisoblangan natijalarni chiqarish.

Algoritmi va dasturni kompakt yozishi uchun quyidagi qisqartmalarni qiritamiz:

$$XX = \sum_{i=1}^n X_i, \quad YY = \sum_{i=1}^n Y_i, \quad XY = \sum_{i=1}^n X_i Y_i, \quad X2 = \sum_{i=1}^n X_i^2.$$



Konkretlashtirish maqsadida hisoblash formulaning parametrlarini aniqlaymiz. Dastlabki parametrlar – bu o’rganilayotgan namunalarning Kyuri-Veyss doimiysi (C) va Kyuri paramagnet temperaturasi ( $\theta_p$ ). Keyin, C ning qiymatidan bir atomga to’g’ri keladigan, Bor magnetoni birligiga teng bo’lgan effektiv magnet momentini quyidagi formula orqali hisoblaymiz :

$$\mu_{eff} = 2.83\sqrt{C \cdot M} \quad (3.15)$$

A va B parametrlarni hisoblashlari quyidagi formulalar orqali amalga oshiriladi (belgilashlarni kiritganimizdan so’ng)

$$A = \frac{n \cdot XY - XX \cdot YY}{n \cdot X^2 - (XX)^2}$$

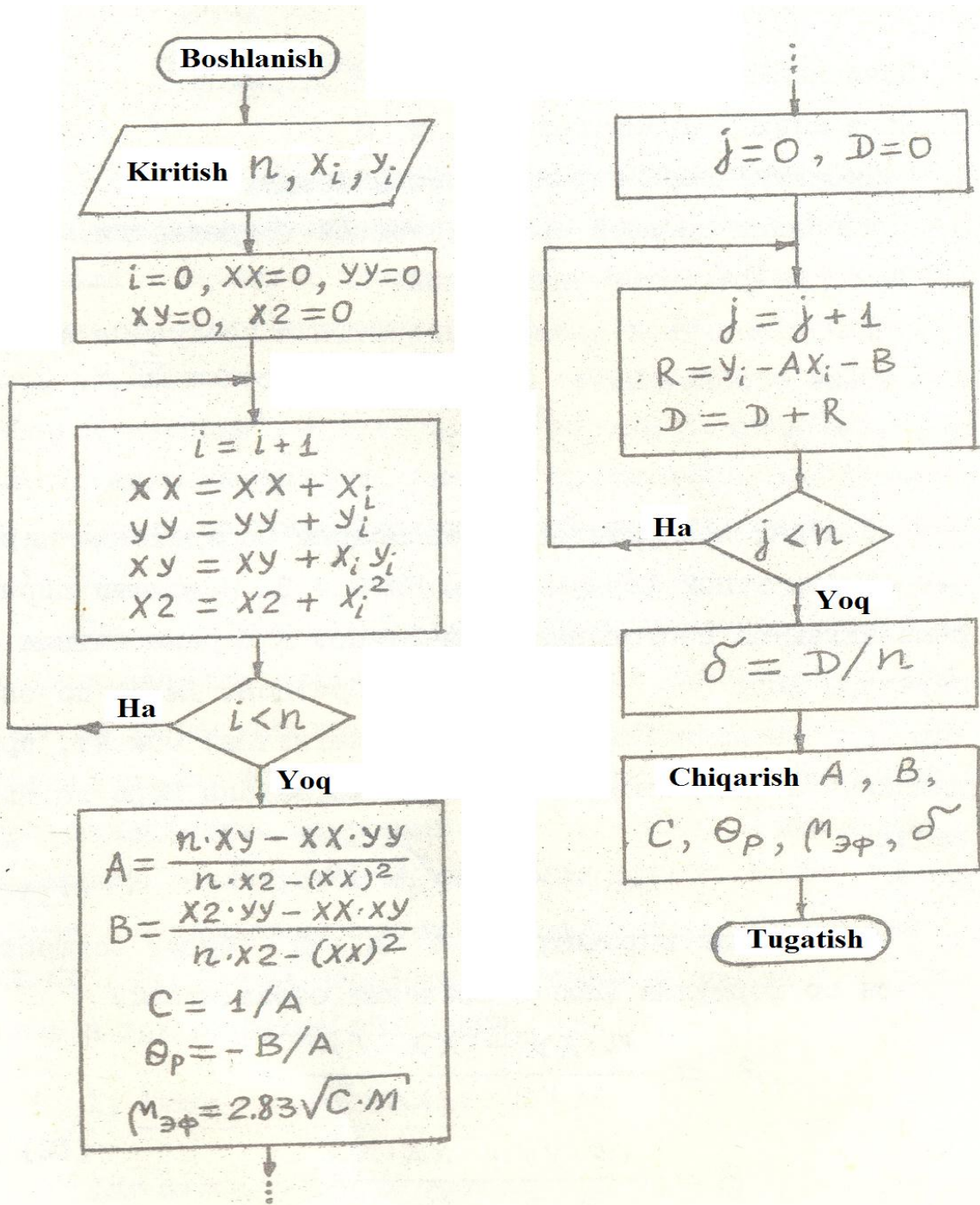
$$B = \frac{X^2 \cdot YY - XX \cdot XY}{nX^2 - (XX)^2} \quad (3.16)$$

O’rta arifmetik hattolik  $T = AX + B$  emperik bog’lanish grafigidan eksperimental nuqta qanchaga chetlanganligini belgilaydi. O’rta arifmetik hattolik  $\delta$  quyidagi formula orqali aniqlanadi:

$$\delta = \frac{\sum_i^n (Y_i - T_i)}{n} \quad (3.17), \quad \text{bu erda} \quad T_i = AX_i + B \quad (3.18)$$

A, B, C,  $\theta_p$ ,  $\mu_{eff}$ ,  $\delta$  qiymatlari pechatdan chiqariladi.

Gd-Ni sistemasidagi intermetallik birikmalarining molekulyar maydon parametrlarini hisoblash algoritmnining blok-sxemasi keltirilgan.



**Rasm 3.2.** Gd-Ni sistemasidagi intermetallik birikmalarining molekulyar maydon parametrlarini hisoblash algoritmining blok-sxemasi

## Hisoblashlarning BEYSIK tilidagi dasturi

```
10 Rem MNK
20 INPUT "Eksperimental ma'lumotlar soni"; N
30 DIM X(N), Y(N)
40 PRINT " X(I) va Y(I) qiymatlarini kiriting" ; PRINT
50 FOR I = 1 TO N
60 PRINT "X('I') =": X(I)
70 PRINT "Y('I') =": Y(I)
80 NEXT
90 XX = 0 ; YY = 0; XY = 0; X2 = 0
100 FOR I = 1 TO N
110 XX = XX + X(I): X2 = X2 + X(I)^2
120 YY = YY + Y(I): XY = XY + X(I) * Y(I)
130 NEXT
140 A = (N * XY - XX*YY)/(N*X2 - XX^2)
150 B = (X2 * YY - XX* XY)/(N*X2-XX^2)
160 C = 1/A: TETA = - B/A
170 MEF = 2.83*SQR (C*158.924)
180 FOR I=1 TO N
190 R = Y(I) - A * X(I) - B
200 D = D + R
210 NEXT
220 DELTA = D/N
230 PRINT "-----"
240 PRINT "! N !      X  !   Y    !"
250 PRINT "-----"
260 FOR I=1 TO N
270 PRINT " " I ; " " X(I), " " Y(I) "
```

```

280 NEXT
290 PRINT "-----"
300 PRINT : PRINT
310 PRINT " A = " ; A: PRINT
320 PRINT " B = " ; B: PRINT
330 PRINT " C = " ; C: PRINT
340 PRINT " TETA = " ; TETA : PRINT
350 PRINT " MEF = " ; MEF; "Bor magnetoni" : PRINT
360 PRINT " DELTA = " ; DELTA
370 LPRINT "-----"
380 LPRINT "! N!      X  !   Y    !"
390 LPRINT "-----"
400 FOR I=1 TO N
410 LPRINT " " I ; " " X(I), " " Y(I) "
420 NEXT
430 LPRINT "-----"
440 LPRINT : LPRINT
450 LPRINT " A = " ; A: LPRINT
460 LPRINT " B = " ; B: LPRINT
470 LPRINT " C = " ; C: LPRINT
480 LPRINT " TETA = " ; TETA : LPRINT
490 LPRINT " MEF = " ; MEF; "Bor magnetoni" : LPRINT
500 LPRINT " DELTA = " ; DELTA
510 END

```

### § 3.2. Gd-Ni intermetallik birikmalar uchun almashinuv ta'sir tabiyati.

Gd-Ni intermetallik birikmalar uchun almashinuv ta'sir o'zaro ta'sizlarni ucti turi bilan aniqlanadi:

- a) **Gd-Gd o'zaro ta'sir.** Ushbu ta'sir quyidagi birikmalarda o'ta kuchsiz deb hisoblanadi; bu bilvosita o'zaro ta'sir mexanizmi bo'yicha o'tuvchi elektronlar qutblanishi orqali amalgam oshiriladi, ya'ni u o'tuvchi elektronlar orqali bilvosita o'zaro ta'sir demakdir. Gd-Gd o'zaro ta'sir xarakteri shuni takidlaydiki, yuqorida aytib o'tilgan birikmalarda kamyob yer ionlarni kontsentratsiyasi yuqori bo'lganda, hamda toza kamyob yer metallarda ushbu energiya De-Jann faktori va o'tuvchi elektronlar kontsentratsiyasidan chiziqli bog'liqdir.
- b) **Ni-Ni o'zaro ta'sir.** Gd-Ni birikmalarda temir ionlarning kontsentratsiyasi yuqori bo'lganda Fe-Fe o'zaro ta'sir amalgam oshadi. Atomlarning 3d - to'lqin funktsiyalarini kesishlari natijasida Geyzinbergning to'g'ri almashinuvini qo'llanilishi bu eda mos kelmasligi mumkin. Lokallashgan holatni tuzishning qiyinchiliklaridan biri ushbu magnetiklarda atom magnet momentlarini qasrli qiymatlari, ya'ni 3d-atomlarning tirli elektron holatlarni aralashmalari mavjidligi. Aralashmali 3d- holatlarda  $J_{dd}$  o'zaro integral qiymatini hisoblashlari shini ko'rsatadiki, bu kattalik yoki manfiy, yoki musbat qiymatga ega, ammo talabga ko'ra bir tartibga kam. Ushbu natija 3d-metallar va qotishmalar uchun lokallashgan holat modeli asslarini inkor etadi.

Ammo Stoner-Volfartning kollektivlashgan elektronlar modeli ham mavjud. Ushbu modelda 3d- elektronlar butunlay kollektivlashgan deb hisoblanadilar. Bu modelda ferromagnetizmni paydo bo'lishi, magnit tartiblashishni hosil quluvchi elektronlarning kinetik energiyalarining oshishi ularning magnit holatga o'tayotganda almashinuv energiyasi bilan kompensatsiyalanishi kerak. Stoner-Volfart modeli mukammal model emas va u yordamida 3d- atomlarning ko'p lokallashgan magnit momentini

mavjudligini izohlash kiyin. Shuni takidlash lozimki, juda ko'p bo'lmagan lokallashgan momentlar ushbu model doirasida mavjud bo'lishi mumkin. Fridel shuni ko'rsatdiki, spontan paydo bo'lgan kichik lokal elektron qutblanish Fermi yuzasi yaqinida holatlarni yuqori zifligida turg'un bo'lishi mumkin. Ushbu elektron qutblanishi fazoviy birjinsli emasdir. Fridelning fikrlari o'tuvchi elektronlarning bilvosita o'zaro almashnuv fikrlari bilan o'xshash, lekin 3d-metallarda 3d-elektronlarni almashnuvi aynan shu zona elektronlari orqali amalga oshadi.

Gibrid modellar ham mavjud, masalan sakrab o'tuvchi elektronlar modeli va h.z. Ammo bu modellar ham Me-Me o'zaro ta'sir tabiyatini tushuntira olmaydi.

c) **Gd-Ni o'zaro ta'sir.** Gd-Ni intermetallik birikmalarda R-Fe elektronlar almashnuviga Kyuri nuqtasi sezilarli ta'sir qo'shadi. Gd-Ni o'zaro ta'sir tabiyati Fe-Fe o'zaro ta'sirga nisbatdan o'ta mukammalroq. Chunki bunda atomlarning birdaniga ikkita turi qatnashadi: lokallashgan va qisman lokallashmagan magnitoaktiv elektronlar. Shu sababdan bu holatda 4f- va 3d-elektronlarning o'zaro to'g'ridan-to'g'ri ta'siri bilan bog'lash mumkin, yoki o'tuvchi elektronlarning qutblanishi orqali 4f- va 3d- elektronlarni bilvosita o'zaro ta'sir bilan bog'lash mumkin. Olimlar ko'pincha keyingi modelni ma'qullashadi, chunki hamma R-Me (Me- Fe, Co, Ni) intermetallik birikmalar uchun  $T_C$  qiymati R - atom tipidan bog'liq.

### **III Bob bo'yicha xulosa**

Gd-Ni sistemasi intermetallik birikmalarida magnet struktura hosil bo'lishida panjara osti o'zaro ta'sirlarning tipi aniqlandi. Bunda asosan Gd-Ni birikmalarida, kichik panjaralar orasidagi Gd-Ni o'zaro ta'sir kichik panjaralardagi Gd-Gd yoki Fe-Fe o'zaro ta'sirlardan ko'ra kuchliroqdir.

### **X U L O S A**

Malakaviy bitiruv ishda bajarilgan ishlarni umumlashtirib quyidagicha xulosalar qilish mumkin:

1) Gd-Ni sistemasi intermetallik birikmalarining magnit qabul qiluvchanligining temperaturaga bog'liqligi natijalari tahlil qilindi va o'rganildi;

2) Gd-Ni sistemasi magnit qabul qiluvchanligi natijalariga Neelning molekulyar maydon nazariyasini qo'llab, ushbu namunalarda uchun molekulyar maydon parametrlari hisoblandi;

3) Gd-Ni sistemasi intermetallik birikmalarida magnet struktura hosil bo'lishida panjara osti o'zaro ta'sirlarning tipi aniqlandi. Bunda asosan Gd-Ni birikmalarida, kichik panjaralar orasidagi Gd-Ni o'zaro ta'sir kichik panjaralardagi Gd-Gd yoki Ni-Ni o'zaro ta'sirlardan ko'ra kuchliroqdir.

## Адабиётлар

1. Д.Гуденаф. "Магнетизм и химическая связь". Издательство Металлургия. М.: 1968, 328 с.
2. С. Вонсовский. Магнетизм. Наука. М -1971.
3. Л. Неель. Магнитные свойства ферритов, ферромагнетизм и антиферромагнетизм. – В кн.: Антиферромагнетизм. – Сб.статей под редакцией С.В.Вонсовского, М.; Издательство ИЛ, 1956, с.56-84.
4. Боков. Физика магнетиков. Санкт Петербург 2004.
5. О.К.Кувондиқов, Х.О.Шакаров. Методы измерения некоторых физических величин в общем курсе физики. Самарканд.
6. В.А.Буравихин, В.А.Егоров. Кристаллическая структура редкоземельных интерметаллидов. Иркутск 1976, 280 с.
7. К.Тейлор. Интерметаллические соединения редкоземельных металлов. – М.; Мир, 1974, -224 с.
8. К.П. Белов. Редкоземельные магнетики и их применение. Издательство «Наука» М-1980, 240с.
9. О.К.Кувондиқов, Х.О.Шакаров, М.К.Салахитдинова. Магнитные свойства интерметаллических соединений РЗМ с переходными металлами. Узбекский физический журнал, № 5, 1998, 53-62с.
10. О.К.Kuvandikov, Н.О.Shakarov, D.A.Saifullaeva, M.K.Salakhitdinova Investigations of magnetic properties of compounds of rare-earth metals with metals of iron groups in the range of solid-liquid phase transition. The Physics of Metals and Metallography, vol.93, suppl.1, 2002