

-44

Predmet: Kvantna mehanika

Predmetni nastavnik: Dr. Bratislav TOŠIĆ

D I P L O M S K I R A D

Tema:

ANALIZA MAGNETNIH FILMOVA NA NISKIM TEMPERATURAMA

MARINKOV S. Vladan

U preučavanju, analizi i obradi materijala za svoj
diplomski rad, imao sam stalnu pomoć i nadzor svog
profesora, Dr. Bratislava Tešića, na čemu mu se i ovom
prilikom iskreno zahvaljujem.



U V O D

Cilj ovoga rada je da se ispitaju svojstva feromagnetika sa narušenom translacionom simetrijom. Istraživanja magnetnih fenomena u polubeskonačnim kristalima izvršena su u REF./1/. Ovde će biti obradjen slučaj magnetnih lanaca male dužine, magnetnih traka male širine i magnetnih ploča male debljine. U osnovi ovih istraživanja leži fizička činjenica da se magnetni momenti slobodnih atoma i tih istih atoma vezanih u kristal znatno među sebi razlikuju. Na osnovu ovoga pretpostavlja se da se magnetni momenti poluslobodnih atoma na graničnim površinama razlikuju od magnetnih momenata atoma u unutrašnjosti kristala i teorija je izvedena na bazi ove pretpostavke. Ovakva pretpostavka nužne zahteva prisustvu spoljašnjeg magnetnog polja. U slučaju da polja nema, teorija ovakvih struktura mora ići sasvim drugim putem od ovde izloženog i bazirati na promeni integrala izmene između površinskih atoma u odnosu na integrale izmene u zapremini.

GLAVA I

FEROMAGNETICI NA NISKIM TEMPERATURAMA

I.1. O magnetizmu uopšte

I.2. Blohova aproksimacija

I.3. Zakon disperzije za magnone i termodinamičke karakteristike na niskim temperaturama



I.1. O MAGNETIZMU UOPŠTE

Podelu magnetnih materijala možemo izvršiti na osnovu veličine i znaka magnetne susceptibilnosti. Magnetna susceptibilnost je koeficijent proporcionalnosti izmedju magnetnog momenta kristala \vec{M} i spoljašnjeg magnetnog polja \vec{H} . Za slučaj paralelne orijentacije polja i magnetnog momenta, magnetna susceptibilnost je skalar i veza izmedju polja i momenta se može napisati kao :

$$M = \chi H \dots . I.1.1.$$

Ako je susceptibilnost χ negativna, onda je magnetni materijal dijamagnetik. U slučaju pozitivne, veoma male susceptibilnosti materijal je paramagnetik a u slučaju pozitivne i velike susceptibilnosti, materijal je feromagnetik.

Ova fenomenološka podela magnetnog materijala, mada je dovoljno gruba, ipak deli magnetne materijale u tri bitno različite klase. Finiju podelu možemo izvršiti tek posle mikroskopske analize kristala i njegovih sastavnih elemenata ali je za to prethodno potrebno objasniti prirodu magnetizma.

Prva teorija, koju je dao Weber, sadrži u sebi ideju o tome da magnet predstavlja skup nekih uređjenih elementarnih magneta a da su sve magnetne pojave posledica "razuredjenja" tog skupa. Nedostatak Weberove teorije svakako je to, što se u njoj ne sadrži objašnjenje suštine tih elementarnih magneta na osnovu atomske strukture sastavnih delova kristala. Ono što je dobro u ovoj teoriji i što je ostalo kao osnova savremenih ideja o magnetizmu je ideja o magnetu kao sistemu uređjenih elemenata. Sa teorijske tačke gledišta, svi fenomeni magnetizma mogu da se tretiraju metodama "order - disorder" teorija.

Na osnovu eksperimentalnih podataka, danas je nepobitno utvrđeno da su za pojave magnetizma odgovorni elektroni $3d$ nepopunjениh ljudski kod Fe, Co, Ni i elektroni $4f$ ljudski kod Lantanida. Takodje se zna da za magnetne fenomene bitan značaj imaju spinovi ovih elektrona. Eksperimenti pokazuju da elektroni pomenutih nepopunjениh ljudski, kada su atomi vezani u kristal, obrazuju jedan efektivni spin koji ne mora da bude suma spinova svih elektrona u nepopunjenoj ljudsci. Ovaj efektivni spin se za svaki materijal određuje eksperimentalno.

Savremene teorije magnetizma baziraju se na hipotezi da su upravo ovi efektivni spinovi onaj skup uredjenih elemenata, koji odgovara Veberovim elementarnim magnetima i ovakva hipoteza dobila je dovoljan broj eksperimentalnih potvrda. Veći problem za savremenu teoriju magnetizma predstavljal je pitanje prirode interakcije izmedju ovih spinova. Prva ideja bila je da se ove interakcije shvate kao dipol-dipolne interakcije magnetnih momenata. Ispostavilo se medjutim, da konstanta interakcije kod dipol-dipolne interakcije iznosi oko 10 Boltzmanovih konstanti, dok su tačke prelaza za feromagnetike: reda 100 za Lantanide i 1000 Boltzmanovih konstanti za Fe, Co, Ni. Pošto interakcije dovode do uredjenosti skupa spinova, očigledno je, da će tačka prelaza biti na onoj temperaturi kada su topotni kvanti istog reda veličine kao i konstanta interakcije izmedju spinova. Tada će se magnetna rešetka razgraditi. Na osnovu ovoga sasvim je jasno da ako bi dipol-dipolne interakcije bile one interakcije koje uredjuju sistem spinova, mi ne bismo imali ni jedan magnetni materijal sa tačkom prelaza višom od $10^9 K$, a ovo opet protivureči navedenim eksperimentalnim podacima.

Zbog toga se došlo na ideju da su sile interakcije izmedju spinova čisto kvantnomehaničkog porekla i da dolaze usled činjenice da elektrone ne možemo medjusobno razlikovati i da oni moraju zbog Paulijevog principa biti opisani antisimetričnim funkcijama. Matrični element energije interakcije usled antisimetrizacije talasnih funkcija elektrona dobija jedan dopunski član, / u odnosu na klasični izraz / koji se zove energija izmene. Uz pretpostavku da elektroni deluju Kulonovskim silama, ocenjeno je da je ova energija izmene reda veličine 100 do 1000 Boltmanovih konstanti, pa prema tome, ovakva hipoteza odgovara eksperimentalnim podacima, koje dobijamo na osnovu ispitivanja tačaka prelaza. Rezime svega ovoga je da je magnet sistem uredjenih spinova, koji izmedju sebe interaguju kvantnomehaničkim silama izmene. Na apsolutnoj nuli, svi spinovi u kristalu su paralelni medjusobno i taj pravac u kome su svi oni upereni, naziva se osa kvantizacije magneta. Povišenjem temperature ili nekim mehaničkim dejstvom, ovaj sistem spina se " razuredjuje " tj. počinje da se otklanja od prvobitnog pravca. Na temperaturi prelaza, statistički posmatrano, svi spinovi imaju \vec{z} komponentu u pravcu ose kvantizacije ravnu nuli.

Na osnovu ovakve predstave o magnetizmu, može se izvršiti i finija podela magnetnih materijala nego što je fenomenološka podela, koja je na početku ovog paragrafa navedena. Mi ćemo ovde navesti tu finiju podelu za feromagnetne materijale. Ako magnetni kristal ima prostu rešetku / elementarna ćelija sadrži samo jedan spin / onda se takav materijal naziva feromagnetički. Ako magnetni kristal ima složenu elementarnu ćeliju, onda se očigledno magnetni kristal sastoji od više magnetnih

podrešetki obrazovanih od spinova. Ako se kristal sastoji od dve podrešetke sa jednakim ali antiparalelnim spinovima, onda se takav sistem naziva antiferomagnetik. U najopštijem slučaju nekoliko podrešetki sa spinovima različitih veličina i različitih orijentacija po podrešetkama magnetni materijal se naziva ferimagnetik. Specijalan slučaj feromagnetika kada su spinovi u svim podrešetkama među sobom paralelni naziva se feromagnetički podrešetki.

Hamiltonian feromagnetika / mi ćemo se u daljem zadržati samo na ovom tipu magnetnih struktura / može se dobiti na osnovu sledećih opštih razmatranja. Ako sa \vec{n} i \vec{m} obeležimo dva čvora rešetke i sa $\hat{\vec{S}_n}$ i $\hat{\vec{S}_m}$ spinove u ovim čvorovima, onda energija interakcije između spinova u ova dva čvora, pošto je energija skalar mora biti proporcionalna skalarnom produktu ova dva spina, tj,

$$\hat{H}_{\vec{n}\vec{m}} = -\frac{1}{2} I_{\vec{n}\vec{m}} \hat{\vec{S}_n} \hat{\vec{S}_m}$$

Faktor proporcionalnosti $I_{\vec{n}\vec{m}}$ je kao što smo videli posledica sila izmene i naziva se integral izmene. Znak minus uvodi se po konvenciji da bi energija osnovnog stanja sistema bila negativna a faktor $\frac{1}{2}$ stavlja se zbog toga što spinovi na mestu "n" interaguju u smeru \vec{m} silom iste veličine kao i spin na mestu "m" u pravcu \vec{n} . Prema tome bez faktora $\frac{1}{2}$ energija bi bila udvojena. Zbog ove simetrije očigledno je da važi :

$$I_{\vec{n}\vec{m}} = I_{\vec{m}\vec{n}} \dots \text{ I. 1. 2.}$$

Mada se integrali izmene mogu računati na osnovu poznavanja talasnih funkcija elektrona nepotpunjenih ljudski, do danas svi pokušaji u ovom smislu nisu dali zadovoljavajuće rezultate zbog jake deformisanosti talasnih funkcija elektrona nepotpunjenih ljudski. Kraće rečeno do danas ni jedan pokušaj modeliranja ovih talasnih funkcija nije dao zadovoljavajući rezultat za vrednost integrala izmene. Zbog toga se integrali izmene u teoriji uzimaju kao fenomenološki parametri reda veličine 100 do 1000 Boltmanovih konstanti. Takođe se smatra na osnovu eksperimentalnih istraživanja da integrali izmene eksponencijalno opadaju sa povećanjem rastojanja $|\vec{n} - \vec{m}|$, što znači da je u teoriji magnetizma aproksimacija najbližih suseda vrlo dobra aproksimacija.

Videli smo da je energija interakcije dva spina na dva različita čvora veličina $H_{\vec{n}\vec{m}}$. Očigledno da ako veličine $H_{\vec{n}\vec{m}}$ sumiramo po svim čvorovima kristala onda dobijamo Hamiltonijan celog kristala. Prema tome Hamiltonijan feromagnetika ima oblik:

$$\hat{H} = -\frac{1}{2} \sum_{\vec{n}\vec{m}} I_{\vec{n}\vec{m}} \hat{\vec{S}}_{\vec{n}} \hat{\vec{S}}_{\vec{m}} \dots \quad I.1.3.$$

Ako se sistem nalazi u spoljašnjem magnetnom polju \mathcal{H} onda atom u svakom čvoru „n“ dobija dodatnu energiju: $-\mu S_n^z \cdot \mathcal{H}$, gde je μ magnetni moment atoma u Bohrovim magnetonima. Napisan ovako, ovaj izraz označava da smo za osu kvantizacije izabrali \vec{z} osu i da u osnovnom stanju svi spinovi imaju projekciju S^z ravnu intenzitetu spina S . Za ceo kristal dodatna energija biće suma članova $-\mu S_n^z \cdot \mathcal{H}$ po svim čvorovima \vec{n} , tj.:

$$\delta H = -\mu \hbar \sum_{\vec{n}} S_{\vec{n}}^z \dots \text{I. 1.4.}$$

Prema tome kompletan Hamiltonijan sistema biće:

$$\hat{H} = -\mu \hbar \sum_{\vec{n}} S_{\vec{n}}^z - \frac{1}{2} \sum_{\vec{n} \vec{m}} I_{\vec{n} \vec{m}} \hat{S}_{\vec{n}} \hat{S}_{\vec{m}} \dots \text{I. 1.5.}$$

Ovakav Hamiltonijan sistema feromagnetika naziva se Hajzenbergov model. Naša dalja istraživanja biće ogranicena na gore navedeni model, tj, na tzv Hajzenbergov izotropni feromagnetik.

I.2. BLOHOVA APROKSIMACIJA

Kao što smo rekli u osnovnom stanju \neq projekcije svih spinova u kristalnoj rešetci imaju vrednost ravnu intenzitetu spina S . Pri povišenju temperature \neq projekcije se otklanaju / odstupaju / od ove maksimalne vrednosti. Ako je intenzitet spina S , onda \neq projekcija može da ima samo $2S+1$ vrednost i to : $S, S-1, \dots, -S+1, -S$.

Znači za izučavanje pojava u feromagnetu treba tačno odrediti veličinu ovih otklanjanja kao funkciju temperature ili onog uzroka koji je doveo do otklanjanja projekcije od njihovih maksimalnih vrednosti. Kao što je poznato operatori :

$$\left. \begin{array}{l} S^+ = S^x + i S^y \\ S^- = S^x - i S^y \end{array} \right\} \dots \text{I. 2.1.}$$

menjaju veličinu \neq projekcije spina za jedinicu i to tako što S^+ povećava \neq projekciju, a S^- smanjuje \neq projekciju.

Na osnovu opštih komutacionih relacija za komponente momenata može se pokazati da za operatore S^+ i S^- važe sledeće komutacione relacije:

$$[S_{\vec{n}}^+, S_{\vec{m}}^-] = 2S_{\vec{n}}^z \delta_{\vec{n}\vec{m}} \dots \quad \text{I.2.2.}$$

Pošto se fizički procesi u feromagnetiku sastoje od smanjivanja i povećavanja S^z projekcije, potpuno je logično da Hamiltonijan I.1.5 treba izraziti preko operatora koji menjaju vrednost S^z projekcije, a to su operatori S^+ i S^- . Ono što se može meriti je odstupanje S^z projekcije od njene maksimalne vrednosti, a mera ovog odstupanja je očigledno operator $S - S^z$. Prema tome mi ćemo Hamiltonijan I.1.5 transformisati tako da u njemu figurišu samo operatori S^+ , S^- i $S - S^z$. Transformaciju ćemo izvršiti na sledeći način:

$$\hat{\vec{S}}_{\vec{n}} \hat{\vec{S}}_{\vec{m}} = S_{\vec{n}}^x S_{\vec{m}}^x + S_{\vec{n}}^y S_{\vec{m}}^y + S_{\vec{n}}^z S_{\vec{m}}^z$$

Pošto je na osnovu I.2.1

$$S_{\vec{n}}^x = (S_{\vec{n}}^+ + S_{\vec{n}}^-) \frac{1}{2} ; \quad S_{\vec{n}}^y = \frac{1}{2i} (S_{\vec{n}}^+ - S_{\vec{n}}^-)$$

onda se može pisati, obzirom da je $\vec{n} \neq \vec{m}$:

$$\begin{aligned} \hat{\vec{S}}_{\vec{n}} \hat{\vec{S}}_{\vec{m}} &= \frac{1}{2} (S_{\vec{n}}^- S_{\vec{m}}^+ + S_{\vec{m}}^- S_{\vec{n}}^+) + S^2 - S(S - S_{\vec{n}}^z) - \\ &- S(S - S_{\vec{m}}^z) - (S - S_{\vec{n}}^z)(S - S_{\vec{m}}^z) \end{aligned}$$

a takodje i :

$$\mu \mathcal{H} S_{\vec{n}}^z = \mu \mathcal{H} [S - (S - S_{\vec{n}}^z)]$$

Pošte su integrali izmene $I_{\vec{n}\vec{m}}$ kao što smo već napomenuli funkcije razlike $|\vec{n} - \vec{m}|$, kompletan Hamiltonijan posle sumiranja gornjih izraza možemo napisati kao:

$$H = H_0 + H_2 + H_4 \quad \dots \quad I.2.3.$$

gde je

$$H_0 = -\mu \mathcal{H} S N - \frac{1}{2} S^2 J_o N \quad \dots \quad I.2.4.$$

$$H_2 = (\mu \mathcal{H} + S J_o) \sum_{\vec{m}} (S - S_{\vec{m}}^z) - \\ - \frac{1}{2} \sum_{\vec{n}\vec{m}} I_{\vec{n}\vec{m}} S_{\vec{m}}^- S_{\vec{m}}^+ \quad \dots \quad I.2.5.$$

$$H_4 = -\frac{1}{2} \sum_{\vec{n}\vec{m}} I_{\vec{n}\vec{m}} (S - S_{\vec{n}}^z)(S - S_{\vec{m}}^z) \quad \dots \quad I.2.6.$$

$$J_o = \sum_{\vec{n}} I_{\vec{n},0} \quad \dots \quad I.2.7.$$

U ovim formulama N predstavlja ukupan broj atoma u kristalu.
Veličina H_0 je energija osnovnog stanja feromagnetika.

Na osnovu I.2.2 vidi se da spinski operatori nezadovoljavaju ni bezonske ni fermionske komutacione relacije. Blohova aproksimacija sastoji se u tome da se spinski operatori zamene Beze operatorima B^+ i B^- i to na sledeći način:

$$S^+ = \sqrt{2S} B^-; \quad S^- = \sqrt{2S} B^+; \quad S - S^z = B^+ B^- \quad \dots \quad I.2.8.$$

Osim toga iz Hamiltonijana I.2.3 izbacuje se član H_4 . Prema tome Hajzenbergov model u Blohevoj aproksimaciji predstavlja

jedan ekvivalentni Bozonski Hamiltonijan feromagnetika koji na niskim temperaturama tj, tada kada je broj eksitacija u sistemu mali dobro zamenjuje stvarni Hamiltonijan I.2.3.

Na osnovu formule I.2.8 možemo oceniti valjanost Blohove aproksimacije. Obzirom da je maksimalna vrednost \hat{S} projekcije ravna S , a minimalna - $-S$ očigledno je da je operator $S-S^{\hat{z}}$ sa sledećim vrednostima:

$$0, 1, 2, \dots, 2S$$

Sa druge strane Bozonski okupacioni broj B^+B kojim je zamenjen operator $S-S^{\hat{z}}$ uzima vrednosti:

$$0, 1, 2, \dots, \infty$$

Odavde je jasno da sve dok je broj Bozona manji ili najviše jednak $2S$, operator $S-S^{\hat{z}}$ na osnovu I.2.8 uzima pravilne vrednosti $0, 1, 2, 3, 4, \dots, 2S$. Za vrednosti $B^+B > 2S$ mi dobijamo za operator $S-S^{\hat{z}}$ nepostojeće vrednosti $2S+1, 2S+2, \dots, \infty$. Pošto se ekscitiranost magnetnog kristala defakto meri brojem Bozona u njemu, očigledno je da dok je sistem slabo eksitiran / niske temperature / okupacioni Bozonski brojevi uzimaju najniže vrednosti $0, 1, 2$ pa je prema tome na niskim temperaturama Blohova aproksimacija dobra aproksimacija. Na višim temperaturama, kada je sistem jako eksitiran, Bozonski okupacioni broj uzima visoke vrednosti, a to nas vodi na nefizičke vrednosti operatora $S-S^{\hat{z}}$ / te vrednosti su $2S+1, 2S+2, 2S+3$, itd /, pa prema tome na visokim temperaturama Blohova aproksimacija ne sme da se primenjuje.

Pošto ćemo ispitivati osobine feromagnetika na niskim temperaturama, mi ćemo dalje raditi sa Hamiltonijanom I.2.4 u Blohevoj aproksimaciji, tj, sa Bozenskim Hamiltonijanom:

$$H_2 = (\mu \mathcal{K} + S J_0) \sum_{\vec{n}} \vec{B}_{\vec{n}}^+ \vec{B}_{\vec{n}} - S \sum_{\vec{n} \vec{m}} I_{\vec{n} \vec{m}} \vec{B}_{\vec{n}}^+ \vec{B}_{\vec{m}} \dots \text{I.2.9.}$$

I.3. ZAKON DISPERZIJE ZA MAGNONE I TERMODINAMIČKE KARAKTERISTIKE NA NISKIM TEMPERATURAMA

Eksitacija u feromagnetiku može se slikevito predstaviti na sledeći način. Jedan od spinova u skupu gde su svi oni paralelni usled povećanja temperature ili nekog spoljnog mehaničkog uzroka promeni svoju \nparallel projekciju. Pošto su u kristalu spinovi medju sobom povezani silama izmene, eksitacija jednog spina prenese se na susedni spin sa ovog opet na sledeći i tako posle izvesnog vremena svi spinovi u sistemu manje ili više otklone svoju \nparallel projekciju od njene maksimalne vrednosti. Ovakav talas "zaljuljanih" spinova naziva se spinski talas i predstavlja eksitaciju vezanog kolektiva spinova. Na osnovu ove predstave eksitacije u feromagnetiku nazivaju se spinski talasi ili magnoni. Energija spinskog talasa zavisi od njegovog impulsa / kvazi-impulsa kristalne rešetke / i prvi zadatak teorije je da se ova zavisnost pronadje. Zavisnost energije od impulsa naziva se zakon disperzije.

Da bi smo našli zakon disperzije mi ćemo Hamiltonian I.2.9 dijagonalizovati prelazeći od Boze operatora u prostoru rešetke $\vec{B}_{\vec{n}}^+$ i $\vec{B}_{\vec{n}}$ na Boze operatora u prostoru recipročne rešetke $\vec{B}_{\vec{K}}^+$ i $\vec{B}_{\vec{K}}$ / \vec{K} -talasni vektor / Furije transformacijom:

$$\vec{B}_{\vec{n}} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{\vec{K}} \vec{B}_{\vec{K}} e^{i \vec{K} \vec{n}} ; \quad \vec{B}_{\vec{n}}^+ = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{\vec{K}} \vec{B}_{\vec{K}}^+ e^{-i \vec{K} \vec{n}} \dots \text{I.3.1.}$$

Zamenom I.3.1 u I.2.9 dobijamo:

$$H_2 = \frac{\mu\hbar + SJ_o}{N} \sum_{\vec{K}\vec{K}'} B_{\vec{K}'}^+ B_{\vec{K}} \sum_{\vec{n}} e^{i\vec{n}(\vec{K}-\vec{K}')} - \\ - \frac{S}{N} \sum_{\vec{K}\vec{K}'} B_{\vec{K}'}^+ B_{\vec{K}} \sum_{\vec{n}\vec{m}} I_{\vec{n}-\vec{m}} e^{i(\vec{K}\vec{m}-\vec{K}'\vec{m})}$$

Dalje imamo:

$$\sum_{\vec{n}\vec{m}} I_{\vec{n}-\vec{m}} e^{i\vec{K}\vec{m}-i\vec{K}'\vec{m}} = \sum_{\vec{e}} I_{\vec{e}} e^{-i\vec{K}\vec{e}} \sum_{\vec{n}} e^{i\vec{n}(\vec{K}-\vec{K}')}$$

$$\vec{n}-\vec{m} = \vec{e}$$

Uvedimo oznaku:

$$\sum_{\vec{e}} I_{\vec{e}} e^{-i\vec{K}\vec{e}} = \sum_{\vec{n}} I_{\vec{n},0} e^{-i\vec{K}\vec{n}} = J_{\vec{K}} \dots \text{I.3.2.}$$

i pošto je:

$$\sum_{\vec{n}} e^{i\vec{n}(\vec{K}-\vec{K}')} = N \delta_{\vec{K},\vec{K}'}$$

dobijamo konačno:

$$H_2 = \sum_{\vec{K}} [\mu\hbar + SJ_o - SJ_{\vec{K}}] B_{\vec{K}}^+ B_{\vec{K}} \dots \text{I.3.3.}$$

Zakon disperzije je energija na jednu kvazičesticu pa prema tome zakon disperzije ćemo dobiti kao parcijalni izvod H_2 po okupacionom broju $B_{\vec{K}}^+ B_{\vec{K}}$ tj,

$$\frac{\partial H_2}{\partial B_{\vec{K}}^+ B_{\vec{K}}} = E_{\vec{K}} = \mu\hbar + S(J_o - J_{\vec{K}}) \dots \text{I.3.4.}$$

Za trodimenzionalni kristal preste kubne strukture u apreksijaciji najbližih suseda je očigledno:

$$J_0 = 6I ; \quad J_{\vec{K}} = 2I(\cos K_x a + \cos K_y a + \cos K_z a) \dots I.3.5.$$

gde je I vrednost integrala izmene za najbliže susede i konstanta rešetke. Prema tome izraz I.3.4 možemo napisati kao:

$$E_{\vec{K}} = \mu H + 6SI - 2SI(\cos K_x a + \cos K_y a + \cos K_z a) \dots I.3.6.$$

Za male talasne vektore svaki od kosinusa možemo da razvijemo u red po formuli:

$$\cos K a \cong 1 - \frac{1}{2} K^2 a^2$$

pa na osnovu ovoga, za male talasne vektore zakon disperzije postaje:

$$E_{\vec{K}} = \mu H + SI a^2 K^2 = \mu H + \frac{\hbar^2 K^2}{2m^*} \dots I.3.7.$$

gde je:

$$m^* = \frac{\hbar^2}{2SI a^2} \dots I.3.8.$$

efektivna masa magnona. Prema tome za male talasne vektore spinski talas za magnon se ponaša kao slobodna čestica sa masom I.3.8.

Na osnovu nadjenog zakona disperzije I.3.7 možemo izračunati niske temperaturske karakteristike feromagnetika, a te su re-

lativna magnetizacija na jedan čvor:

$$\beta = \frac{\langle S_{\vec{R}}^z \rangle}{S} = 1 - \frac{1}{S} \langle B_{\vec{m}}^+ B_{\vec{m}}^- \rangle \dots \text{I.3.9.}$$

Unutrašnja energija:

$$U = \sum_{\vec{K}} E_{\vec{K}} \langle B_{\vec{K}}^+ B_{\vec{K}}^- \rangle \dots \text{I.3.10.}$$

i specifična teplota na stalnoj zapremini:

$$C_v = \frac{2U}{2\Theta} \dots \text{I.3.11.}$$

Simbol $\langle \quad \rangle$ označava usrednjavanje po Gipsovem ansamblu tj,

$$\langle A \rangle = \frac{S_p A e^{-\beta H}}{S_p e^{-\beta H}} \dots \text{I.3.12.}$$

gde je H Hamiltonijan sistema a β recipročna vrednost temperature u energetskim jedinicama:

$$\beta = \frac{1}{K_B T} \equiv \frac{1}{\Theta} \dots \text{I.3.13.}$$

Pošto je:

$$\langle B_{\vec{m}}^+ B_{\vec{m}}^- \rangle = \frac{1}{N} \sum_{\vec{K}} \langle B_{\vec{K}}^+ B_{\vec{K}}^- \rangle = \frac{1}{N} \sum_{\vec{K}} \langle B_{\vec{K}}^+ B_{\vec{K}}^- \rangle = \frac{1}{N} \sum_{\vec{K}} \frac{1}{e^{\frac{E_{\vec{K}}}{\Theta}} - 1}$$

i od sume se prelazi na integral po pravilu:

$$\sum_{\vec{K}} = \frac{V}{(2\pi)^3} \int d^3 \vec{K}$$

gde je V zapremina kristala. Možemo pisati:

$$\beta = 1 - \frac{1}{S} \frac{1}{N} \sum_{\vec{K}} \langle B_{\vec{K}}^+ B_{\vec{K}}^- \rangle =$$

$$= 1 - \frac{1}{S} \frac{1}{N} \frac{Na^3}{(2\pi)^3} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi d\theta \sin\theta \int_0^{K_{\max}} \frac{K^2 dK}{e^{\frac{m\theta + SIa^2 K}{\theta}} - 1}$$

Posle skraćivanja i smene $AK = q$ imamo:

$$\sigma = 1 - \frac{1}{S} \frac{1}{2\pi^2} \int_0^{q_{\max}} \frac{q^2 dq}{e^{\frac{m\theta + SIq^2}{\theta}} - 1}$$

Ovde se uvedi smena:

$$\frac{SIq^2}{\theta} = x \quad q = \left(\frac{\theta}{SI}\right)^{\frac{1}{2}} x^{\frac{1}{2}}$$

i pešte su temperature niske uzima se apreksimacija:

$$x_f = \frac{SIq_{\max}^2}{\theta} \approx \infty$$

Pošte ovoga imamo:

$$\begin{aligned} \sigma &= 1 - \frac{1}{4\pi^2 S} \left(\frac{\theta}{SI}\right)^{\frac{3}{2}} \int_0^\infty \frac{x^{\frac{1}{2}} dx}{e^{x + \frac{m\theta}{\theta}} - 1} = \\ &= 1 - \frac{1}{4\pi^2 S} \left(\frac{\theta}{SI}\right)^{\frac{3}{2}} \int_0^\infty dx x^{\frac{1}{2}} \frac{e^{-(x + \frac{m\theta}{\theta})}}{1 - e^{-(x + \frac{m\theta}{\theta})}} = \\ &= 1 - \frac{1}{4\pi^2 S} \left(\frac{\theta}{SI}\right)^{\frac{3}{2}} \int_0^\infty dx x^{\frac{1}{2}} \sum_{m=1}^\infty e^{-mx} \frac{e^{-\frac{m\theta}{\theta}}}{1 - e^{-\frac{m\theta}{\theta}}} = \\ &= 1 - \frac{1}{4\pi^2 S} \left(\frac{\theta}{SI}\right)^{\frac{3}{2}} \sum_{m=1}^\infty e^{-\frac{m\theta}{\theta}} \int_0^\infty dx x^{\frac{1}{2}} e^{-mx} \end{aligned}$$

Posle smene $mx = y \quad x^{\frac{1}{2}} dx = \frac{1}{\sqrt{y}} dy$ imamo:

$$\sigma = 1 - \frac{1}{4\pi^2 S} \left(\frac{\theta}{SI}\right)^{\frac{3}{2}} \sum_{m=1}^\infty \frac{e^{-\frac{m\theta}{\theta}}}{m^{\frac{3}{2}}} \int_0^\infty dy y^{\frac{1}{2}} e^{-y}$$

Pošto je:

$$\int_0^{\infty} dy \, y^{\frac{1}{2}} e^{-y} = \Gamma\left(\frac{3}{2}\right) = \frac{1}{2} \Gamma\left(\frac{1}{2}\right) = \frac{1}{2} \sqrt{\pi}$$

dobijamo:

$$G = 1 - \frac{1}{S} Z_{\frac{3}{2}} \left(\frac{\mu H}{\theta} \right) T^{\frac{3}{2}} \quad \dots \quad I.3.14.$$

gde je:

$$Z_{\frac{3}{2}} \left(\frac{\mu H}{\theta} \right) = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{e^{-\frac{m \mu H}{\theta}}}{m^{\frac{3}{2}}} \quad \dots \quad I.3.15.$$

$$T = \frac{\theta}{4\pi S I} \quad \dots \quad I.3.16.$$

Izraz za magnetizaciju I.3.14 poznat je pod nazivom " Blohev zaken $T^{\frac{3}{2}}$ ".

Na sličan način dobijamo za unutrašnju energiju:

$$U = N \left\{ \mu H T^{\frac{3}{2}} Z_{\frac{3}{2}} \left(\frac{\mu H}{\theta} \right) + \left(\frac{3\pi}{4} \mu H + 6\pi S I \right) T^{\frac{5}{2}} Z_{\frac{5}{2}} \left(\frac{\mu H}{\theta} \right) \right\} \quad \dots \quad I.3.17.$$

Diferenciranjem ovog izraza po θ nalazimo C_V :

$$C_V = N \left\{ \left(\frac{\mu H}{\theta} \right) T^{\frac{3}{2}} \left[\frac{3}{2} Z_{\frac{3}{2}} \left(\frac{\mu H}{\theta} \right) + \frac{\mu H}{\theta} Z_{\frac{1}{2}} \left(\frac{\mu H}{\theta} \right) \right] + \left(\frac{3\pi}{4} \mu H + 6\pi S I \right) T^{\frac{5}{2}} \left[\frac{5}{2} Z_{\frac{5}{2}} \left(\frac{\mu H}{\theta} \right) + \frac{\mu H}{\theta} Z_{\frac{3}{2}} \left(\frac{\mu H}{\theta} \right) \right] \right\} \quad \dots \quad I.3.18.$$



Kao što vidimo na niskim temperaturama magnetizacija feromagnetička opada kao $T^{\frac{3}{2}}$ i ovo je posledica kvadratnog zakona disperzije za magnene. Kao što znamo kod fenoma gde je energija linearna funkcija impulsa srednji fenonski broj je proporcionalan trećem stepenu temperature, pa i sve termedinamičke karakteristike imaju sasvim drugčiju zavisnost nego termedinamičke karakteristike spinskih talasa.

GLAVA II

SPINSKI TALASI U POLUBESKONAČNIM FEROMAGNETICIMA

- II.1. Zapreminski i površinski magnoni**
- II.2. Jednodimenzionalna struktura**
- II.3. Dve i tredimenzionalne strukture**

II.1. ZAPREMINSKI I POVRŠINSKI MAGNONI

Sva razmatranja koja su izvršena u glavi I odnese se na kristal sa idealnom strukturem / beskonačan kristal / čije su sve karakteristike translacione invarijantne. Ako u kristalu postoji neko narušavanje simetrije / kristal ima granicu vakancije ili umetnute atome / translaciona invarijantnost se narušava, zaken održanja impulsa prestaje da važi a na mestu narušenja strukture uvek treba računati sa nekim depunskim graničnim uslovima.

Mi ćemo u daljem analizirati polubeskonačne kristale, tj, takve u kojima se uzima u obzir postojanje jedne granične površine. U praksi svaki kristal je ograničen pa ovakvo razmatranje ima daleko veći praktičan značaj nego idealni slučaj beskonačnih struktura. Da bi smo uprostili račune uzećemo da kristal ima prestu kubnu rešetku. Osim toga koristićemo apreksimaciju najbližih suseda. Smatraćemo da je kristal beskonačan / translacione invarijantne / duž X i Y ose i ograničen u negativnom smeru Z ose. To znači da je ravan narušenja translacione invarijantnosti XOY ravan.

Osnovni problem koji se ovde pojavljuje je pitanje kakve granične uslove imame usled činjenice da je translaciona invarijantnost narušena pojavom jedne granične površine. Polazeći od eksperimentalnih činjenica da se magnetni momenti slobodnih atoma znatno razlikuju od magnetnih momenata tih istih atoma kada se ovi nalaze u kristalu / vidi tablicu /

TABLICA MAGNETNIH MOMENATA ATOMA:

μ_s - SLOBODNOG ; μ_v - U KRISTALU

ELEMENAT :		$\mu_s (\mu_B)$	$\mu_v (\mu_B)$
3d METALI :	Cr	5	0,2 - 0,4
	Mn	5	1,5
	Fe	4	2,218
	Co	3	1,715
	Ni	2	0,604
4f METALI :	Gd	7	7,12
	Er	9	8-9

Potpuno je logično predpostaviti da se magnetni momenti poluslobodnih atoma na graničnoj površini razlikuju od magnetnih momenata atoma u dubini kristala. Ova predpostavka koja dolazi kao rezultat eksperimentalnih podataka uprave i daje, kao što ćemo kasnije videti, granične uslove na površini.

Postejanje deformacije, kao što je poznato, obično dovodi do stvaranja nekog tipa ekscitacije lokalizovanih oko mesta deformacija tako da u kristalu sa deformacijom možemo u principu imati eksitacije slične onim kao u idealnom kristalu i još jednu novu vrstu eksitacije lokalizovanih oko mesta narušenja simetrije.

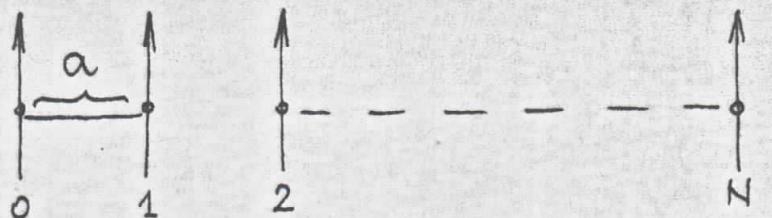
Mi smo videli da u idealnom kristalu imamo eksitacije koje se prestiru po celoj zapremini kristala. Ovo je jasno na osnovu činjenice da koeficijent $\frac{e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}}{\sqrt{N}}$ u Furije razvoju operatera ima kvadrat medua ravan $\frac{1}{N}$, što drugim rečima znači da su svi atomi eksitirani sa jednakom verovatnoćom.

U polubeskonačnom kristalu treba očekivati pored eksitacija koje se prestiru po celoj zapremini /njihev koeficijent razvija u Furije razvoju treba da bude periodična funkcija čvera rešetke \vec{N} / kristala pojavu i eksitacije koje su lokalizovane oko granične površine, tj, koeficijent razvaja za sve eksitacije trebale bi da opada sa porastem dubine kristala.

Prvu vrstu eksitaciju mi ćemo zvati zapreminski magneni ili zapreminski spinski talasi a drugu površinski magneni ili površinski spinski talasi.

II.2. JEDNODIMENZIONALNA STRUKTURA

U ovom paragrafu analiziraćemo prest u jednodimenzionalnu rešetu sastavljenu od spineva koja je ograničena sa jedne strane.



Po našoj predpostavci magnetni momenat na mestu O se razlikuje od magnetnih momenata svih ostalih atoma koji su u unutrašnjosti lanca spineva. Pošte je N po predpostavci jako velike mi ćemo smatrati da se atom na mestu N nalazi u beskonačnosti i njegove promene nećemo uzimati u obzir. Kasnije kada budemo prešli na sličan lanac ali sa malim brojem atoma videćemo i računski šta znači zanemarivanje graničnog uslova na mestu N . Prema tome ako sa μ obeležimo magnetni momenat svakog od atoma u unutrašnjosti, onda ćemo uzeti da atom na mestu O ima magnetni momenat $\mu - \mu'$ gde je μ' neka popravka koja delazi usled činjenice da je ovaj atom poluslobodan.

Za prestu kubnu strukturu i aproksimaciju najблиžih suseda Hamiltenijan I.2.9 se može napisati u sledećem obliku:

$$H_2 = (\mu\hbar + 2rSI) \sum_{\vec{n}} \vec{B}_{\vec{n}}^+ \vec{B}_{\vec{n}} - SI \sum_{\vec{n} \vec{\lambda}} \vec{B}_{\vec{n}}^+ \vec{B}_{\vec{n}+\vec{\lambda}} \dots \text{II.2.1.}$$

gde je \hbar dimenzionalnost kristala, a vektor $\vec{\lambda}$ ide po svim najблиžim susedima oko atoma na mestu N . Očigledno je da je u slučaju jednodimenzionalne rešetke $r=1$, i $\vec{\lambda}$ uzima dve vrednosti i to (± 1) . Prema tome za beskonačan lanac spineva Hamiltenijan II.2.1 možemo napisati:

$$H_2 = (\mu\hbar + 2SI) \sum_{\vec{n}} \vec{B}_{\vec{n}}^+ \vec{B}_{\vec{n}} - SI \sum_{\vec{n}} \vec{B}_{\vec{n}}^+ (\vec{B}_{\vec{n}+1} + \vec{B}_{\vec{n}-1}) \dots \text{II.2.2.}$$

Da bi smo napisali odgovarajući Hamiltenijan za polubeskonačnu strukturu koju posmatramo, treba uzeti u obzir činjenicu da je

magnetni moment atoma na mestu O ravan $\mu - \mu'$ i da atom na mestu -1 ne postoji. Tada II.2.2 postaje:

$$H_2 = [(\mu - \mu')\hbar + 2SI] B_o^+ B_o - SI B_o^+ B_1 + \\ + (\mu \hbar + 2SI) \sum_{n=1}^N B_n^+ B_n - SI \sum_{n=1}^N B_n^+ (B_{n+1} + B_{n-1}) \dots \text{II.2.3.}$$

Da bi smo dijagonalizovali ovaj Hamiltonijan koristićemo Hajzenbergove jednačine kretanja tj, pisaćemo:

$$i \ddot{B}_\ell = [B_\ell, H_2] \dots \text{II.2.4.}$$

za $\ell = 0$ imamo:

$$i \ddot{B}_0 = [(\mu - \mu')\hbar + 2SI] B_0 - SI B_1 \dots \text{II.2.5.}$$

za $\ell = 1, 2, \dots, N$

$$i \ddot{B}_\ell = (\mu \hbar + 2SI) B_\ell - SI (B_{\ell+1} + B_{\ell-1}) \dots \text{II.2.6.}$$

Od operatora B_ℓ iz prostora rešetke prećićemo kanoničkim transformacijama na operatore B_K u prostoru reciprocne rešetke. Neka u trenutku $t=0$ operatori budu zadati sledećom transformacijom:

$$B_\ell = \sum_K U_{K\ell} B_K \dots \text{II.2.7.}$$

$$K = \frac{\pi}{Na} m ; \quad m = 0, 1, 2, \dots, N \dots \text{II.2.8.}$$

Da bi i B_K bili Boze-operatori, mora biti:

$$[B_\ell, B_{\ell'}^+] = \delta_{\ell\ell'} = \sum_{KK'} U_{K\ell}^* U_{K'\ell'} [B_{K'}^+; B_K] = \sum_{KK'} U_{K\ell}^* U_{K'\ell'} \delta_{K,K'}$$

tj, uslov kanonicnosti transformacije glasi:

$$\sum_k U_{k\ell}^* U_{k\ell} = \delta_{\ell,\ell} \quad \dots \quad \text{II.2.9.}$$

Ako na funkcije $U_{k\ell}$ postavimo još i sledeći uslov:

$$\sum_\ell U_{k'\ell}^* U_{k\ell} = \delta_{k,k'} \quad \dots \quad \text{II.2.10.}$$

onda je transformacija inverzna od II.2.7:

$$B_k = \sum_\ell U_{k\ell}^* B_\ell \quad \dots \quad \text{II.2.11.}$$

Ovo se može dokazati tako što se II.2.7 pomnoži sa $U_{k'\ell}^*$ i dobijeni rezultat sumira po ℓ uz korišćenje II.2.10. Vremenska zavisnost operatora pošte radimo u Hajzenbergevoj slici je :

$$B_\ell(t) = \sum_k U_{k\ell} B_k e^{-iEt} \quad \dots \quad \text{II.2.12.}$$

Zamenom II.2.12 u II.2.5 i II.2.6 dobijamo :

$$[E - (\mu\hbar + 2SI)] U_{k,0} + SI(U_{k,1} + U_{k,-1}) = \\ = SI U_{k,-1} - \mu' \hbar U_{k,0} = 0 \quad \dots \quad \text{II.2.13.}$$

$$[E - (\mu\hbar + 2SI)] U_{k,\ell} + SI(U_{k,\ell+1} + U_{k,\ell-1}) = 0 \quad \dots \quad \text{II.2.14.}$$

Lako je pokazati da ako je:

$$E = \mu\hbar + 2SI(1 - \cos\alpha) \quad \dots \quad \text{II.2.15.}$$

šte predstavlja energiju magnena i u idealnoj strukturi, onda linearna kombinacija tipa:

$$U_{k,l} = \sum_{\gamma} A_{\gamma} \sin(\gamma + l) \alpha_k . . . \text{II.2.16.}$$

svedi jednačinu II.2.14 na identitet $0=0$, dok iz jednačine II.2.13 dobijamo granični uslov:

$$U_{k,-1} = \frac{\mu' h}{SI} U_{k,0} . . . \text{II.2.17.}$$

Jednačina II.2.17 predstavlja granični uslov koji je došao kao posledica ograničenosti kristala. Postavlja se pitanje kako odabrati koeficijente A_{γ} u II.2.16 da granični uslov II.2.17 bude zadovoljen. Intuitivno je jasno da je, da bi se ovo postiglo dovoljno uzeti samo dva člana razvoja, sve te zameniti u II.2.17 i odrediti dva preizvodenja koeficijenta tako da uslov bude zadovoljen. Mi ćemo predpostaviti da je:

$$U_{k,l} = A_0 \sin \alpha_k l + A_1 \sin \alpha_k (l+1) . . . \text{II.2.18.}$$

Zamenom II.2.18 u II.2.17 vidimo da je uslov zadovoljen ako je:

$$\frac{A_1}{A_0} = - \frac{SI}{\mu' h} . . . \text{II.2.19.} \quad \text{kažip}$$

Prema tome funkcije $U_{k,l}$ imaju oblik :

$$U_{k,l} = A_0 \left[\sin \alpha_k l - \frac{SI}{\mu' h} \sin \alpha_k (l+1) \right] . . . \text{II.2.20.}$$

Kao što vidimo ovo rešenje za U je periodična funkcija mesta "l" u rešetci, što znači da su ove eksitacije sa podjednakom

verovatnoćem rasporedjene duž celeg lanca spineva.

Ako rešenje jednačina II.2.13 i II.2.14 potražimo u obliku:

$$U = C \cdot e^{-gl} \quad . . . \quad \text{II.2.21.}$$

onda vidimo da za:

$$E = \mu H + 2SI(1 - \cos \operatorname{hyp} \varphi) \quad . . . \quad \text{II.2.22.}$$

jednačina II.2.14 postaje identitet $0=0$ dok iz II.2.13 dobijamo:

$$e^\varphi = \frac{\mu' H}{S I} \quad . . . \quad \text{II.2.23.}$$

Pošto φ mora biti veće od nule da bi ekscitacije bile koncentrisane na granici i verovatnoća njihovog pojavljivanja u dubini opadala, очигledno je da ovakav tip ekscitacija lekализovanih oko granice može da posteji samo onda ako je:

$$\mu' H > SI \quad . . . \quad \text{II.2.24.}$$

Prema tome funkcije U za ovaj slučaj imaju oblik:

$$U_{\varphi, l} = C e^{-l \cdot \ln \frac{\mu' H}{SI}} = C \left(\frac{SI}{\mu' H} \right)^l \quad . . . \quad \text{II.2.25.}$$

Očigledno je da pošto je ovo koeficijent razvoja operatera B_φ po operaterima B_φ , njegov kvadrat medua ima smisao verovatnoće da se ekscitira atom na mestu l . Kao što vidimo ovde verovatnoća opada sa porastem dubine kristala a to znači da je ekscitacija lekalizovana oko graničnog atoma.

Preizvodenje konstante A_0 i C određujemo koristeći uslov II.2.10 pri $K = K'$ tj.:

$$\sum_{\ell} U_{k,\ell}^* U_{k,\ell} = 1 \quad . . . \quad \text{II.2.26.}$$

Zamenom $U_{k,\ell}$ iz II.2.20 u II.2.26 uz korišćenje II.2.8 nalazimo:

$$A_0 = \sqrt{\frac{2}{N(1 - \frac{2SI}{\mu' \hbar} \cos ka + \frac{S^2 I^2}{\mu'^2 \hbar^2})}} \quad . . . \quad \text{II.2.27.}$$

Na isti način za konstantu C iz II.2.25 nalazimo da je:

$$C = \sqrt{1 - e^{-2g}} \quad . . . \quad \text{II.2.28.}$$

Prema tome, za stanja raspoređena duž celog lanca imamo sledeći izraz za funkciju $U_{k,\ell}$:

$$U_{k,\ell} = \sqrt{\frac{2}{N(1 - \frac{2SI}{\mu' \hbar} \cos ka + \frac{S^2 I^2}{\mu'^2 \hbar^2})}} \left[\sin ak\ell - \frac{SI}{\mu' \hbar} \sin ak(l+1) \right] \quad . . . \quad \text{II.2.29.}$$

Za stanja lokalizovana oko atoma "O" imamo:

$$\tilde{U}_{\beta\ell} = \sqrt{1 - e^{-2g}} e^{-gl} \quad . . . \quad \text{II.2.30.}$$

Znači transformacijom:

$$B_{\ell} = \sum_k U_{k\ell} B_k \quad . . . \quad \text{II.2.31.}$$

Hamiltenijan se dijagonalizuje i ima oblik:

$$H_z = \sum_k \left\{ \mu \hbar + 2SI(1 - \cos ka) \right\} B_k^+ B_k \quad . . . \quad \text{II.2.32.}$$

dok transformacijom:

$$B_{\ell} = \tilde{U}_{\beta\ell} B_{\beta} \quad . . . \quad \text{II.2.33.}$$

dobijamo:

$$H_p = \mu \hbar + 2SI(1 - \cosh \beta g) B_{\beta}^+ B_{\beta} \quad . . . \quad \text{II.2.34.}$$

II.3. DVO I TRODIMENZIONALNE STRUKTURE

Za dvodimenzionalnu kubnu strukturu smatraćemo da je translacijska simetrija narušena duž y ose tako da x osa predstavlja granicu narušenja simetrije. Duž x ose narušenja simetrije nema, tj, kristal se može smatrati beskonačnim. Analiza ovoga problema analogna je jednodimenzionalnom slučaju koji je bio opisan u prethodnom paragrafu.

Hamiltonian ima oblik:

$$\begin{aligned}
 H = & [(\mu - \mu')\hbar + 4SI] B_{n_x,0}^+ B_{n_x,0} - SI \sum_{n_x} B_{n_x,0}^+ (B_{n_x+1,0} + \\
 & + B_{n_x-1,0} + B_{n_x,1}) + \sum_{n_x n_y} (\mu \hbar + 4SI) B_{n_x,n_y}^+ B_{n_x,n_y} - \\
 & - SI \sum_{n_x n_y} B_{n_x,n_y}^+ (B_{n_x+1,n_y} + B_{n_x-1,n_y} + B_{n_x,n_y+1} + B_{n_x,n_y-1}) \dots \text{II.3.1.} \\
 & n_y = 1, 2, \dots N_y
 \end{aligned}$$

Hajzenbergove jednačine kretanja glase:

$$i \dot{B}_{l_x, l_y} = [B_{l_x, l_y}, H] \dots \text{II.3.2.}$$

Konkretno:

$$i \dot{B}_{l_x,0} = [(\mu - \mu')\hbar + 4SI] B_{l_x,0} - SI (B_{l_x+1,0} + B_{l_x-1,0} + B_{l_x,1}) \dots \text{II.3.3.}$$

$$\begin{aligned}
 i \dot{B}_{l_x, l_y} = & (\mu \hbar + 4SI) B_{l_x, l_y} - SI (B_{l_x+1, l_y} + B_{l_x-1, l_y} + \\
 & + B_{l_x, l_y+1} + B_{l_x, l_y-1}) \dots \text{II.3.4.}
 \end{aligned}$$

Operatore transformišemo:

$$B_{l_x, l_y}(t) = \sum_{K_x K_y} U_{K_x, K_y, l_x, l_y} B_{K_x, K_y} e^{-iEt} \dots \text{II.3.5.}$$

i:

$$B_{K_x, K_y} = \sum_{l_x l_y} U_{K_x, K_y, l_x, l_y}^* B_{l_x, l_y} \dots \text{II.3.6.}$$

Uslov kanoničnosti glasi:

$$\sum_{l_x l_y l'_x l'_y} U_{K_x, K_y, l'_x l'_y}^* U_{K_x, K_y, l_x, l_y} = S_{l_x, l'_x} S_{l_y, l'_y} \dots \text{II.3.7.}$$

dok uslov koji od II.3.5 vodi na II.3.6 ima oblik:

$$\sum_{K_x K_y K'_x K'_y} U_{K'_x, K'_y, l_x, l_y}^* U_{K_x, K_y, l_x, l_y} = S_{K_x K'_x} S_{K_y K'_y} \dots \text{II.3.8.}$$

Zamenom II.3.5 u II.3.3 i II.3.4 dobijamo:

$$\begin{aligned} & [E - (\mu \delta + 4SI)] U_{K_x, K_y, l_x, 0} + SI(U_{K_x, K_y, l_x+1, 0} + \\ & + U_{K_x, K_y, l_x-1, 0} + U_{K_x, K_y, l_x, 1} + U_{K_x, K_y, l_x, -1}) = \\ & = -\mu' \delta U_{K_x, K_y, l_x, 0} + SI U_{K_x, K_y, l_x, -1} \dots \text{II.3.9.} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & [E - (\mu \delta + 4SI)] U_{K_x, K_y, l_x, l_y} + SI(U_{K_x, K_y, l_x+1, l_y} + \\ & + U_{K_x, K_y, l_x-1, l_y} + U_{K_x, K_y, l_x, l_y+1} + U_{K_x, K_y, l_x, l_y-1}) = 0 \dots \text{II.3.10.} \end{aligned}$$

$$l_y = 1, 2, \dots, N_y$$

Rešenje jednačina II.3.9 i II.3.10 potražićemo u sledećem obliku:

$$U_{K_x, K_y, l_x, l_y} = \sum_{\nu} e^{il_x K_x \alpha} A_{\nu} \sin \alpha_{K_y}(l_y + \nu) \dots \text{II.3.11.}$$

Za:

$$E = \mu \delta + 4SI - 2SI(\cos K_x \alpha + \cos K_y \alpha) \dots \text{II.3.12.}$$

Smenom II.3.11 jednačina II.3.10 postaje identitet $O=O$ dok jednačina II.3.9 daje granični uslov:

$$U_{k_x, k_y, l_x-1} = \frac{\mu' h}{S I} U_{k_x, k_y, l_x, 0} \quad \dots \quad \text{II.3.13.}$$

Ako u linearnej kombinaciji II.3.11 uzmemosame dva člana vrtj:

$$U_{k_x, k_y, l_x, l_y} = e^{i l_x k_x \alpha} [A_0 \sin k_y l_y + A_1 \sin k_y (l_y + 1)]$$

onda vidimo da je za:

$$\frac{A_1}{A_0} = - \frac{S I}{\mu' h} \quad \dots \quad \text{II.3.14.}$$

uslov II.3.13 zadovoljen, pa je prema tome:

$$U_{k_x, k_y, l_x, l_y} = A_0 e^{i l_x k_x \alpha} \left[\sin k_y l_y - \frac{S I}{\mu' h} \sin k_y (l_y + 1) \right] \dots \text{II.3.15.}$$

Ako funkcije U odaberemo na sledeći način:

$$U_{k_x, g, l_x, l_y} = C \cdot e^{i l_x k_x \alpha} e^{-l_y g} \quad \dots \quad \text{II.3.16.}$$

onda vidimo da se za:

$$E = \mu h + 4 S I - 2 S I (\cos k_x \alpha + \cosh g) \quad \dots \quad \text{II.3.17.}$$

jednačina II.3.10 svedi na identitet, a II.3.9 postaje:

$$e^g = \frac{\mu' h}{S I} \quad \dots \quad \text{II.3.18.}$$

Fizičkog smisla imaju same ona rešenja tipa II.3.16 za koje je $g > 0$, jer su tada eksitacije lokalizovane duž linije narušenja simetrije tj, duž X ose. Ovo je moguće samo onda ako je $\mu' h > S I$ kao i u slučaju jedne dimenzije.

Ako funkcije II.3.15 i II.3.16 normiramo na osnovu uslova II.3.8 za $l_x = l'_x$ i $l_y = l'_y$ nalazimo:

$$U_{k_x, k_y, l_x, l_y} = \sqrt{\frac{2}{N_x N_y (1 - \frac{2SI}{\mu' \hbar} \cos \alpha_{k_y} + \frac{SI^2}{\mu'^2 \hbar^2})}} \left\{ e^{i \alpha_{l_x} k_x} [\sin \alpha_{k_y} l_y - \right. \\ \left. - \frac{SI}{\mu' \hbar} \sin \alpha_{k_y} (l_y + 1)] \right\} \dots \text{II.3.19.}$$

i:

$$\tilde{U}_{k_x, g, l_x, l_y} = \sqrt{\frac{(1 - e^{-2g})}{N_x}} e^{-i \alpha_{l_x} k_x - g l_y} \dots \text{II.3.20.}$$

Hamiltonijan sistema se u slučaju II.3.19 dijagonalizuje na sledeći način:

$$H_z = \sum_{k_x k_y} \left\{ \mu \hbar + 4SI - 2SI(\cos k_x a + \cos k_y a) \right\} B_{k_y, k_y}^+ B_{k_x, k_y} \dots \text{II.3.21.}$$

U slučaju lokalizovanih ekscitacija II.3.20 imame:

$$H_p = \sum_{k_x} \left\{ \mu \hbar + 4SI - 2SI(\cos k_x a + \cosh g) \right\} B_{k_x, g}^+ B_{k_x, g} \dots \text{II.3.22.}$$

Za trodimenzionalni polubeskonačni kristal predstavimo da je translaciona simetrija narušena duž ose \neq tj, da je xoy ravan, ravan narušenja simetrije. Duž ose x i y narušenja simetrije nema.

Hamiltonijan sistema u ovom slučaju glasi:

$$H = [(\mu - \mu') \hbar + 6SI] B_{n_x, n_y, 0}^+ B_{n_x, n_y, 0} - \\ - SI \sum_{n_x n_y} B_{n_x, n_y, 0}^+ (B_{n_x+1, n_y, 0} + B_{n_x-1, n_y, 0} +$$

$$\begin{aligned}
 & + B_{n_x, n_y+1, 0} + B_{n_x, n_y-1, 0} + B_{n_x, n_y, 1}) + \\
 & + \sum_{n_x n_y n_z} (\mu \hbar + 6SI) B_{n_x, n_y, n_z}^+ B_{n_x, n_y, n_z} - \\
 & n_z = 1, 2, \dots, N_z \\
 & - SI \sum_{n_x n_y n_z} B_{n_x, n_y, n_z}^+ (B_{n_x+1, n_y, n_z} + B_{n_x-1, n_y, n_z} + \\
 & n_z = 1, 2, \dots, N_z \\
 & + B_{n_x, n_y+1, n_z} + B_{n_x, n_y-1, n_z} + B_{n_x, n_y, n_z+1} + B_{n_x, n_y, n_z-1}) \dots \text{II.3.23.}
 \end{aligned}$$

Jednačine kretanja glase:

$$\begin{aligned}
 i \ddot{B}_{l_x, l_y, 0} &= [(\mu - \mu') \hbar + 6SI] B_{l_x, l_y, 0} - \\
 & - SI (B_{l_x+1, l_y, 0} + B_{l_x-1, l_y, 0} + B_{l_x, l_y+1, 0} + B_{l_x, l_y-1, 0} + \\
 & + B_{l_x, l_y, 1}) \dots \text{II.3.24.}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 i \ddot{B}_{l_x, l_y, l_z} &= (\mu \hbar + 6SI) * B_{l_x, l_y, l_z} - SI (B_{l_x+1, l_y, l_z} + \\
 & l_z = 1, 2, \dots, N_z \\
 & + B_{l_x-1, l_y, l_z} + B_{l_x, l_y+1, l_z} + B_{l_x, l_y-1, l_z} + B_{l_x, l_y, l_z+1} + \\
 & + B_{l_x, l_y, l_z-1}) \dots \text{II.3.25.}
 \end{aligned}$$

Operatore transformišemo:

$$B_{l_x, l_y, l_z}(t) = \sum_{k_x k_y k_z} U_{k_x, k_y, k_z, l_x, l_y, l_z} B_{k_x, k_y, k_z} e^{-i\omega t} \quad \dots \quad \text{II.3.26.}$$

Uslovi kanoničnosti i inverznosti transformacije glase:

$$\sum_{k_x k_y k_z} U_{k_x, k_y, k_z, l'_x, l'_y, l'_z}^* U_{k_x, k_y, k_z, l_x, l_y, l_z} = \\ = S_{l_x, l'_x} S_{l_y, l'_y} S_{l_z, l'_z} \quad \dots \quad \text{II.3.27.}$$

$$\sum_{l_x l_y l_z} U_{k'_x, k'_y, k'_z, l_x, l_y, l_z}^* U_{k_x, k_y, k_z, l_x, l_y, l_z} = S_{k_x, k'_x} S_{k_y, k'_y} S_{k_z, k'_z} \quad \dots \quad \text{II.3.28.}$$

Zamenom II.3.26 u II.3.24 i II.3.25 dobijamo:

$$[E - (\mu H + GS)] U_{k_x, k_y, k_z, l_x, l_y, 0} + SI(U_{k_x, k_y, k_z, l_x+1, l_y, 0} + \\ + U_{k_x, k_y, k_z, l_x-1, l_y, 0} + U_{k_x, k_y, k_z, l_x, l_y+1, 0} + U_{k_x, k_y, k_z, l_x, l_y-1, 0} + \\ + U_{k_x, k_y, k_z, l_x, l_y, 1} + U_{k_x, k_y, k_z, l_x, l_y, -1}) = -\int u' dI U_{k_x, k_y, k_z, l_x, l_y, 0} - \\ - SI U_{k_x, k_y, k_z, l_x, l_y, -1} \quad \dots \quad \text{II.3.29.}$$

$$[E - (\mu H + GS)] U_{k_x, k_y, k_z, l_x, l_y, l_z} + SI(U_{k_x, k_y, k_z, l_x+1, l_y, l_z} + \\ + U_{k_x, k_y, k_z, l_x-1, l_y, l_z} + U_{k_x, k_y, k_z, l_x, l_y+1, l_z} + U_{k_x, k_y, k_z, l_x, l_y-1, l_z} + \\ + U_{k_x, k_y, k_z, l_x, l_y, l_z+1} + U_{k_x, k_y, k_z, l_x, l_y, l_z-1}) \quad \dots \quad \text{II.3.30.}$$

Potpune analogne kao i ranije može se videti da jednačine II.3.29 i II.3.30 zadovoljava funkcija:

$$U_{k_x, k_y, k_z, l_x, l_y, l_z} = \sqrt{\frac{2}{N_x N_y N_z \left(1 - \frac{2SI}{\mu' h} \cos \alpha k_z + \frac{S^2 I^2}{\mu'^2 h^2}\right)}} \times \\ \times e^{ia(k_x l_x + k_y l_y)} \left\{ \sin \alpha k_z l_z \frac{SI}{\mu' h} \sin \alpha k_z (l_z + 1) \right\} \dots \text{II.3.31.}$$

Ako je:

$$E = \mu h + 6SI - 2SI (\cos k_x a + \cos k_y a + \cos k_z a) \dots \text{II.3.32.}$$

Ako je:

$$\tilde{U}_{k_x, k_y, g, l_x, l_y, l_z} = \sqrt{\frac{1 - e^{-2g}}{N_x N_y}} e^{ia(k_x l_x + k_y l_y) - gl_z} \dots \text{II.3.33.}$$

onda je:

$$E = \mu h + 6SI - 2SI (\cos k_x a + \cos k_y a + \cos \operatorname{hyp} g) \dots \text{II.3.34.}$$

i:

$$e^g = \frac{\mu' h}{SI} \dots \text{II.3.35.}$$

pri čemu mora biti $\mu' h > SI$ da bi eksitacije bile lokalizovane na površini deformacije tj, na xoy ravni.

Dijagonalizovani Hamiltonijan u slučaju II.3.31 ima oblik:

$$H_z = \sum_{k_x k_y k_z} [\mu h + 6SI - (\cos k_x a + \cos k_y a + \cos k_z a)] B_{k_x k_y k_z}^+ B_{k_x k_y k_z} \dots \text{II.3.37.}$$

deš u slučaju površinskih stanja II.3.33 dobijamo:

$$H_p = \sum_{k_x k_y} \left[\mu \mathcal{H} + 6SI - 2SI(\cos k_x a + \cos k_y a + \cos \text{hyp } g) \right] B_{k_x, k_y, g}^+ B_{k_x, k_y, g} . . . \quad \text{II.3.38.}$$

Funkcije II.3.31 su periodične funkcije $\ell_x \ell_y \ell_z$ što znači da su ove ekscitacije ravnomerne raspoređene po celoj zapremini kristala, pa se ekscitacije čiji se operatori transformišu pomoću ovih funkcija nazivaju zapreminskim magnenima.

Funkcije II.3.33 eksponencijalno opadaju sa porastom dubine ℓ_z što znači da su ekscitacije lokalizovane oko površine kristala. Ekscitacije čiji se operatori transformišu pomoću funkcija II.3.33 nazivaju se površinskim magnenima.

Treba napomenuti da je egzistencija površinskih magnena u ovom slučaju polubeskonačnih krstala potpuno nezavisna od egzistencije zapreminskih magnena tj, ova dva tipa ekscitacija se uザjamno ne isključuju. Naravno površinski magnoni ne postoji uko-like nije ispunjen uslov:

$$\mu \mathcal{H} > SI \quad . . . \quad \text{II.3.39.}$$

a ovo se uvek može postići stavljanjem feromagnetika u dovoljno jake spoljašnje magnetne polje \mathcal{H} .

GLAVA III

SPINSKI TALASI U MAGNETNIM FILMOVIMA

III.1. Magnoni u jednodimenzionalnoj strukturi

III.2. Magnoni u dve i tredimenzionalnoj strukturi

III.3. Termoelektričke karakteristike magnetne ploče

III.1. MAGNONI U JEDNODIMENZIONALNOJ STRUKTURI

Pesmatraćemo lanac spineva udaljenih izmedju sebe za dužinu „ α “ Za razliku od slučaja koji je ispitao u II.2, broj atoma u ovom lancu N nije dovoljno veliki da bi se jedinica mogla zanemariti u odnosu na N . Zbog toga za razliku od prethodnog slučaja moramo uzeti u obzir činjenicu da i atom na mestu „ O “, i atom na mestu N imaju promenjen magnetni moment u odnosu na atome numerisane od 1 do $N-1$.

Uzimajući sve u obzir Hamiltonijan evakve strukture možemo napisati u sledećem obliku:

$$\begin{aligned} H = & [(\mu - \mu')\hbar + 2SI] (B_o^+ B_o + B_N^+ B_N) - SI B_o^+ B_1 - \\ & - SI B_N^+ B_{N-1} + (\mu\hbar + 2SI) \sum_{n=1}^{N-1} B_n^+ B_n - SI \sum_{n=1}^{N-1} B_n^+ (B_{n+1} + B_{n-1}) \dots \text{III.1.1.} \end{aligned}$$

Jednačine kretanja glase:

$$i \ddot{B}_o = [(\mu - \mu')\hbar + 2SI] B_o - SI B_1 \dots \text{III.1.2.}$$

$$i \ddot{B}_N = [(\mu - \mu')\hbar + 2SI] B_N - SI B_{N-1} \dots \text{III.1.3.}$$

$$i \ddot{B}_\ell = (\mu\hbar + 2SI) B_\ell - SI (B_{\ell+1} + B_{\ell-1}) \dots \text{III.1.4.}$$

Operatore ćemo transformisati po zakonu:

$$B_\ell = \sum_k U_{k\ell} B_k \dots \text{III.1.5.}$$

odnosne:

$$B_k = \sum_\ell U_{k\ell}^* B_\ell \dots \text{III.1.6.}$$

Uslov kanoničnosti glasi:

$$\sum_k U_{k\ell}^* U_{k\ell} = \delta_{\ell\ell} \quad \dots \quad \text{III.1.7.}$$

a uslov egzistencije inverzne transformacije III.1.6:

$$\sum_\ell U_{k'\ell}^* U_{k\ell} = \delta_{k,k'} \quad \dots \quad \text{III.1.8.}$$

Vremenska zavisnost operatora je:

$$B_\ell(t) = \sum_k U_{k\ell} B_k e^{-iEt} \quad \dots \quad \text{III.1.9.}$$

Zamenom III.1.9 u III.1.2, III.1.3 i III.1.4 dobijamo:

$$[E - (\mu\delta + 2SI)] U_{k,0} + SI(U_{k,1} + U_{k,-1}) = SIU_{k,-1} - \mu'\delta U_{k,0} \quad \dots \quad \text{III.1.10.}$$

$$[E - (\mu\delta + 2SI)] U_{k,N} + SI(U_{k,N+1} + U_{k,N-1}) = SIU_{k,N+1} - \mu'\delta U_{k,N} \quad \dots \quad \text{III.1.11.}$$

$$[E - (\mu\delta + 2SI)] U_{k\ell} + SI(U_{k,\ell+1} + U_{k,\ell-1}) = 0 \quad \dots \quad \text{III.1.12.}$$

$$\ell = 1, 2, 3, \dots, N-1$$

Treba napomenuti da je:

$$\left. \begin{array}{l} K = \frac{T}{Na} m \\ m - \text{CEO BROJ} \end{array} \right\} \quad \dots \quad \text{III.1.13.}$$

tako da je:

$$\sin Nak = 0; \quad \cos Nak \neq 0 \quad \dots \quad \text{III.1.14.}$$

U najčešćem slučaju funkcije $U_{k\ell}$ možemo predstaviti u obliku linearne kombinacije:

$$U_{k\ell} = \sum_v \{ a_v \cos \omega(k+\ell+v) + b_v \sin \omega(k+\ell+v) \} \quad \dots \quad \text{III.1.15.}$$

Ako je:

$$E = \int u d\ell + 2SI(1 - \cos \alpha_k) \dots \text{III.1.16.}$$

onda se jednačina III.1.12 svedi na identitet $0=0$ dok jednačine III.1.10 i III.1.11 daju respektivno:

$$\sum_{\nu} \left\{ a_{\nu} \left[\frac{\int u d\ell}{SI} \cos \nu \alpha_k - \cos(\nu-1) \alpha_k \right] + b_{\nu} \left[\frac{\int u d\ell}{SI} \sin \nu \alpha_k - \sin(\nu-1) \alpha_k \right] \right\} = 0 \dots \text{III.1.17.}$$

$$\sum_{\nu} \left\{ a_{\nu} \left[\frac{\int u d\ell}{SI} \cos \nu \alpha_k - \cos(\nu+1) \alpha_k \right] + b_{\nu} \left[\frac{\int u d\ell}{SI} \sin \nu \alpha_k - \sin(\nu+1) \alpha_k \right] \right\} = 0 \dots \text{III.1.18.}$$

Na ovom mestu je zgodne pokazati zašto u slučaju velikih N nemamo dva granična uslova već samo jedan. Za jako velike N možemo uzeti:

$$N+1 \approx N-1$$

i tada se u III.1.11 na desnoj strani funkcija $U_{k,N+1}$ može zamjeniti sa $U_{k,N-1}$ što sa svoje strane znači da jednačine III.1.17 i III.1.18 postaju identične tj, imamo samo jedan granični uslov a ne dva.

Jednačine III.1.17 i III.1.18 svede se na sistem homogenih linearnih jednačina po koeficijentima a_{ν} i b_{ν} i to sledećeg oblika:

$$\begin{aligned} & a_{\nu} \left[\frac{\int u d\ell}{SI} \cos \nu \alpha_k - \cos(\nu-1) \alpha_k \right] + \\ & + b_{\nu} \left[\frac{\int u d\ell}{SI} \sin \nu \alpha_k - \sin(\nu-1) \alpha_k \right] = 0 \dots \text{III.1.19.} \end{aligned}$$

$$\alpha_v \left[\frac{f_u' H}{SI} \cos \nu \alpha_k - \cos (\nu + 1) \alpha_k \right] + \\ + b_v \left[\frac{f_u' H}{SI} \sin \nu \alpha_k - \sin (\nu + 1) \alpha_k \right] = 0 \dots \text{III.1.19.}$$

Da bi ovaj sistem imao netrivijalna rešenja za koeficijente α_v i b_v , njegova determinanta mora biti ravna nuli a ovo opet dovedi do uslova:

$$\cos \alpha_k = \frac{f_u' H}{SI} \dots \text{III.1.20.}$$

Odavde je:

$$\alpha_k = \arccos \cos \frac{f_u' H}{SI} + 2m\pi \dots \text{III.1.21.}$$

m - CEO BROJ

Pošto je u prvoj Briluenevoj maksimalna vrednost α_k ravna $\frac{\pi}{2}$ ečigledno je da u granicama ove zone k ima jednu jedinu vrednost:

$$k_0 = \frac{1}{\alpha} \arccos \cos \frac{f_u' H}{SI} \dots \text{III.1.22.}$$

Očigledno je takođe da stanja III.1.15 periodično rasporedjena duž lanca ne prave zenu po raznim k već u suštini imamo samo jedno jedino stanje sa jednim talasnim vektorom k_0 .

Energija ovog stanja na osnovu III.1.20 i III.1.16 je:

$$E = f_u H + 2SI (1 - \cos \alpha_{k_0}) = (f_u - 2f_u')H + 2SI \dots \text{III.1.23.}$$

Kada je uslov III.1.20 ispunjen onda lako nalazimo da je:

$$\frac{b_v}{\alpha_v} = \operatorname{tg} \nu \alpha_k \dots \text{III.1.24.}$$

pa transformacione funkcije $U_{K,l}$ izgledaju:

$$U_{K_0, l} = \sum_v \alpha_v \left\{ \cos(l + v) \alpha_{k_0} + \operatorname{tg} \nu \alpha_{k_0} \sin(l + v) \alpha_{k_0} \right\} \dots \text{III.1.25.}$$

Za dalji račun mi ćemo uzeti najprestiji oblik ove linearne kombinacije a on se ečigledno debla za $v=0$ i tada je:

$$U_{K_0, \ell} = a_0 \cos \alpha K_0 \ell \quad . . . \quad \text{III.1.26.}$$

Zamenom $U_{K_0, \ell}$ u uslov III.1.8 koji evidentno ima smisla kada je $K' = K = K_0$ i tada glasi:

$$\sum_{\ell=0}^N |U_{K_0, \ell}|^2 = 1$$

dobijamo:

$$a_0^2 \sum_{\ell=0}^N \cos^2 \ell \alpha K_0 = 1$$

tj:

$$a_0 = \sqrt{\frac{2}{N+2}} \quad . . . \quad \text{III.1.27.}$$

Prema tome nermirana funkcija $U_{K_0, \ell}$ ima oblik:

$$U_{K_0, \ell} = \sqrt{\frac{2}{N+2}} \cos K_0 \ell a \quad . . . \quad \text{III.1.28.}$$

Ako rešenje jednačina III.1.10, III.1.11 i III.1.12 potražimo u obliku:

$$U_{\varphi, \ell} = c e^{-\varphi \ell} \quad . . . \quad \text{III.1.29.}$$

onda se za

$$E = \mu \mathcal{H} + 2SI(1 - \cos \hbar \varphi) \quad . . . \quad \text{III.1.30.}$$

i zanemarivanja:

$$e^{-N\varphi} \approx 0 \quad . . . \quad \text{III.1.31.}$$

jednačine III.1.11 i III.1.12 svede na identitete $0=0$ a jednačina III.1.9 daje:

$$e^{\varphi} = \frac{\mu \mathcal{H}}{SI} \quad . . . \quad \text{III.1.32.}$$

Da bi ove eksitacije bile lokalizovane oko atoma "O" mora biti: $\mu \mathcal{H} > SI \quad . . . \quad \text{III.1.33.}$

Ako rešenje potražimo u obliku:

$$U_{\beta\ell} = C \cdot e^{-\beta(N-\ell)}$$

tada se za energiju III.1.30 jednačine III.1.10 i III.1.12 svede na identitete a III.1.11 daje uslov $\beta = \frac{\mu' \hbar}{SI}$ koji je isti kao i III.1.32. Ova vrsta ekscitacija lokalizovana je oko atoma na mestu N. Funkcije $U_{\beta\ell}$ možemo normirati na osnovu III.1.8 i tada dobijamo:

$$C = \sqrt{1 - e^{-2\beta}} \quad . . . \quad \text{III.1.34.}$$

Hamiltonian stanja koja su ravnomerne raspoređena duž lanca ima oblik:

$$H_Z = [\mu \hbar + 2SI(1 - \cos \alpha K_0)] B_{K_0}^+ B_{K_0} \quad . . . \quad \text{III.1.35.}$$

dok Hamiltenian ekscitacija lokalizovanih oko atoma "O" i atoma "l" ima oblik:

$$H_P = [\mu \hbar + 2SI(1 - \cos \operatorname{hyp} \beta)] B_\beta^+ B_\beta \quad . . . \quad \text{III.1.36.}$$

Na kraju ovog paragrafa treba napomenuti dve stvari:

a/ Ni transformacija

$$B_\ell = \sqrt{\frac{2}{N+2}} \cos \ell \alpha K_0 B_{K_0} \quad . . . \quad \text{III.1.37.}$$

ni

$$B_\ell = \sqrt{1 - e^{-2\beta}} e^{-\beta \ell} B_\beta \quad . . . \quad \text{III.1.38.}$$

nisu kanoničke jer nije ispunjen uslov III.1.7.

b/ Kao što smo videli stanja III.1.37 mogu da postoji ako je $\mu' \hbar < SI$ dok stanja III.1.38 mogu da postoji ako je $\mu' \hbar > SI$ što znači da se periodična i lokalizovana stanja uzajamno isključuju tj, u lancu možemo imati ili jedna ili druga stanja a nikada obe istovremene. Ovo je bitna razlika u odnosu na polubeskonačan lanac.

III.2. MAGNONI U DVO I TRODIMENZIONALNOJ STRUKTURI

Ako posmatramo magnetnu traku neograničenu u smeru X ese a konačne i deovljne male širine u smeru Y ese onda se njen Hamiltonijan može napisati u sledećem obliku:

$$\begin{aligned}
 H = & [(j\mu - j\mu')\hbar + 4SI] \sum_{n_x} (B_{n_x,0}^+ B_{n_x,0} + B_{n_x,N_y}^+ B_{n_x,N_y}) - \\
 & - SI \sum_{n_x} B_{n_x,0}^+ (B_{n_x+1,0} + B_{n_x-1,0} + B_{n_x,1}) - \\
 & - SI \sum_{n_x} B_{n_x,N_y}^+ (B_{n_x+1,N_y} + B_{n_x-1,N_y} + B_{n_x,N_y-1}) + \\
 & + (j\mu\hbar + 4SI) \sum_{n_x n_y} B_{n_x,n_y}^+ B_{n_x,n_y} - \\
 & \quad n_y = 1, 2, \dots, N_y - 1
 \end{aligned}
 \quad \text{III.2.1.}$$

$$- SI \sum_{n_x n_y} B_{n_x,n_y}^+ (B_{n_x+1,n_y} + B_{n_x-1,n_y} + B_{n_x,n_y+1} + B_{n_x,n_y-1})$$

$$\quad n_y = 1, 2, \dots, N_y - 1$$

Jednačine kretanja glase:

$$\begin{aligned}
 i\dot{B}_{\ell_x,0} = & [(j\mu - j\mu')\hbar + 4SI] B_{\ell_x,0} - SI (B_{\ell_x+1,0} + \\
 & + B_{\ell_x-1,0} + B_{\ell_x,1}) \quad \dots \quad \text{III.2.2.}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 i\dot{B}_{\ell_x,N_y} = & [(j\mu - j\mu')\hbar + 4SI] B_{\ell_x,N_y} - SI (B_{\ell_x+1,N_y} + \\
 & + B_{\ell_x-1,N_y} + B_{\ell_x,N_y-1}) \quad \dots \quad \text{III.2.3.}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 i\dot{B}_{\ell_x,\ell_y} = & (j\mu\hbar + 4SI) B_{\ell_x,\ell_y} - SI (B_{\ell_x+1,\ell_y} + B_{\ell_x-1,\ell_y} + \\
 & \quad \ell_y = 1, 2, \dots, N_y - 1 \\
 & + B_{\ell_x,\ell_y+1} + B_{\ell_x,\ell_y-1}) \quad \dots \quad \text{III.2.4.}
 \end{aligned}$$

Analogne kao i u prethodnom paragrafu izvršićemo transformaciju:

$$B_{k_x, k_y}(t) = \sum_{k_x, k_y} U_{k_x, k_y, l_x, l_y} B_{k_x, k_y} e^{-iEt} \dots \text{III.2.5.}$$

gde funkcije U zadovoljavaju uslove:

$$\sum_i U_{k_x, k_y, l'_x, l'_y}^* U_{k_x, k_y, l_x, l_y} = \delta_{l_x, l'_x} \delta_{l_y, l'_y} \dots \text{III.2.6.}$$

$$\sum_{l_x, l_y} U_{k'_x, k'_y, l_x, l_y}^* U_{k_x, k_y, l_x, l_y} = \delta_{k_x, k'_x} \delta_{k_y, k'_y} \dots \text{III.2.7.}$$

Zamenom III.2.5 u jednačine kretanja dobijamo:

$$[E - (\mu \delta + 4SI)] U_{k_x, k_y, l_x, 0} + SI(U_{k_x, k_y, l_x+1, 0} + U_{k_x, k_y, l_x-1, 0} + U_{k_x, k_y, l_x, 1} + U_{k_x, k_y, l_x, -1}) = -\mu' \delta U_{k_x, k_y, l_x, 0} + SI U_{k_x, k_y, l_x, -1} \dots \text{III.2.8.}$$

$$[E - (\mu' \delta + 4SI)] U_{k_x, k_y, l_x, N_y} + SI(U_{k_x, k_y, l_x+1, N_y} + U_{k_x, k_y, l_x-1, N_y} + U_{k_x, k_y, l_x, N_y+1} + U_{k_x, k_y, l_x, N_y-1}) = -\mu' \delta U_{k_x, k_y, l_x, N_y} + SI U_{k_x, k_y, l_x, N_y+1} \dots \text{III.2.9.}$$

$$[E - (\mu \delta + 4SI)] U_{k_x, k_y, l_x, l_y} + SI(U_{k_x, k_y, l_x+1, l_y} + U_{k_x, k_y, l_x-1, l_y} + U_{k_x, k_y, l_x, l_y+1} + U_{k_x, k_y, l_x, l_y-1}) = 0 \dots \text{III.2.10.}$$

Analogne prethodnom slučaju jednodimenzionalne strukture funkcije:

$$U_{k_x, k_y, l_y, l_x} = \sqrt{\frac{2}{N_x(N_y+2)}} e^{il_x \alpha k_x} \cos l_y \alpha k_y \dots \text{III.2.11.}$$

za

$$K_o = \frac{1}{\alpha} \arccos \frac{\mu' H}{SI} ; \quad \mu' H < SI \quad . . . \text{III.2.12.}$$

zadovoljavaju sve tri jednačine III.2.8, III.2.9 i III.2.10
ako je:

$$E = \mu H + 4SI - 2SI(\cos K_x a + \cos K_o a) \quad . . . \text{III.2.13.}$$

Ako uzmemo:

$$U_{K_x, \beta, l_x, l_y} = \sqrt{\frac{1-e^{-2\beta}}{N_x}} e^{il_x a K_x - \beta l_y} \quad . . . \text{III.2.14.}$$

onda su sve tri jednačine III.2.8, III.2.9 i III.2.10 zadovoljene ako je:

$$E = \mu H + 4SI(\cos a K_x + \cos \text{hyp} \beta) \quad . . . \text{III.2.15.}$$

i

$$e^\beta = \frac{\mu' H}{SI} ; \quad \mu' H > SI \quad . . . \text{III.2.16.}$$

Hamiltonijan H_z ima oblik:

$$H_z = \sum_{K_x} [\mu H + 4SI - 2SI(\cos a K_x + \cos a K_o)] B_{K_x, K_o}^+ B_{K_x, K_o} \quad . . . \text{III.2.17.}$$

Hamiltonijan stanja lokalizovanih na krajevima magnetne trake ima oblik:

$$H_p = \sum_{K_x} [\mu H + 4SI - 2SI - (\cos a K_x + \cos \text{hyp} \beta)] B_{K_x, \beta}^+ B_{K_x, \beta} \quad . . . \text{III.2.18.}$$

Kao što vidimo ovde komponenta K_y ima samo jednu vrednost K_o . Takođe se vidi da se periodična i lokalizovana stanja uzajamno isključuju.

Hamiltonijan magnetne ploče koja je beskonačna u smeru X i Y ese a u smeru Z ese ima konačnu i ne mnogo veliku deb-

ljinu možemo napisati na sledeći način:

$$\begin{aligned}
 H = & [(\mu - \mu')\hbar + 6SI] (B_{n_x, n_y, 0}^+ B_{n_x, n_y, 0} + B_{n_x, n_y, N_z}^+ B_{n_x, n_y, N_z}) - \\
 & - SI \sum_{n_x n_y} B_{n_x, n_y, 0}^+ (B_{n_x+1, n_y, 0} + B_{n_x-1, n_y, 0} + B_{n_x, n_y+1, 0} + \\
 & + B_{n_x, n_y-1, 0} + B_{n_x, n_y, 1}) - \\
 & - SI \sum_{n_x n_y} B_{n_x, n_y, N_z}^+ (B_{n_x+1, n_y, N_z} + B_{n_x-1, n_y, N_z} + \\
 & + B_{n_x, n_y+1, N_z} + B_{n_x, n_y-1, N_z} + B_{n_x, n_y, N_z-1}) + \\
 & + (\mu\hbar + 6SI) \sum_{n_x n_y n_z} B_{n_x, n_y, n_z}^+ B_{n_x, n_y, n_z} - \\
 & n_z = 1, 2, \dots, N_z - 1 \\
 & - SI \sum_{n_x n_y n_z} B_{n_x, n_y, n_z}^+ (B_{n_x+1, n_y, n_z} + B_{n_x-1, n_y, n_z} + \\
 & n_z = 1, 2, \dots, N_z - 1 \\
 & + B_{n_x, n_y, n_z} + B_{n_x, n_y-1, n_z} + B_{n_x, n_y, n_z+1} + \\
 & + B_{n_x, n_y, n_z-1}) \quad \text{III. 2. 19.}
 \end{aligned}$$

Jednačine kretanja imaju oblik:

$$\begin{aligned}
 i \dot{B}_{lx, ly, 0} = & [(\mu - \mu')\hbar + 6SI] B_{lx, ly, 0} - SI (B_{lx+1, ly, 0} + \\
 & + B_{lx-1, ly, 0} + B_{lx, ly+1, 0} + B_{lx, ly-1, 0} + \\
 & + B_{lx, ly, 1}) \quad \text{III. 2. 20.}
 \end{aligned}$$

$$i \overset{\circ}{B}_{l_x, l_y, N_z} = [(\mu - \mu') \hbar + 6SI] B_{l_x, l_y, N_z} - \\ - SI(B_{l_x+1, l_y, N_z} + B_{l_x-1, l_y, N_z} + B_{l_x, l_y+1, N_z} + B_{l_x, l_y-1, N_z} + \\ + B_{l_x, l_y, N_z-1}) \quad . \quad . \quad . \quad \text{III.2.21.}$$

$$i \overset{\circ}{B}_{l_x, l_y, l_z} = (\mu \hbar + 6SI) B_{l_x, l_y, l_z} - SI(B_{l_x+1, l_y, l_z} + \\ l_z = 1, 2, \dots, N_z-1 \\ + B_{l_x-1, l_y, l_z} + B_{l_x, l_y+1, l_z} + B_{l_x, l_y-1, l_z} + B_{l_x, l_y, l_z+1} + \\ + B_{l_x, l_y, l_z-1}) \quad . \quad . \quad . \quad \text{III.2.22.}$$

Operator će transformisati analogno kao i ranije:

$$B_{l_x, l_y, l_z} = \sum_{k_x k_y k_z} U_{k_x, k_y, k_z, l_x, l_y, l_z} B_{k_x, k_y, k_z} e^{-iEt} \quad \text{III.2.23.}$$

Funkcije U moraju zadovoljavati uslove:

$$\sum_{k_x, k_y, k_z} U_{k_x, k_y, k_z, l'_x, l'_y, l'_z} U_{k_x, k_y, k_z, l_x, l_y, l_z} = \delta_{l_x, l'_x} \delta_{l_y, l'_y} \delta_{l_z, l'_z} \quad \text{III.2.24.}$$

$$\sum_{l_x l_y l_z} U_{k_x', k_y', k_z', l_x, l_y, l_z}^* U_{k_x, k_y, k_z, l_x, l_y, l_z} = \delta_{k_x, k_x'} \delta_{k_y, k_y'} \delta_{k_z, k_z'} \quad \text{III.2.25.}$$

Zamenom funkcija U u jednačine kretanja dobijamo:

$$[E - (\mu \hbar + 6SI)] U_{k_x, k_y, k_z, l_x, l_y, 0} + SI(U_{k_x, k_y, k_z, l_x+1, l_y, 0} + \\ + U_{k_x, k_y, k_z, l_x-1, l_y, 0} + U_{k_x, k_y, k_z, l_x, l_y+1, 0} + U_{k_x, k_y, k_z, l_x, l_y-1, 0} + \\ + U_{k_x, k_y, k_z, l_x, l_y, 1} + U_{k_x, k_y, k_z, l_x, l_y, -1}) = SI U_{k_x, k_y, k_z, l_x, l_y, -1} - \\ - \mu' \hbar U_{k_x, k_y, k_z, l_x, l_y, 0} \quad . \quad . \quad . \quad \text{III.2.26.}$$

$$\begin{aligned}
 & [E - (\mu \delta + 6SI)] U_{k_x, k_y, k_z, l_x, l_y, N_z} + SI(U_{k_x, k_y, k_z, l_x+1, l_y, N_z} + \\
 & + U_{k_x, k_y, k_z, l_x-1, l_y, N_z} + U_{k_x, k_y, k_z, l_x, l_y+1, N_z} + U_{k_x, k_y, k_z, l_x, l_y-1, N_z} + \\
 & + U_{k_x, k_y, k_z, l_x, l_y, N_z+1} + U_{k_x, k_y, k_z, l_x, l_y, N_z-1}) = \\
 & = SI U_{k_x, k_y, k_z, l_x, l_y, N_z+1} - \mu' \delta U_{k_x, k_y, k_z, l_x, l_y, N_z} \dots \text{III.2.27.}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & [E - (\mu \delta + 6SI)] U_{k_x, k_y, k_z, l_x, l_y, l_z} + SI(U_{k_x, k_y, k_z, l_x+1, l_y, l_z} + U_{k_x, k_y, k_z, l_x-1, l_y, l_z} + \\
 & + U_{k_x, k_y, k_z, l_x, l_y+1, l_z} + U_{k_x, k_y, k_z, l_x, l_y-1, l_z} + U_{k_x, k_y, k_z, l_x, l_y, l_z+1} + U_{k_x, k_y, k_z, l_x, l_y, l_z-1}) \dots \text{III.2.28.}
 \end{aligned}$$

Lako je pokazati da funkcija:

$$U_{k_x, k_y, k_o, l_x, l_y, l_z} = \sqrt{\frac{2}{N_x N_y (N_z + 2)}} e^{i\alpha(k_x l_x + k_y l_y)} \cos \alpha k_o l_z \dots \text{III.2.29.}$$

zadovoljava sve tri jednačine III.2.26, III.2.27 i III.2.28

ako je:

$$k_o = \frac{1}{\alpha} \arccos \frac{\mu' \delta}{SI} ; \quad \mu' \delta < SI \dots \text{III.2.30.}$$

i

$$E = \mu \delta + 6SI - 2SI(\cos \alpha k_x + \cos \alpha k_y + \cos \alpha k_o) \dots \text{III.2.31.}$$

Funkcija

$$U_{k_x, k_y, g, l_x, l_y, l_z} = \sqrt{\frac{1-e^{-2g}}{N_x N_y}} e^{i\alpha(k_x l_x + k_y l_y) - gl_z} \dots \text{III.2.32.}$$

zadovoljava jednačine III.2.26, III.2.27 i III.2.28 ako je:

$$e^g = \frac{\mu' \delta}{SI} ; \quad \mu' \delta > SI \dots \text{III.2.33.}$$

$$E = \mu \delta + 6SI - 2SI(\cos k_x a + \cos k_y a + \cos \operatorname{hyp} g) \dots \text{III.2.34.}$$

Elementarne eksitacije čiji se operatori transformišu po zakonu:

$$B_{l_x, l_y, l_z} \underset{k_x k_y}{\lesssim} \sqrt{\frac{2}{N_x N_y (N_z + 2)}} e^{ia(k_x l_x + k_y l_y)} \cos a k_z B_{k_x, k_y, k_z} \dots \text{III.2.35.}$$

i čiji je Hamiltonian:

$$H_z = \sum_{k_x k_y} \left\{ J_u H + 6S I - 2S I (\cos a k_x + \cos a k_y + \cos a k_z) \right\} B_{k_x, k_y, k_z}^+ B_{k_x, k_y, k_z} \dots \text{III.2.36.}$$

nazivaju se zapreminskim magnenima.

Elementarne eksitacije koje su lokalizovane na graničnim površinama pleče imaju Hamiltonian:

$$H_p = \sum_{k_y k_x} \left\{ J_u H + 6S I - 2S I (\cos a k_x + \cos a k_y + \cos h y p s) \right\} B_{k_x, k_y, s}^+ B_{k_x, k_y, s} \dots \text{III.2.37.}$$

i njihovi se operatori transformišu po zakonu:

$$B_{l_x, l_y, l_z} \underset{k_x k_y}{\lesssim} \sqrt{\frac{1 - e^{-2s}}{N_x N_y}} e^{ia(k_x l_x + k_y l_y) - ipl_z} \dots \text{III.2.38}$$

Ove eksitacije nazivaju se površinskim magnenima.

Očigledno je na osnovu iz III.2.30 i III.2.33 da se zapreminski i površinski magneni uzajamno isključuju tj, da u magnetnoj pleći mogu postojati ili samo zapreminski magneni / $J_u H < S I$ / ili samo površinski magneni / $J_u H > S I$ /. Takođe je jasno da se menjanjem jačine magnetnog polja H može menjati stanje magnetne pleče tj. pri malim H ona će imati samo zapremske magnene dok se povećanjem polja magnetizacija može koncentrišati na površini. Ova činjenica čini magnetnu pleču / film / bitno različitim od polubeskonačnog kristala.

III.3. TERMODINAMIČKE KARAKTERISTIKE MAGNETNE PLOČE

Kao što smo videli na osnovu rezultata prethodnog paragrafa

magnetna ploča se u suštini ponaša kao magnetni list od svega dve dimenzijske zase što i u slučaju zapreminskih i u slučaju površinskih stanja \neq komponenta talasnog vektora ima samo jednu fiksiranu vrednost. Dvodimenzionalna magnetna traka na osnovu istog rezonovanja ima svojstva jednodimenzionalnog lanca. Kao što je poznato za lanac se ne mogu definisati tipične magnetne karakteristike kao magnetizacija, susceptibilnost i druge, pa zbog tega nećemo ispitivati termodinamička svojstva magnetne trake.

Poznato je da je magnetizacija dvodimenzionalnog magneta / magnetni list / ravna nuli u odsustvu magnetnog polja, ali kada je ono prisutno onda ima smisla i magnetizacija i ostale termodinamičke karakteristike vezane za nju. Pošto je u slučaju magnetne ploče polje prisutno mićemo ispitati njene termodinamičke karakteristike.

a/ Niske temperaturske karakteristike u slučaju zapreminskih magnena.

Magnetizaciju dobijamo po formuli:

$$\langle \hat{B} \rangle = 1 - \frac{1}{S} \langle B_m^+ B_m^- \rangle = 1 - \frac{1}{S} \frac{1}{N} \sum_{K_x K_y} \frac{1}{e^{\frac{E_K}{\theta}} - 1} \quad \dots \text{III.3.1.}$$

Ako izraz za energiju zapreminskih magnena napišemo u aprikosimaciji malih talasnih vektera onda ona ima oblik:

$$E_K^z = R_z + S I \alpha^2 \kappa^2 - \frac{1}{12} S I \alpha^4 \kappa^4 (\cos^4 \varphi + \sin^4 \varphi) \quad \dots \text{III.3.2.}$$

gde je:

$$R_z = (J_u - 2 J_u') \hbar + 2 S I \quad \dots \text{III.3.3.}$$

zamenom E_K^z u III.3.1 bez poslednjeg člana i prelaskom od sume na integral po sledećem pravilu:

$$\sum_{K_x K_y} = \frac{N_x N_y \alpha^2}{4\pi^2} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{k_{max}} k dk \quad . . . \quad \text{III.3.4.}$$

Za magnetizaciju dobijamo sledeći izraz:

$$\phi = 1 - \frac{1}{5} \frac{\chi_1\left(\frac{R_z}{\theta}\right)}{N_z} \tau + O(\tau^2) \quad . . . \quad \text{III.3.5.}$$

gde je:

$$\chi_1\left(\frac{R_z}{\theta}\right) = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{e^{-\frac{m R_z}{\theta}}}{m} \quad . . . \quad \text{III.3.6}$$

$$\tau = \frac{\theta}{4\pi S I} \quad . . . \quad \text{III.3.7.}$$

Poznavajući magnetizaciju možemo odmah naći magnetnu susceptibilnost po formuli:

$$\chi = \mu \lim_{H \rightarrow 0} \frac{\partial \phi}{\partial H} \quad . . . \quad \text{III.3.8.}$$

Diferencirajući po H izraz III.3.5 i puštajući da $H \rightarrow 0$ nađimo:

$$\chi = \frac{\mu(\mu - 2\mu')}{4\pi S^2 I} \frac{1}{e^{\frac{2SI}{\theta}} - 1} \quad . . . \quad \text{III.3.9.}$$

Ovde je interesantno da ako je:

$$\mu > 2\mu' \quad . . . \quad \text{III.3.10.}$$

onda je susceptibilnost veća od nule kao kod feromagnetika i paramagnetička, dok za:

$$\mu < 2\mu' \quad . . . \quad \text{III.3.11.}$$

naša ploča dobija dijamagnetska svojstva jer susceptibilnost postaje manja od nule.

Unutrašnju energiju dobijamo po formuli:

$$U = \sum_{K_x K_y} E_K^z \langle B_{K_x K_y}^+ B_{K_x, K_y} \rangle =$$

$$= R_z \sum_{K_x K_y} \frac{1}{e^{\frac{E_k}{\Theta}} - 1} + S I \alpha^2 \sum_{K_x K_y} \frac{\kappa^2}{e^{\frac{E_k}{\Theta}} - 1} \quad . . . \text{III.3.12.}$$

U prvoj sumi za E_k^z uzećemo kompletan izraz III.3.2, dok je u drugoj sumi doveljno uzeti prva dva člana. Kad izvršimo integracije nalazimo da je:

$$U = N \left\{ \frac{R_z}{N_z} Z_1 \left(\frac{R_z}{\Theta} \right) T + \frac{2\pi^2 R_z + 4\pi S I}{N_z} Z_2 \left(\frac{R_z}{\Theta} \right) T^2 \right\} + \\ + O(T^3) \quad . . . \text{III.3.13.}$$

gde je

$$Z_2 = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{e^{-m \frac{R_z}{\Theta}}}{m^2} \quad . . . \text{III.3.14.}$$

Diferenciranjem U po Θ dobijamo specifičnu toplotu na stalnoj zapremini C_V :

$$C_V = \frac{N}{(4\pi S I)^2 N_z} \left\{ 4\pi S I R_z^2 \frac{1}{\Theta (e^{\frac{R_z}{\Theta}} - 1)} + \right. \\ + (8\pi S I R_z + 4\pi R_z^2) Z_1 \left(\frac{R_z}{\Theta} \right) + \\ \left. + (8\pi^2 R_z + 8\pi S I) Z_2 \left(\frac{R_z}{\Theta} \right) \Theta \right\} \quad . . . \text{III.3.15.}$$

Lako je pokazati da C_V eksponencijalno teži nuli kada $\Theta \rightarrow 0$

b/ Niskotemperaturske karakteristike u slučaju površinskih magnona.

U slučaju površinskih namagnetisane pliče zakon disperzije za magnone ima oblik:

$$E_k^P = R_p + S I \alpha^2 \kappa^2 - \frac{1}{12} S I \alpha^4 \kappa^4 (\cos^4 \varphi + \sin^4 \varphi) \quad . . . \text{III.3.16.}$$

gde je

$$R_p = (\mu - \mu') \delta - \frac{S^2 I^2}{\mu' \delta} + 2 S I \quad . . . \quad \text{III.3.17.}$$

Poredjenjem formule III.3.16 i III.3.2 vidimo da sve termoelektrične karakteristike za površinske magnone možemo dobiti iz odgovarajućih obrazaca za zapremske magnone zamenom R_z sa R_p . Tako imamo da je:

$$\beta = 1 - \frac{1}{S} \frac{z_1 \left(\frac{R_p}{\theta} \right)}{N_z} \tau + O(\tau^2) \quad . . . \quad \text{III.3.18.}$$

$$U = N \left\{ \frac{R_p}{N_z} z_1 \left(\frac{R_p}{\theta} \right) \tau + \right. \\ \left. + \frac{2\pi^2 R_p + 4\pi S I}{N_z} z_2 \left(\frac{R_p}{\theta} \right) \tau^2 \right\} + O(\tau^3) \quad . . . \quad \text{III.3.19.}$$

$$C_v = \frac{N}{(4\pi S I)^2 N_z} \left\{ 4\pi S I R_p^2 \frac{1}{\theta (e^{\frac{R_p}{\theta}} - 1)} + \right. \\ \left. + (8\pi S I R_p + 4\pi R_p^2) z_1 \left(\frac{R_p}{\theta} \right) + \right. \\ \left. + (8\pi^2 R_p + 8\pi S I) z_2 \left(\frac{R_p}{\theta} \right) \theta \right\} \quad . . . \quad \text{III.3.20.}$$

Formulu za τ ne navedimo jer ona u slučaju površinskih magnona teži $+\infty$ kao $\frac{1}{\delta^2} e^{\frac{\text{const}}{\delta}}$ što se lako može videti na osnovu III.3.17.

Ovo je takođe vrlo interesantan zaključak da magnetna ploča u slučaju da u njoj egzistiraju površinski magnoni ima izvanredno visoku pozitivnu susceptibilnost što znači da je jake feromagnetna.



Z A K L J U Č A K

Rezultati analize magnetnih filmova koji su ovde dobijeni mogu se rezimirati na sledeći način:

- a/ U magnetnim filmovima ne mogu istovremeno egzistirati i zapreminski i površinski magnoni kao što je to slučaj kod polubeskonačnih struktura, već postaje ili samo jedni ili samo drugi.
- b/ Premenom jacine spoljašnjeg magnetnog polja može se zapreminski magnetizam pretvoriti u površinski i obrnute.
- c/ Trodimenzionalna magnetna ploča uvek ima za magnone fiksiranu \neq komponentu impulsa i zakon disperzije za magnone je jednom periodična funkcija eve komponente, a drugi put funkcija koja eksponencijalno opada sa porastom dubine kristala, međutim ne zavisi od ovoga zbog fiksiranosti treće komponente magnetna ploča se ponaša kao dve-dimenzionalni magnetni list.
- d/ Susceptibilnost χ ploče u slučaju zapreminskih magnona kada je $\mu' \mathcal{H} < SI$ zavisi od odnosa velicina μ' i μ . Ako je korekcija magnetnog momenta μ' za površinske atome manja od $\frac{1}{2} \mu$ onda je susceptibilnost pozitivna i ploča ima feromagnetna svojstva. U obrnutom slučaju $\mu' > \frac{1}{2} \mu$ susceptibilnost postaje negativna, što znači da ploča debla dijamagnetska svojstva.
- e/ Magnetna susceptibilnost u slučaju površinskog magnetizma $|\mu' \mathcal{H}| > SI$ teži u ∞ kao funkcija $\frac{1}{x^2} e^{\frac{\text{const}}{x^2}}$ što znači da je ploča sa površinskim magnetizmom izvanredne jako feromagnetna.

LITERATURA:

- 8 /1/ S.Stojanović and B.S. Tešić: phys.stat.sol.32,229/1969/
- 4 /2/ S.V.Tyablikev, The Methods of Quantum Theory in Magnetism,
Izd. Nauka, Moscow 1965
- /3/ S.I.Pekar, Zh. eksper. teor. Fiz. 33, 1022 /1957/
- /4/ D.L.Mills and W.M.Saslow, Phys. Rev. 171, 488 /1968/
- /5/ D.L.Mills and A.A.Maradudin, J.Phys. Chem. Solids 28,1855
/1967/
- 2 /6/ V.M.Agranovič and B.S.Tešić, Zh. eksper. teor. Fiz. 53,149
/1967/
- 6 /7/ A.S.Davidov, Quantum Mechanics,Moscow 1963
- /8/ A.S.Davidov, Zh. eksper. teor. Fiz. 19,181 /1949/
- /9/ A.S.Davidov, Zh. eksper. teor. Fiz. 19,930 /1949/
- /10/ V.I.Sugakov, Fiz. tverd. Tela 5,2207 /1963/
- /11/ P.F.Kvencel and S.I.Pekar, Fiz. tverd. Tela 4,2813 /1962/

SADRŽAJ:**Uvod****Glava I****Feromagnetići na niskim temperaturama**

I.1. O magnetizmu uopšte	str. 1
I.2. Bloheva apriksimacija	str. 6
I.3. Zakon disperzije za magnene i termoelektrične karakteristike na niskim temperaturama	str. 10

Glava II**Spinski talasi u polubeskonačnim feromagnetičima**

II.1. Zapreminski i površinski magneni	str. 17
II.2. Jednodimenzionalne strukture	str. 18
II.3. Dve i tređimenzionalne strukture	str. 25

Glava III**Spinski talasi u magnetnim filmovima**

III.1. Magneni u jednodimenzionalnoj strukturi	str. 33
III.2. Magneni u dve i tređimenzionalnoj strukturi	str. 39
III.3. Termoelektrične karakteristike magnetne ploče	str. 45

Zaključak