U N I V E R Z I T E T U N O V O M S A D U

PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET - INSTITUT ZA FIZIKU

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

O PROBLEMU VISOKOTEMPERATURSKE SUPERPROVODLJIVOSTI

NOVI SAD , 1978.

SABADOŠ G. AMALIJA

Iskreno se zahvaljujem
mentoru profesoru Dr. Bratislavu S. Tošiću
i asistentu Jovanu Šetrajčiću
na pomoći i savetima pri izradi ovog rada

S A D R Ž A J

UVOD 1

I. ANALIZA USLOVA SUPERFLUIDNOG KRETANJA 2

I.1. USLOVI ZA SUPERFLUIDNO KRETANJE 2

I.2. POLUFENOMENOLOSKA TEORIJA LANDAUA 5

I.3. MIKROTEORIJA BOGOLJUBOVA 8

I.4. ELEMENTI TEORIJE SUPERPROVODLJIVOSTI 16

II. O MOGUĆNOSTI KONSTRUISANJA VISOKOTEMPERATURSKOG SUPERPROVODNIKA 20

II.1. OPŠTI OBLIK ZAKONA DISPERZIJE KOJI USLOVLJAVA SUPERFLUIDNO KRETANJE 20

II.2. JEDAN SPECIFICAN SLUĆAJ 24

II.3. DOPINGOVANJE NEGATIVNIM JONIMA U CILJU POVIŠENJA SUPERKONDUKTIVNE KRITIČNE TEMPERATURE ...29

ZAKLJUČAK 33

LITERATURA 34

U V O D

Cilj diplomskog rada je ispitivanje mogućnosti za konstrukciju visokotemperaturskog superprovodnika.Ovaj problem pretstavlja jednu od osnovnih preokupacija savremene fizike zbog toga što superprovodnici imaju čitav niz korisnih osobina koje se mogu koristiti u praksi.Teškoća u vezi sa njihovom eksploatacijom sastoji se u tome što se danas poznati materijali moraju hladiti do veoma niskih temperatura (oko 10^{o}K) da bi postali superprovodni,a ovo hlađenje je veoma skupo pa je i sama upotreba superprovodnika najčešće neekonomična.Očigledno je da u prirodi ne postoje materijali koji bi bili superprovodni na visokim temperaturama pa se danas traže načini da se ovakvi materijali konstruktivno izgrade.Jedna od ovakvih ideja biće predložena u diplomskom radu.

I. ANALIZA USLOVA SUPERFLUIDNOG KRETANJA

I.1. USLOVI ZA SUPERFLUIDNO KRETANJE

Superfluidnost je otkrio Kapica 1939 godine. Sama pojava superfluidnosti sastoji se u tome da tečni ${}_2He^4$ protiče kroz kapilare bez trenja. Pre nego što pređemo na objašnjavanje elementarnih eksitacija u tečnom ${}_2He^4$, moramo u najopštijim crtama razjasniti uslove pod kojima tečnost može da se kreće bez trenja kroz kapilare.

Ako posmatramo količinu tečnosti mase m i brzine kretanja $\vec{v}$, onda je kinetička energija ove količine tečnosti jednaka:

$$E_0 = \frac{1}{2} m \vec{v}^2 = \frac{\vec{Q}^2}{2m} \quad ; \quad \vec{Q} = m\vec{v} \qquad (I.1.1.)$$

Kada ova količina tečnosti protiče kroz kapilaru ona se tare o zidove suda i deo svoje energije E_0 ostavlja zidovima kapilara. Iz toga sledi da energija te iste količine tečnosti kada ona prolazi kroz kapilaru mora da bude manja od E_0 jer jedan deo energije odlazi na trenje. Ako tu energiju tečnosti obeležimo sa E, onda u slučaju kada postoji trenje važi sledeća nejednakost:

$$E < E_0 \qquad (I.1.2.)$$

Usled trenja tečnosti o zidove suda, njenim sastavnim delovima (atomima i molekulima) menja se energija.To opisujemo tako što pretpostavljamo da se u tečnosti pojavljuju elementarne eksitacije tj. kvanti pobuđenja njenih atoma.

Analizirajmo najprostiju situaciju kada se u tečnosti pojavi samo jedna elementarna eksitacija sa impulsom $\vec{p}$,i energijom $\varepsilon_{\vec{p}}$ .Tada je energija cele količine tečnosti plus energija jedne elementarne eksitacije jednaka:

$$E = \frac{\vec{Q}+\vec{P}}{2m} + \varepsilon_{\vec{p}} = \frac{\vec{Q}^2}{2m} + \frac{\vec{Q}\vec{P}}{m} + \frac{\vec{P}^2}{2m} + \varepsilon_{\vec{p}} =$$

$$= E_0 + \vec{v}\vec{p} + \varepsilon_{\vec{p}} + \frac{\vec{p}^2}{2m}$$

Poslednji član u ovom izrazu zanemarujemo jer je masa količine tečnosti m reda veličine 1gr.,dok efektivna masa elementarne eksitacije može da bude u najboljem slučaju reda veličine mase atoma.Posle ove aproksimacije $\frac{\vec{p}^2}{2m} \sim 0$,dobijamo sledeće:

$$E = E_0 + \vec{P}\vec{v} + \varepsilon_{\vec{p}} \qquad (I.1.3.)$$

U slučaju da postoji trenje,mora biti na osnovu (I.1.2.) $E - E_0 < 0$ tada iz (I.1.3.) sledi uslov za postojanje trenja tečnosti sa zidovima kapilara:

$$\vec{P}\vec{v} + \varepsilon_{\vec{p}} < 0 \qquad (I.1.4.)$$

Optimalan slučaj za postojanje trenja je onaj gde su vektori $\vec{P}$ i $\vec{v}$ suprotno usmereni.Prema tome uslov glasi:

$$\varepsilon_{\vec{p}} - Pv < 0 \; ; \quad P = |\vec{P}| \; ; \quad v = |\vec{v}|$$

ili

$$\varepsilon_{\vec{p}} < v \qquad (I.1.5.)$$

Ovde je v kao intenzitet vektora pozitivna veličina i ne može biti nula jer se tečnost nebi kretala.

Relacija (I.1.5.) pretstavlja uslov da trenje u tečnosti mora da postoji,a njoj suprotna relacija:

$$\frac{\varepsilon_{\vec{p}}}{p} > v$$

pretstavlja uslov da se tečnost kreće bez trenja.Poslednji uslov se pravi još stroži pa se kao uslov za kretanje tečnosti bez trenja uzima:

$$\min \frac{\varepsilon_{\vec{p}}}{p} > 0 \qquad (I.1.6.)$$

Na levoj strani se uzima minimum da bi uslov bio nezavisan od impulsa,dok se na desnoj strani zbog proizvoljnosti brzine v (koju u eksperimentalnim uslovima možemo uvek da odredimo tako kako nam je potrebno),može staviti i nula čime se odražava činjenica da minimum fazne brzine elementarnih eksitacija mora biti pozitivna veličina.

Prema tome,tečnost će se kretati bez trenja tj. imaćemo fenomen superfluidnosti samo u onim slučajevima kada se usled trenja u tečnosti pojavljuju takve elementarne eksitacije čiji je minimum fazne brzine pozitivna veličina.Tada grubo govoreći elementarne eksitacije služe tečnosti kao izolacija od zidova suda.

I.2. POLUFENOMENOLOŠKA TEORIJA LANDAUA

Neposredno posle eksperimentalno konstatovane činjenice da se tečni $_2He^4$ kreće kroz kapilare bez trenja,Landau je dao svoju polufenomenološku teoriju ovog fenomena.Prilikom formulisanja svoje teorije Landau se držao sledeća dva principa:

a) pri najnižim impulsima jedine moguće elementarne eksitacije u tečnosti su mehaničke oscilacije tj. longitudinalni zvučni talasi;

b) u oblasti većih impulsa zavisnost energije elementarnih eksitacija od impulsa mora da bude takva da bude ispunjen uslov za superfluidno kretanje tečnosti,što znači da energija kao funkcija od impulsa mora biti takva da postoji pozitivni minimum fazne brzine.

Na osnovu ova dva zahteva on dolazi do zaključka da zakon disperzije elementarnih eksitacija u tečnom $_2He^4$ pretstavlja kombinaciju zakona disperzije za dva tipa kvazičestica.Pri malim impulsima dominantni tip kvazičestica su zvučni talasi sa linearnim zakonom disperzije.

$$\mathcal{E}_z(k) = \hbar v k \qquad (I.2.1.)$$

gde je v brzina longitudinalnih zvučnih talasa.

U oblasti velikih impulsa dominantan tip kvazičestica su rotoni koji imaju kvadratni zakon disperzije i negativnu efektivnu masu.Ovaj zakon disperzije bio bi izložen na sledeći način:

$$\mathcal{E}_r(k) = -\frac{\hbar^2}{2m}(k-k_0)^2 + \Delta \qquad (I.2.2.)$$

gde je m efektivna masa rotona,dok se GEP Δ i impuls K_0 uzimaju iz eksperimenta.

Ovde treba objasniti šta se podrazumeva pod dominantnošću jednog tipa kvazičestica.Misli se na statističku dominantnost tj. na manju ili veću populaciju kvazičestica.U skladu sa Bolomanovom raspodelom srednji broj kvazičestica na temperaturi dat je izrazom

$$\bar{n} = e^{-\frac{\mathcal{E}(p)}{\theta}} \quad ; \quad p = \hbar K \qquad (I.2.3.)$$

pa se odavde vidi da čestica sa manjom energijom $\mathcal{E}(p)$ ima više nego onih sa većom energijom.

U oblasti malih impulsa

$$\mathcal{E}_z(p) \ll \mathcal{E}_r(p) \qquad (I.2.4.)$$

pa su dominantne kvazičestice zvučni talasi,a u oblasti velikih impulsa situacija postaje obrnuta,tj.:

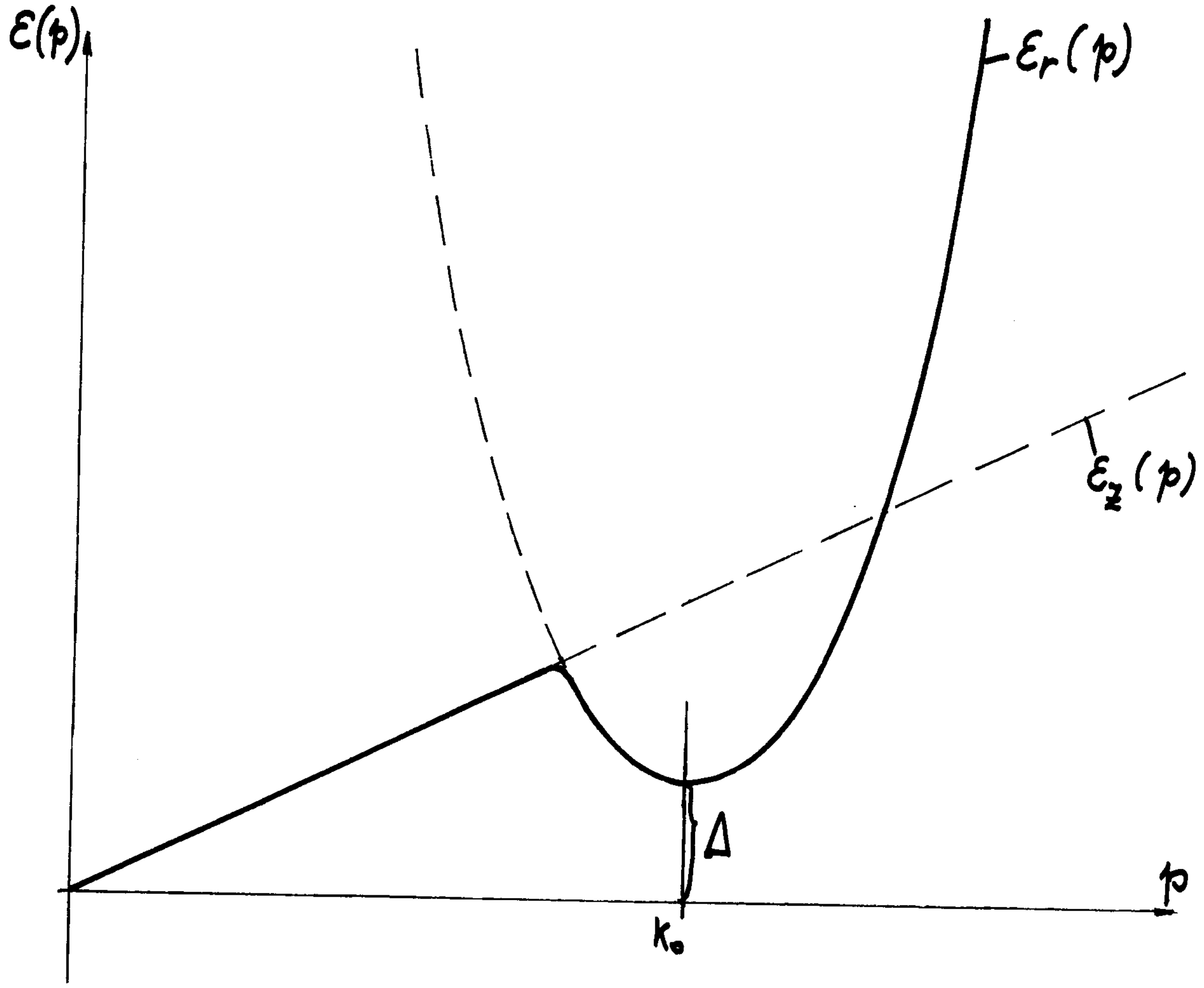
$$\mathcal{E}_z(p) \gg \mathcal{E}_r(p) \qquad (I.2.5.)$$

pa je broj rotona daleko veći nego broj zvučnih talasa ili fonona.

Na osnovu ovakvih rezonovanja Landau je konačno formulisao svoju teoriju na sledeći način:

- u tečnom ${}_2He^4$ pojavljuju se dva tipa elementarnih eksitacija od kojih su jedne zvučni talasi ili fononi,a druge kvanti atomskih rotacija - rotoni;
- obe vrste kvazičestica su uvek prisutne,ali u oblasti malih impulsa ima mnogo više fonona,a u oblasti velikih mnogo

više rotona pa se ceo sistem ponaša tako kao da u njemu postoji samo jedna vrsta kvazičestica koja ima zakon disperzije pretstavljen na sl.1.



sl.1.

Kriva koja je pretstavljena na sl.1. ima pozitivan minimum veličine $\frac{\varepsilon(p)}{p}$,pa prema tome u tečnom $_2He^4$ se prilikom trenja pojavljuje eksitacija koja obezbeđuje da se deo tečnosti kreće superfluidno.

I.3. MIKROTEORIJA BOGOLJUBOVA

Kao što je rečeno pojava superfluidnosti otkrivena je u tečnom ${}_2He^4$ čiji atomi imaju ukupan spin nula. Izotop ${}_2He^3$ koji ima spin $S = \frac{1}{2}$ nije pokazivao superfluidna svojstva. To je dalo ideju Bogoljubovu da efekat superfluidnosti objasni bozonskim karakterom atoma ${}_2He^4$.

Polazne ideje Bogoljubova baziraju se na sledećim fizičkim činjenicama:

a) Boze čestice mogu da se skupljaju u neograničenom broju u jednom kvantnom stanju.

b) Postoji opšta težnja u prirodi da sistem zauzme stanje najniže energije.

Zaključak je sledeći:

- atomi ${}_2He^4$ čija je kinetička energija $\frac{\vec{p}^2}{2m}$ zauzimaju skoro svi stanje najniže energije, a ta energija odgovara impulsu $P=0$,
- činjenica da svi atomi ${}_2He^4$ imaju impuls nula uslovljena je njihovim bozonskim karakterom.

Ako sa N označimo ukupan broj atoma ${}_2He^4$ u sistemu (taj broj je reda 10^{24} za jedan gramatom ${}_2He^4$), a sa N_0 označimo broj atoma sa impulsom nula, tada je:

$$N_0 \approx N \qquad (I.3.1.)$$

odnosno tačnija relacija glasi:

$$N = b_0^+ b_0 + \sum_{\vec{p} \neq 0} b_{\vec{p}}^+ b_{\vec{p}} = N_0 + \sum_{\vec{p} \neq 0} b_{\vec{p}}^+ b_{\vec{p}}$$

$$\sum_{\vec{p} \neq 0} b_{\vec{p}}^+ b_{\vec{p}} \ll b_0^+ b_0 \qquad (I.3.2.)$$

$b_0^+ b_0$ je bozonski operator broja atoma ${}_2He^4$ koji imaju impuls nula, a $b_{\vec p}^+ b_{\vec p}$ broja atoma ${}_2He^4$ čiji je impuls različit od nule.

Bozoni koji su u stanju sa impulsom nula nazivaju se kondenzovani bozoni, a svi oni zajedno obrazuju takozvani Boze-kondenzat.

Bozoni čiji je impuls različit od nule su nadkondenzatni bozoni.

Kada sistem atoma ${}_2He^4$ shvatimo kao sistem bozona sa dvočestičnim interakcijama, onda Hamiltonijan ovakvog sistema u reprezentaciji druge kvantizacije ima sledeći oblik:

$$H = \sum_{\vec p} \frac{p^2}{2m} b_{\vec p}^+ b_{\vec p} + \frac{1}{2N} \sum_{\vec p_1 \dots \vec p_4} W(\vec p_1 - \vec p_3) b_{\vec p_1}^+ b_{\vec p_2}^+ b_{\vec p_3} b_{\vec p_4} \delta_{\vec p_1 + \vec p_2, \vec p_3 + \vec p_4} \tag{I.3.3}$$

gde je m masa atoma ${}_2He^4$, a $W(\vec P_1 - \vec P_3)$ Furije lik interakcija između helijumovih atoma.

Pre nego što analiziramo Hamiltonijan (I.3.3.), izvršićemo jednu aproksimaciju zasnovanu na činjenici da se skoro svi atomi ${}_2He^4$ nalaze u kondenzatu.

$$b_0^+ b_0 = N_0 \sim 10^{24}$$

$$b_0 b_0^+ = N_0 + 1 \approx N_0 \sim 10^{24}$$

Odavde je:

$$b_0^+ b_0 = b_0 b_0^+$$

što znači da operatori kondenzatnih bozona komutiraju tj. ponašaju se kao obični brojevi. Kada još pretpostavimo da su to realni brojevi onda važi:

$$b_0^+ b_0 = b_0 b_0^+ = b_0 b_0 = b_0^+ b_0^+ = N_0 \qquad (I.3.4.)$$

$b_{\vec{p}}^+$ i $b_{\vec{p}}$ su operatori nadkondenzatnih bozona, a pošto ih je malo ti operatori nisu brojevi već operatori.

Hamiltonijan (I.3.3.) možemo rastaviti na deo kada članovi imaju impuls $\vec{P}=0$ i deo kada članovi imaju impuls $\vec{P}\neq 0$, tom prilikom nećemo uzimati u obzir članove gde su tri impulsa različita od nule jer oni daju popravke na spektar tek u drugoj aproksimaciji teorije pertubacija. Prvi član Hamiltonijana možemo napisati na sledeći način:

$$\sum_{\vec{p}} \frac{p^2}{2m} b_{\vec{p}}^+ b_{\vec{p}} = \sum_{\vec{p}\neq 0} \frac{p^2}{2m} b_{\vec{p}}^+ b_{\vec{p}}$$

U drugom članu delove Hamiltonijana izdvajamo po sledećoj šemi:

$\vec{P}_1$	$\vec{P}_2$	$\vec{P}_3$	$\vec{P}_4$
0	0	0	0
$\vec{P}_1\neq 0$	$\vec{P}_2\neq 0$	0	0
$\vec{P}_1\neq 0$	0	$\vec{P}_3\neq 0$	0
$\vec{P}_1\neq 0$	0	0	$\vec{P}_4\neq 0$
0	$\vec{P}_2\neq 0$	$\vec{P}_3\neq 0$	0
0	$\vec{P}_2\neq 0$	0	$\vec{P}_4\neq 0$
0	0	$\vec{P}_3\neq 0$	$\vec{P}_4\neq 0$
$\vec{P}_1\neq 0$	$\vec{P}_2\neq 0$	$\vec{P}_3\neq 0$	$\vec{P}_4\neq 0$

U ovoj šemi nisu uzeti u obzir članovi sa tri impulsa različita od nule,dalje razmatranje je tačno samo u prvoj aproksimaciji teorije pertubacija.Osim toga odbačen je član gde su sva četiri impulsa različita od nule,jer on daje popravke proporcionalne koncentraciji nadkondenzantnih bozona.Te popravke su male jer je broj nadkondenzantnih bozona mali.

Ako se zadržimo na prvih pet vrsta u gornjoj šemi Hamiltonijan (I.3.3.) možemo napisati u sledećem obliku:

$$H=\frac{1}{2}\frac{N_0}{N}W(0)+\sum_{\vec{p}\neq 0}\left[\frac{p^2}{2m}+\frac{N_0}{N}W(\vec{p})\right]b^+_{\vec{p}}b_{\vec{p}}+$$

$$+\frac{1}{2}\sum_{\vec{p}=0}\frac{N_0}{N}W(\vec{p})(b^+_{\vec{p}}b^+_{-\vec{p}}+b_{-\vec{p}}b_{\vec{p}})+$$

$$+\frac{N_0}{N}W(0)\sum_{\vec{p}=0}b^+_{\vec{p}}b_{\vec{p}}$$

Uzimajući u obzir da je:

$$N_0=N-\sum_{\vec{p}\neq 0}b^+_{\vec{p}}b_{\vec{p}}$$

i ako zanemarimo kvadrate male veličine $\sum_{\vec{p}\neq 0}b^+_{\vec{p}}b_{\vec{p}}$,dobijamo približno:

$$\frac{1}{2}\frac{N_0^2}{N}W(0)=\frac{1}{2}\frac{W(0)}{N}(N^2-2N)\sum_{\vec{p}\neq 0}b^+_{\vec{p}}b_{\vec{p}}=$$

$$=\frac{1}{2}NW(0)-W(0)\sum_{\vec{p}\neq 0}b^+_{\vec{p}}b_{\vec{p}}$$

i

$$\frac{N_0}{N}W(0)\sum_{\vec{p}\neq 0}b^+_{\vec{p}}b_{\vec{p}}=\left(1-\frac{1}{N}\sum_{\vec{p}\neq 0}b^+_{\vec{p}}b_{\vec{p}}\right)W(0)\sum_{\vec{p}\neq 0}b^+_{\vec{p}}b_{\vec{p}}\approx$$

$$\approx W(0)\sum_{\vec{p}\neq 0}b^+_{\vec{p}}b_{\vec{p}}$$

Iz ovih formula sledi konačan oblik Hamiltonijana:

$$H=\frac{1}{2}NW(0)+\sum_{\vec{p}\neq 0}\left[\frac{p^2}{2m}+\frac{N_0}{N}W(\vec{p})\right]b^+_{\vec{p}}b_{\vec{p}}+$$
$$+\frac{1}{2}\sum_{\vec{p}\neq 0}\frac{N_0}{N}W(\vec{p})\left(b^+_{\vec{p}}b^+_{-\vec{p}}+b_{-\vec{p}}b_{\vec{p}}\right) \qquad (\text{I.3.5.})$$

Dijagonalizacijom Hamiltonijana (I.3.5.) prelazimo na nove Boze operatore $C_{\vec{p}}$ i $C^+_{\vec{p}}$ pomoću sledeće transformacije:

$$b_{\vec{p}}=U_{\vec{p}}C_{\vec{p}}+V_{\vec{p}}C^+_{-\vec{p}} \qquad (\text{I.3.6.})$$

U i V su realne i parne funkcije.Da bi operatori C bili Boze operatori na funkcije U i V treba zadati uslov kanoničnosti.

Koristeći relaciju (I.3.6.) dobijamo:

$$b_{\vec{p}}=U_{\vec{p}}C_{\vec{p}}+V_{\vec{p}}C^+_{-\vec{p}}$$

$$b^+_{\vec{p}}=U_{\vec{p}}C^+_{\vec{p}}+V_{\vec{p}}C_{-\vec{p}}$$

tj.

$$1=\left[b_{\vec{p}},b^+_{\vec{p}}\right]=U^2_{\vec{p}}\left[C_{\vec{p}},C^+_{\vec{p}}\right]+V^2_{\vec{p}}\left[C^+_{-\vec{p}}\,C_{-\vec{p}}\right]+$$
$$+U_{\vec{p}}V_{\vec{p}}\left[C_{\vec{p}}\,C_{-\vec{p}}\right]+U_{\vec{p}}V_{\vec{p}}\left[C^+_{-\vec{p}}\,C^+_{\vec{p}}\right]$$

Da bi operatori C bili Boze operatori mora biti ispunjeno:

$$\left[C_{\vec{p}},C^+_{\vec{p}}\right]=1 \quad ; \quad \left[C^+_{-\vec{p}},C_{-\vec{p}}\right]=-1$$

$$\left[C_{\vec{p}},C_{-\vec{p}}\right]=\left[C^+_{-\vec{p}},C^+_{\vec{p}}\right]=0$$

pa se poslednja jednačina uprošćava i svodi na:

$$U_{\vec{p}}^2 - V_{\vec{p}}^2 = 1 \tag{I.3.7.}$$

Kada u Hamiltonijan (I.3.5.) zamenimo (I.3.6.) dobićemo sledeći izraz:

$$H = \frac{1}{2} N W(0) + \sum_{\vec{p} \neq 0} \left[A_{\vec{p}} V_{\vec{p}}^2 + B_{\vec{p}} U_{\vec{p}} V_{\vec{p}} \right] +$$

$$+ \sum_{\vec{p} \neq 0} \left[A_{\vec{p}} \left(U_{\vec{p}}^2 + V_{\vec{p}}^2 \right) + 2 B_{\vec{p}} U_{\vec{p}} V_{\vec{p}} \right] c_{\vec{p}}^+ c_{\vec{p}} +$$

$$+ \sum_{\vec{p} \neq 0} \left[A_{\vec{p}} U_{\vec{p}} V_{\vec{p}} + \frac{1}{2} B_{\vec{p}} \left(U_{\vec{p}}^2 + V_{\vec{p}}^2 \right) \right] \left(c_{\vec{p}}^+ c_{-\vec{p}}^+ + c_{-\vec{p}} c_{\vec{p}} \right)$$

gde je:

$$A_{\vec{p}} = \frac{p^2}{2m} + \frac{N_0}{N} W(\vec{p}) \; ; \; B_{\vec{p}} = \frac{N_0}{N} W(\vec{p}) \tag{I.3.8.}$$

Oslobađajući se nedijagonalnih članova po operatorima u poslednjem Hamiltonijanu moramo na funkcije U i V postaviti sledeći uslov:

$$A_{\vec{p}} V_{\vec{p}} U_{\vec{p}} + \frac{1}{2} B_{\vec{p}} \left(U_{\vec{p}}^2 + V_{\vec{p}}^2 \right) = 0 \tag{I.3.9.}$$

Kombinacijom (I.3.9.) i (I.3.7.) dobijamo:

$$U_{\vec{p}}^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{A_{\vec{p}}}{\sqrt{A_{\vec{p}}^2 - B_{\vec{p}}^2}} + 1 \right) \; ; \; V_{\vec{p}}^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{A_{\vec{p}}}{\sqrt{A_{\vec{p}}^2 - B_{\vec{p}}^2}} - 1 \right)$$

$$U_{\vec{p}}^2 + V_{\vec{p}}^2 = \frac{A_{\vec{p}}}{\sqrt{A_{\vec{p}}^2 - B_{\vec{p}}^2}} \; ; \; U_{\vec{p}} V_{\vec{p}} = -\frac{1}{2} \frac{B_{\vec{p}}}{\sqrt{A_{\vec{p}}^2 - B_{\vec{p}}^2}} \tag{I.3.10.}$$

Zamenom ovih rezultata u Hamiltonijan izraženom preko operatora C dobijemo sledeće:

$$H = \frac{1}{2} N W(0) + \sum_{\vec{p} \neq 0} \left\{ \frac{1}{2} \varepsilon_{\vec{p}} - A_{\vec{p}} \right\} + \sum_{\vec{p} \neq 0} \varepsilon_{\vec{p}} C_{\vec{p}}^{+} C_{\vec{p}} \qquad (I.3.11.)$$

gde je:

$$\varepsilon_{\vec{p}} = \sqrt{A_{\vec{p}}^{2} - B_{\vec{p}}^{2}} = \sqrt{\left(\frac{p^2}{2m}\right)^2 + \frac{N_0}{N} W(\vec{p}) \frac{p^2}{m}} \qquad (I.3.12.)$$

Izraz (I.3.12.) pretstavlja energiju elementarnih eksitacija u tečnom $_2He^4$. Kada umesto $W(\vec{p})$ uzmemo neku srednju vrednost ove veličine i obeležimo je sa $\overline{W}$, koja u modelu tvrdih sfera treba da bude pozitivna i proporcionalna dužini rastojanja, onda se na osnovu toga zakon disperzije za elementarnu eksitaciju u tečnom $_2He^4$ može napisati na sledeći način:

$$\varepsilon_{\vec{p}} = P \sqrt{\frac{p^2}{4m^2} + \frac{N_0}{mN} \overline{W}} \qquad (I.3.13.)$$

Odavde je fazna brzina:

$$\frac{\varepsilon_{\vec{p}}}{P} = \sqrt{\frac{p^2}{4m^2} + \frac{N_0}{N} \frac{\overline{W}}{m}} \qquad (I.3.14.)$$

Za $P = 0$ ova funkcija ima minimum, a vrednost tog minimuma je:

$$\min \frac{\varepsilon_{\vec{p}}}{P} = \sqrt{\frac{N_0}{N} \frac{\overline{W}}{m}} = C_{_2He^4} \qquad (I.3.15.)$$

Iz poslednje relacije vidimo da je minimum fazne brzine elementarnih eksitacija u tečnom $_2He^4$ pozitivna veličina $\sqrt{\frac{N_0}{N} \frac{\overline{W}}{m}}$ koja pretstavlja brzinu zvuka u tečnom $_2He^4$.

Na osnovu relacije (I.3.15) vidimo da je minimum fazne brzine u tečnom $_2He^4$ pozitivna veličina,pa nam ovaj rezultat pretstavlja objašnjenje činjenice da je tečni $_2He^4$ superfluidan.

Treba još napomenuti da u oblasti malih impulsa u izrazu (I.3.13.) možemo zanemariti $\frac{p^2}{4m^2}$ u odnosu na $\frac{N_0}{N}\frac{\overline{W}}{m}$ pa je

$$\mathcal{E}_{\vec{p}} \cong p\sqrt{\frac{N_0}{N}\frac{\overline{W}}{m}} \qquad (I.3.16.)$$

tj. elementarne eksitacije imaju zvučni zakon disperzije.

U oblasti velikih impulsa $\frac{N_0}{N}\frac{\overline{W}}{m}$ je daleko manje od $\frac{p^2}{4m^2}$ pa dobijamo sledeće:

$$\mathcal{E}_{\vec{p}} \cong \frac{p^2}{2m}$$

tj. elementarne eksitacije imaju kvadratni zakon disperzije.

U odnosu na polufenomenološku teoriju Landaua vidimo da teorija Bogoljubova daje u oblasti malih impulsa da su elementarne eksitacije fononi (I.3.16.),dok u oblasti velikih impulsa elementarne eksitacije imaju kvadratni zakon disperzije i odgovaraju takozvanim rotonima iz teorije Landaua.

I.4. ELEMENTI TEORIJE SUPERPROVODLJIVOSTI

Holandski fizičar Kamerling Ones je 1913 godine eksperimentalno otkrio pojavu superprovodljivosti.Superprovodljivost se sastojala u tome što su neki provodnici gubili otpor na temperaturama nešto višim od apsolutne nule.Tu se nije radilo o nekom smanjenju otpora,već o totalnom odsustvu otpora.

Na osnovu klasičnog zakona o promeni otpora sa temperaturom

$$R = R_0 (1 + \alpha t)$$
$$\alpha = \frac{1}{273} \; ; \quad t = T - 273 \qquad (I.4.1.)$$

moglo se očekivati da otpor potpuno isčezava na apsolutnoj nuli, a ne na nekoj višoj temperaturi.U granicama klasične fizike ta pojava se nije mogla objasniti.Tek sa razvojem kvantne fizike dolazi do objašnjenja ove pojave.

Otkriće superfluidnosti u tečnom ${}_2He^4$ pretstavlja prekretnnicu u rešavanju problema superprovodljivosti.Pokušalo se sa teorijama koje su problem superprovodljivosti svodile na problem superfluidnosti naelektrisanih čestica.To je u osnovi bilo pravilno jer odsustvo otpora znači da se fluid slobodnih elektrona kreće kroz kristal (provodnik) bez trenja,odnosno bez sudara sa jonima rešetke.Ova ideja je i osnova savremene teorije superprovodljivosti u metalima.Iako je ovakav prilaz doveo istraživače do rešenja suštine problema superprovodljivosti, ipak svi problemi nisu bili rešeni.

Ako napravimo analogiju između slobodnih elektrona i tečnog $_2He^4$ i ako se ograničimo na pojavu kretanja bez trenja,dolazimo do novog paradoksa.Superfluidnost tečnog $_2He^4$ je posledica toga da su atomi $_2He^4$ boze čestice.Sastavni elementi elektronskog gasa (elektroni) su fermi čestice,pa prema tome njima nedostaje ona bitna osobina koja omogućuje kretanje bez trenja, a to je mogućnost njihovog kondenzovanja na najnižem energetskom nivou.

Taj problem je rešavan u dve faze .Pretpostavilo se da pod posebnim uslovima u elektronskom gasu dolazi do sparivanja parnog broja elektrona sa suprotnim spinovima tj. do obrazovanja elektronskih kompleksa sa nultim spinom.Kompleksi sa nultim spinom,pošto imaju bozonska svojstva mogu da se kondenzuju,odakle dalje sledi da je superprovodljivost ustvari superfluidnost ovih elektronskih kompleksa sa suprotnim spinom.

Pretpostavljalo se da su ovi kompleksi parovi sa suprotno usmerenim spinovima.Ako je to tako,koji je mehanizam koji dovodi do sparivanja elektrona i kakva sila drži na okupu par elektrona.Poznato je da između elektrona kao istoimenih naelektrisanja deluju odbojne Kulonove sile koje ne dozvoljavaju obrazovanje para.

Problem je rešio Frelih pokazavši da interakcija između elektrona i fonona rešetke (sudari elektrona sa jonima) može pod izvesnim uslovima da izazove između elektrona privlačne sile koje su veće od odbojnih Kulonovih sila.Tako je rešen najveći problem-problem sparivanja elektrona u parove sa nultim spinom.

Frelih je pokazao da na niskim temperaturama ova ista interakcija deluje u obrnutom smeru tj. stvara uslove da se sistem elektrona kreće bez otpora.Na taj zaključak ga je navela činjenica da su lošiji provodnici (jaka elektron-fonon interakcija) bili bolji superprovodnici nego provodnici sa malim otporom (npr. Cu,Ag).

Sadašnje stanje teorije superprovodljivosti je sledeće:

a) Superprovodljivost je posledica obrazovanja elektronskih parova sa nultim spinom (kuperovski parovi).Kuperovski parovi imajući bozonsko svojstvo obrazuju kondenzat.Elementarne ekscitacije u ovakvom sistemu kao i kod tečnog $_2He^4$ imaju pozitivni minimum fazne brzine pa prema tome mogu da se kreću bez trenja.

b) Nastanak struje bez otpora objašnjava se na sledeći način:

Energija veze kuperovskih parova u kristalu je posledica elektron-fonon interakcije.Pri uključenju spoljašnjeg električnog polja par se razgrađuje i raspada na dva elektrona,ali sa drugačijim zakonom disperzije od onoga koji imaju elektroni koji nisu nastali razgrađivanjem para.Elektron koji je nastao razgrađivanjem para pored kinetičke energije ima još i dodatak energije a to je otprilike polovina energije veze u paru.Ovakav zakon disperzije konstanta plus kinetička energija daje pozitivan minimum fazne brzine pa prema tome elektroni nastali razgrađivanjem para mogu da se kreću bez trenja,tj. oni dovode do pojave superprovodljivosti.Običan slobodan elektron ima kinetičku energiju $\frac{p^2}{2m}$ i za ovaj zakon disperzije minimum fazne brzine je nula,pa on ne može da se kreće bez trenja.

c) Interagujući sa elektronima fononi dovode do stvaranja parova i sa druge strane kvare uslove za egzistenciju superprovodnog stanja.Povišenjem temperature broj fonona u sistemu raste i ova toplotna energija smanjuje energiju veze para.Energija veze para na nekoj kritičnoj temperaturi postaje nula.Ako je to tako,onda je očigledno da elektron gubi konstantni dodatak energije,minimum fazne brzine postaje nula i pojava superprovodljivosti isčezava.

Eksperimentalni podaci pokazuju da su za metale kritične temperature (one temperature na kojima energija veze para postaje nula) od $1^{o}K$ do $10^{o}K$.Za legure i intermetalna jedinjenja ove kritične temperature su nešto više i idu do $20^{o}K$.

II. O MOGUĆNOSTI KONSTRUISANJA VISOKOTEMPERATURSKOG SUPERPROVODNIKA

II.1. OPŠTI OBLIK ZAKONA DISPERZIJE KOJI USLOVLJAVA SUPERFLUIDNO KRETANJE

U prvoj glavi smo došli do sledećeg zaključka: ako je unutrašnja dinamika sistema čestica takva da se pri kretanju čestica javljaju kvazičestice koje imaju pozitivan minimum fazne brzine, onda se čestice kreću bez trenja.

Ovaj uslov ćemo analizirati u njegovoj najopštijoj analitičkoj formi koja se može izraziti na sledeći način:

$$\frac{d^2}{dk^2}\left(\frac{f}{k}\right)=\varphi \qquad (\text{II}.1.1.)$$

gde je $f=f(k)$ zakon disperzije za kvazičestice i $\varphi=\varphi(k)>0$ za $k>0$ neka pozitivna funkcija od k .Uslov (II.1.1.) svodi se na

$$\frac{d^2f}{dk^2}-\frac{2}{k}\frac{df}{dk}+\frac{2}{k}f=k\varphi \qquad (\text{II}.1.2.)$$

Jednačina (II.1.2.) je nehomogena linearna jednačina drugog reda čiji homogeni deo pretstavlja poznatu Ojlerovu jednačinu:

$$\frac{d^2f_h}{dk^2}-\frac{2}{k}\frac{df_h}{dk}+\frac{2}{k}f_h=0 \qquad (\text{II}.1.3.)$$

Uvodeći smenu argumenta $k = e^{z}$ dobijamo rešenje jednačine (II.1.3.) u obliku:

$$f_h(k) = C_1 k^2 + C_2 k \qquad (\text{II}.1.4.)$$

Rešenje jednačine (II.1.2.) tražićemo Lagranžeovom metodom varijacije konstanti, tj. pretpostavićemo

$$C_1 \to C_1(k) \quad i \quad C_2 \longrightarrow C_2(k)$$

Posle diferenciranja izraza (II.1.4.) i zamene rezultata u (II.1.2.), za određivanje funkcija $C_1(k)$ i $C_2(k)$ dobijamo sistem jednačina:

$$\left.\begin{aligned} 2k\frac{dC_1}{dk} + \frac{dC_2}{dk} &= k\varphi \\ k\frac{dC_1}{dk} + \frac{dC_2}{dk} &= 0 \end{aligned}\right\} \qquad (\text{II}.1.5.)$$

Rešenja sistema (II.1.5.) su:

$$\left.\begin{aligned} C_1(k) &= A + \int \varphi(k)\,dk \\ C_2(k) &= B - \int k\varphi\,dk \end{aligned}\right\} \qquad (\text{II}.1.6.)$$

gde su A i B proizvoljne konstante.

Kombinujući (II.1.6.) i (II.1.4.) dolazimo do rezultata:

$$f(k) = k^2\left(A + \int \varphi\,dk\right) + k\left(B - \int k\varphi\,dk\right) \qquad (\text{II}.1.7.)$$

Zakon disperzije (II.1.7.) pretstavlja opšti oblik kvazičestičnog zakona disperzije koji obezbeđuje superfluidno kretanje čestica. Kao što vidimo ovaj zakon sadrži dve proizvoljne konstante A i B i funkciju φ koja je, osim zahteva pozitivne definisanosti, u svemu ostalom, proizvoljne.

Interesantno je podvući da pri $\varphi=0$ zakon disperzije za kvazičestice sadrži linearni deo po impulsu koji odgovara fononima u teoriji Landaua, i kvadratni deo po impulsu koji bi u izvesnom smislu odgovarao rotonima.

Izraz (II.1.1.) pretstavlja zahtev da ekstremum funkcije $f(k)$ bude minimum. Uslov, očigledno, nije dovoljan već mu se mora dodati i uslov egzistencije ekstremuma, tj.:

$$\frac{d}{dk}\left(\frac{f}{k}\right)=0 \; ; \quad k>0 \qquad (II.1.8.)$$

Zamenjujući (II.1.7.) u (II.1.8.) dobijamo uslov za egzistenciju ekstremuma u eksplicitnoj formi:

$$A+\int\varphi dk=0 \qquad (II.1.9.)$$

Opšte rezultate koje smo dobili pokušaćemo da iskoristimo tako što ćemo birajući pogodne vrednosti za A, B i φ potražiti onu unutrašnju dinamiku sistema čestica za koju se realizuje njihovo superfluidno kretanje na proizvoljno visokim temperaturama. Treba odmah naglasiti da Furije-lik zakona disperzije f pretstavlja potencijal u kome se kreću čestice. Podvlačimo čestice, a ne kvazičestice, jer čestični potencijal definiše karakteristike pobuđenja koja se javljaju na česticama, tj. kvazičestica čiji smo zakon disperzije ispitivali.

Prema tome, čestični potencijal dobićemo kao Furije-lik funkcije $f(k)$, a to znači:

$$f(\vec{r}) = \frac{V}{(2\pi)^3} \int d^3\vec{k}\; f(\vec{k})\, e^{i\vec{k}\vec{r}} \qquad (\mathrm{II}.1.10.)$$

gde je V zapremina sistema.

II.2. JEDAN SPECIFIČAN SLUČAJ

Na osnovu gornjih rezultata i rezonovanja pokušaćemo da ispitámo mogućnosti za konstrukciju visokotemperaturskog superprovodnika. Pretpostavićemo da su čestice čije kretanje analiziramo elektroni. Za kvazičestice koje nastaju u sistemu elektrona pretpostavljamo da imaju samo kvadratni zakon disperzije, tj. :

$$B=0 \; ; \; A=\frac{\hbar^2}{2m^*} \qquad (\mathrm{II}.2.1.)$$

gde je m^* efektivna masa kvazičestice za koju pretpostavljamo da je reda veličine mase elektrona, odnosno;

$$m \sim 10^{-27} g$$

Za proizvoljnu funkciju φ pretpostavljamo da je oblika

$$\varphi(k)=2C\left(6k^4-3k_0^2k^2+k_0^4\right)k^{-3}\left(k^2-k_0^2\right)^{-3} \qquad (\mathrm{II}.2.2.)$$

gde su C i k_0 proizvoljne konstante, pri čemu je $C>0$. Lako je zaključiti da je:

$$\varphi(k)>0 \quad \text{ZA} \quad k>k_0 \qquad (\mathrm{II}.2.3.)$$

Koristeći formule prethodnog paragrafa dolazimo do zaključka da pri ukazanom izboru parametara kvazičestični zakon disperzije ima oblik:

$$f(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} + \frac{C}{k^2 - k_0^2} \qquad (\text{II}.2.4.)$$

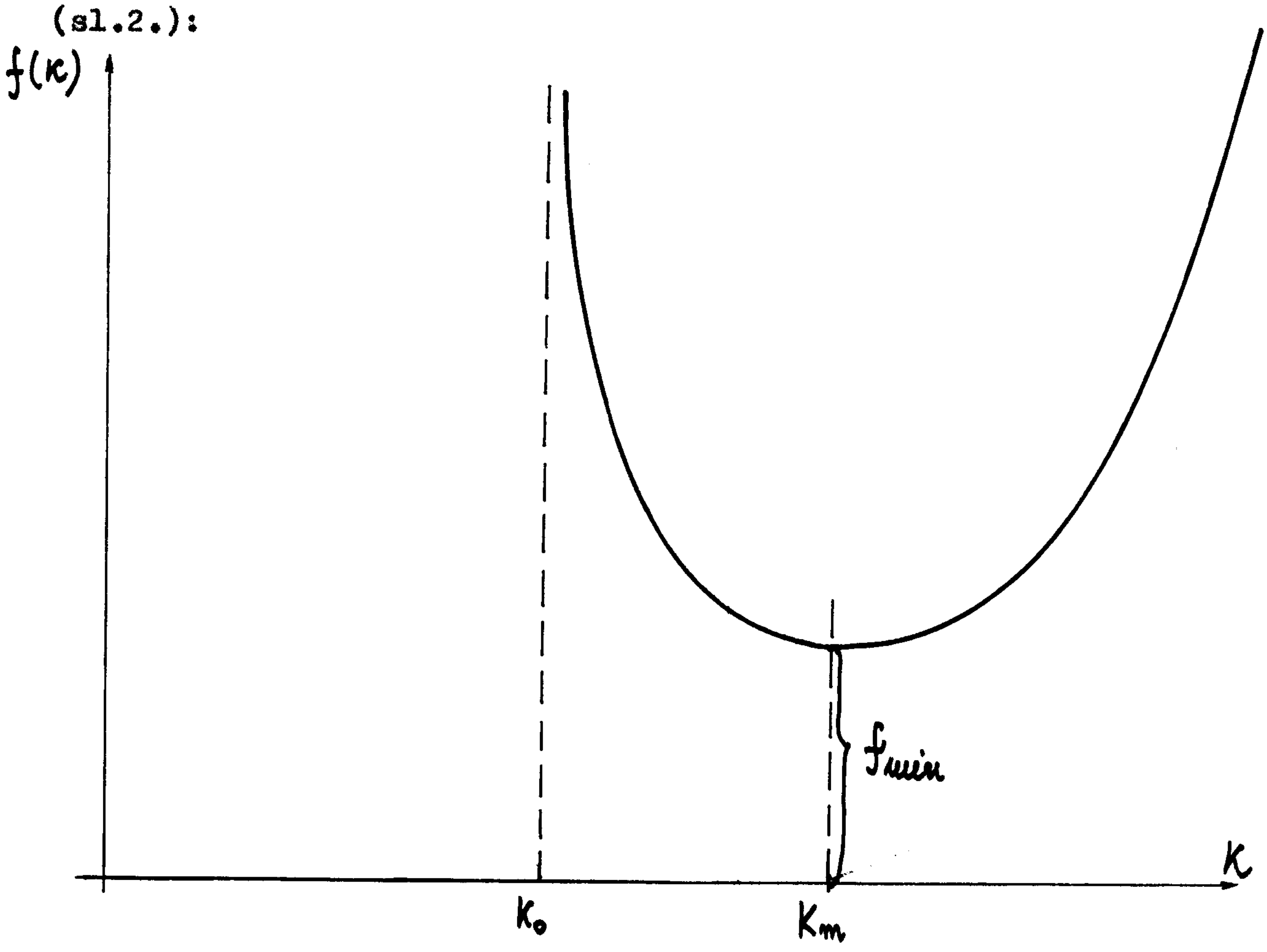
Analiza funkcije f pokazuje da ona za

$$K_m = \left[K_0^2 + \hbar^{-1}(2m^* C)^{1/2}\right]^{1/2} \qquad (\text{II}.2.5.)$$

ima minimalnu vrednost

$$f_{min} = \frac{\hbar^2 k_0^2}{2m^*} + \hbar\left(\frac{2C}{m^*}\right)^{1/2} \qquad (\text{II}.2.6.)$$

Kriva $f(k)$ može se grafički predstaviti na sledeći način (sl.2.):



sl.2.

Ako sl.2. uporedimo sa sl.1. zaključujemo da f_{min} odgovara pragu Δ posle koga po teoriji Landaua nastaje trenje u $_2He^4$ .Za naš slučaj ovo znači da sve dok su temperature takve da je $k_B \cdot T \leqslant f_{min}$ u sistemu elektrona imaćemo superfluidno kretanje,tj. fenomen superprovodljivosti.

Pretpostavljajući da je proizvoljno uzeta konstanta C takva da važi uslov:

$$\left(\frac{2C}{m^*}\right)^{1/2} \ll \frac{\hbar^2 k_0^2}{2m^*} \qquad (\text{II}.2.7.)$$

dolazimo do približnog praga za nestanak električnog otpora:

$$f_{min} = \frac{\hbar^2 k_0^2}{2m^*} \qquad (\text{II}.2.8.)$$

Ako želimo da nam sistem bude superprovodan na 100°K,onda iz jednakosti $f_{min} = 100\,k_B$ dolazimo do zaključka da konstanta treba da ima vrednost:

$$k_0 = 5 \cdot 10^6\ cm^{-1} \qquad (\text{II}.2.9.)$$

Koristeći ovakvo rezonovanje za različite temperature dobijamo različite vrednosti za k_0 koje su date u tablici I.

$$f_{min} = A k_0^2 \qquad ; \qquad k_0 = \sqrt{\frac{f_{min}}{A}}$$

$$C_{max} = \frac{f_{min}^2}{4A} \cdot 10^{-4}$$

f_{min} [k_B]	f_{min} [erg]	k_0 [cm^{-1}]	C_{max} [erg/cm^2]
100	$1{,}4 \cdot 10^{-14}$	$5{,}29 \cdot 10^{6}$	$0{,}98 \cdot 10^{-5}$
200	$2{,}8 \cdot 10^{-14}$	$7{,}48 \cdot 10^{6}$	$3{,}92 \cdot 10^{-5}$
300	$4{,}2 \cdot 10^{-14}$	$9{,}16 \cdot 10^{6}$	$8{,}82 \cdot 10^{-5}$
400	$5{,}6 \cdot 10^{-14}$	$10{,}58 \cdot 10^{6}$	$15{,}68 \cdot 10^{-5}$
500	$7{,}0 \cdot 10^{-14}$	$11{,}83 \cdot 10^{6}$	$24{,}50 \cdot 10^{-5}$
600	$8{,}4 \cdot 10^{-14}$	$12{,}96 \cdot 10^{6}$	$35{,}28 \cdot 10^{-5}$
700	$9{,}8 \cdot 10^{-14}$	$14{,}00 \cdot 10^{6}$	$48{,}02 \cdot 10^{-5}$
800	$11{,}2 \cdot 10^{-14}$	$14{,}96 \cdot 10^{6}$	$62{,}72 \cdot 10^{-5}$
900	$12{,}6 \cdot 10^{-14}$	$15{,}87 \cdot 10^{6}$	$79{,}38 \cdot 10^{-5}$
1000	$14{,}0 \cdot 10^{-14}$	$16{,}73 \cdot 10^{6}$	$98{,}00 \cdot 10^{-5}$

Tabl. I.

Sada možemo potražiti formu potencijala u kome treba da se kreću elektroni da bi kvazičestice koje nastaju pri njihovom kretanju imale zakon disperzije dat jednačinom (II.2.4.).Da bismo došli do forme potencijala treba (II.2.4.) zameniti u izraz (II.1.10.).Prvi član u $f(k)$ pretstavlja E_k čiji je Furije-lik potencijal tipa delta-funkcije pa zato ovaj deo nećemo zamenjivati u izraz (II.1.10.).Aktuelni potencijal u kome se kreću elektroni daje Furije-transformacija drugog člana izraza (II.2.4.)

$$f_c(r) = \frac{CV}{(2\pi)^3} \int d^3\vec{k}\, \frac{e^{i\vec{k}\vec{r}}}{k^2 - k_0^2} = \frac{CV}{4\pi} \frac{\cos k_0 r}{r} ; \quad r = |\vec{r}| \qquad (\mathrm{II}.2.10.)$$

Očigledno je da potencijal tipa (II.2.10.) prirodno ne može da se realizuje,ali se konstruktivno,tj. ugrađivanjem nekih dopunskih elemenata u kristal može dobro simulirati i time eventualno ostvariti efekat visokotemperaturske superprovodljivosti.

II.3. DOPINGOVANJE NEGATIVNIM JONIMA U CILJU POVIŠENJA SUPERKONDUKTIVNE KRITIČNE TEMPERATURE

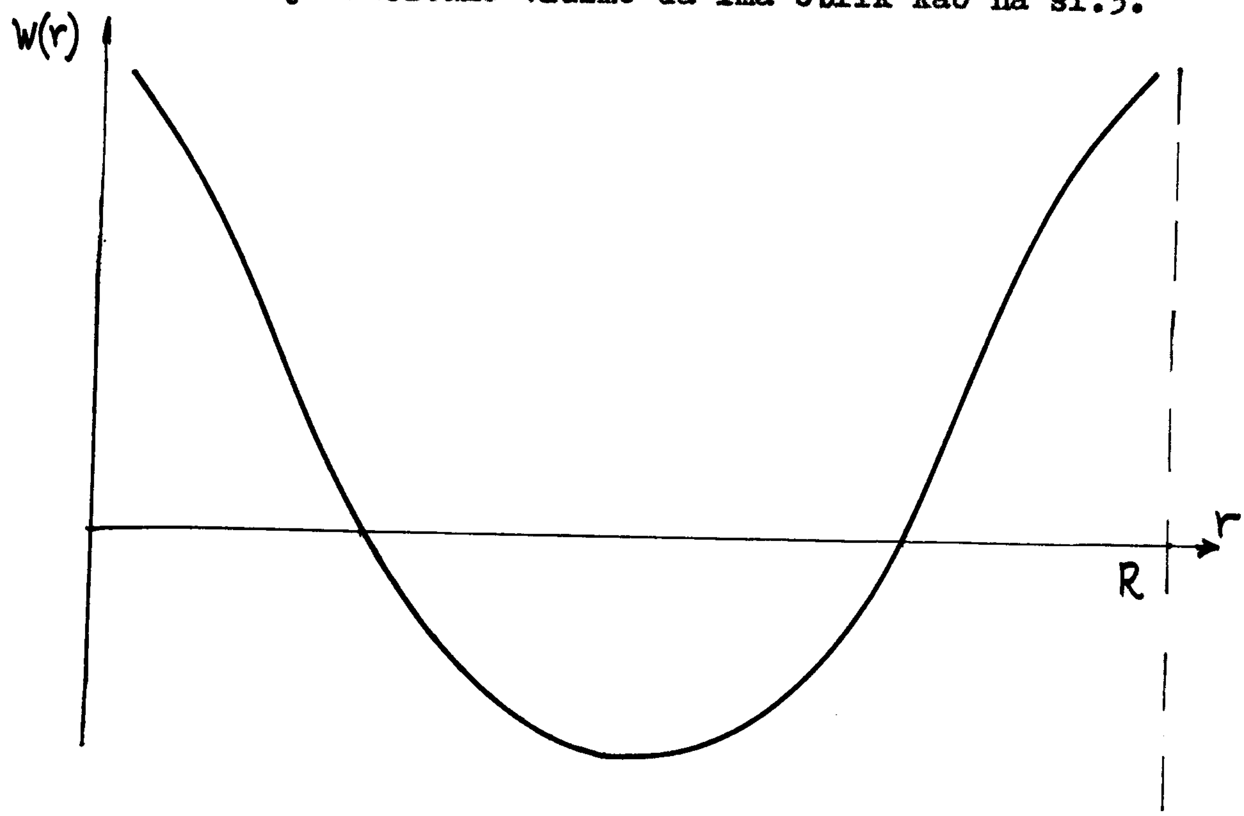
Potencijal $f_c(r)$ opada sa rastojanjem od fiksiranog jona. Osim toga,on je odbojan na bliskim rastojanjima,i postaje privlačan na većim rastojanjima.Za efektivni domen sila uzećemo približno prvi period funkcije $\cos k_0 r$,tj. rastojanje

$$R = \frac{2\pi}{k_0} \qquad (\text{II}.3.1.)$$

Ako na ovom rastojanju postoje dva izvora sile,onda se elektron kreće u potencijalu

$$W(r) = f_c(r) + f_c(R-r) \qquad (\text{II}.3.2.)$$

Ako ovu funkciju nacrtamo vidimo da ima oblik kao na sl.3.



sl.3.

Potencijal $W(r)$ izražen preko kosinusnih funkcija,kao što je već rečeno,može se samo simulirati.U prirodi on ne postoji.

Srećna je okolnost da se u metalu elektroni kreću u privlačnom HARTRI-FOKOVOM potencijalu čija je srednja dubina

$$\overline{W}_{HF} = - \frac{Z_i e^2}{a} \qquad (\text{II}.3.3.)$$

gde je a reda $4 \cdot 10^{-8}$ i pretstavlja konstantu kristalne rešetke,i $Z_i e$ je naelektrisanje metalnih jona.

Ako na rastojanju

$$R = \frac{2\pi}{k_0} \sim 30a \qquad (\text{II}.3.4.)$$

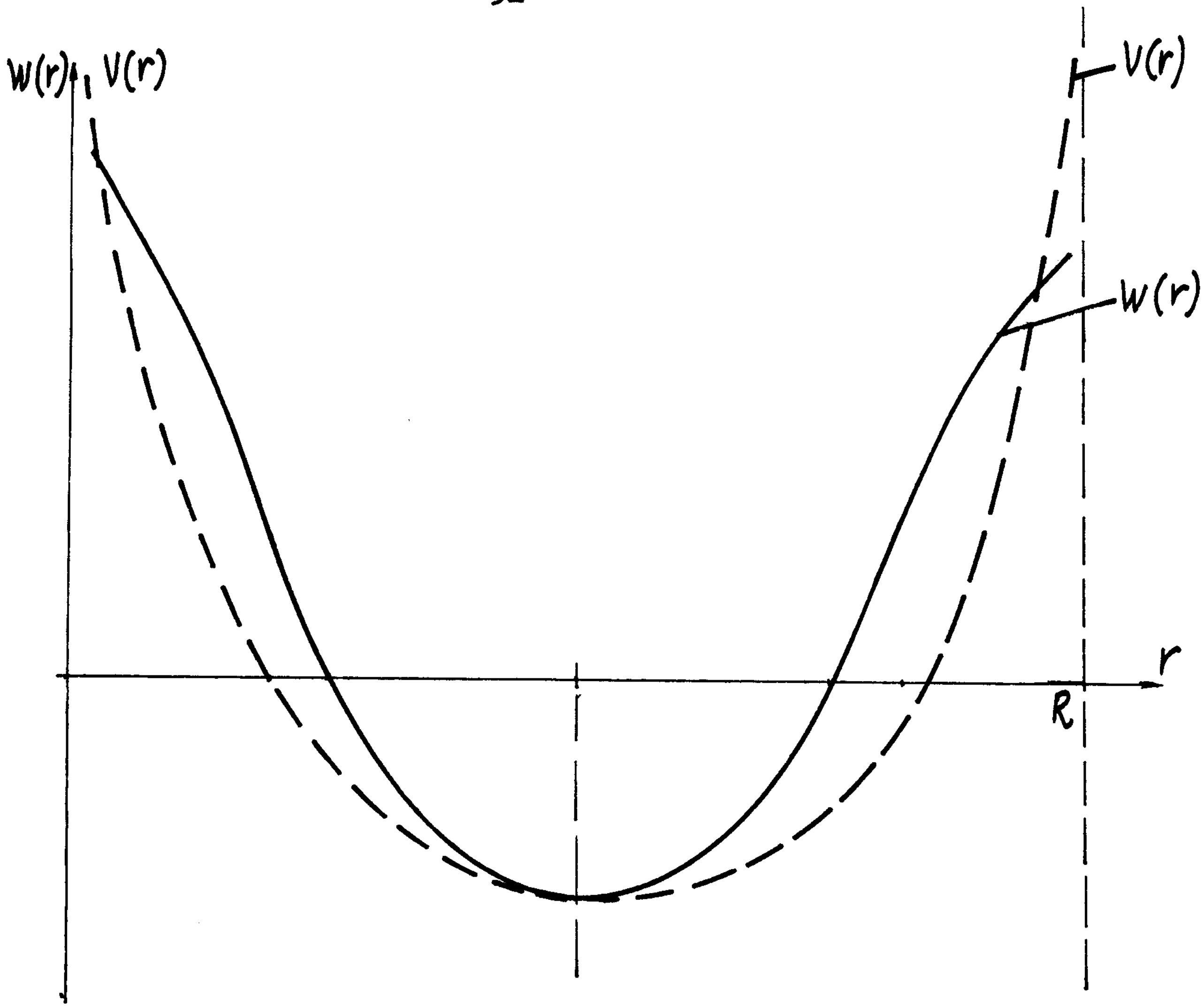
(za k_0 uzeta je vrednost $5 \cdot 10^6 cm^{-1}$ koja odgovara superprovodljivosti na temperaturama do 100^0K) ugradimo u metalnu r rešetku dva negativna jona sa naelektrisanjem $Z_e \cdot e$ onda rezultujući potencijal u kome se kreću elektroni ima oblik:

$$V(r) = \frac{Z_e e^2}{r} + \frac{Z_e e^2}{R-r} - \frac{Z_i e^2}{a}$$

što se,s obzirom na (II.3.4.),može napisati:

$$V(r) = \frac{Z_e e^2}{R} \left[\frac{1}{\frac{r}{R}\left(1-\frac{r}{R}\right)} - 30\frac{Z_i}{Z_e} \right] \qquad (\text{II}.3.5.)$$

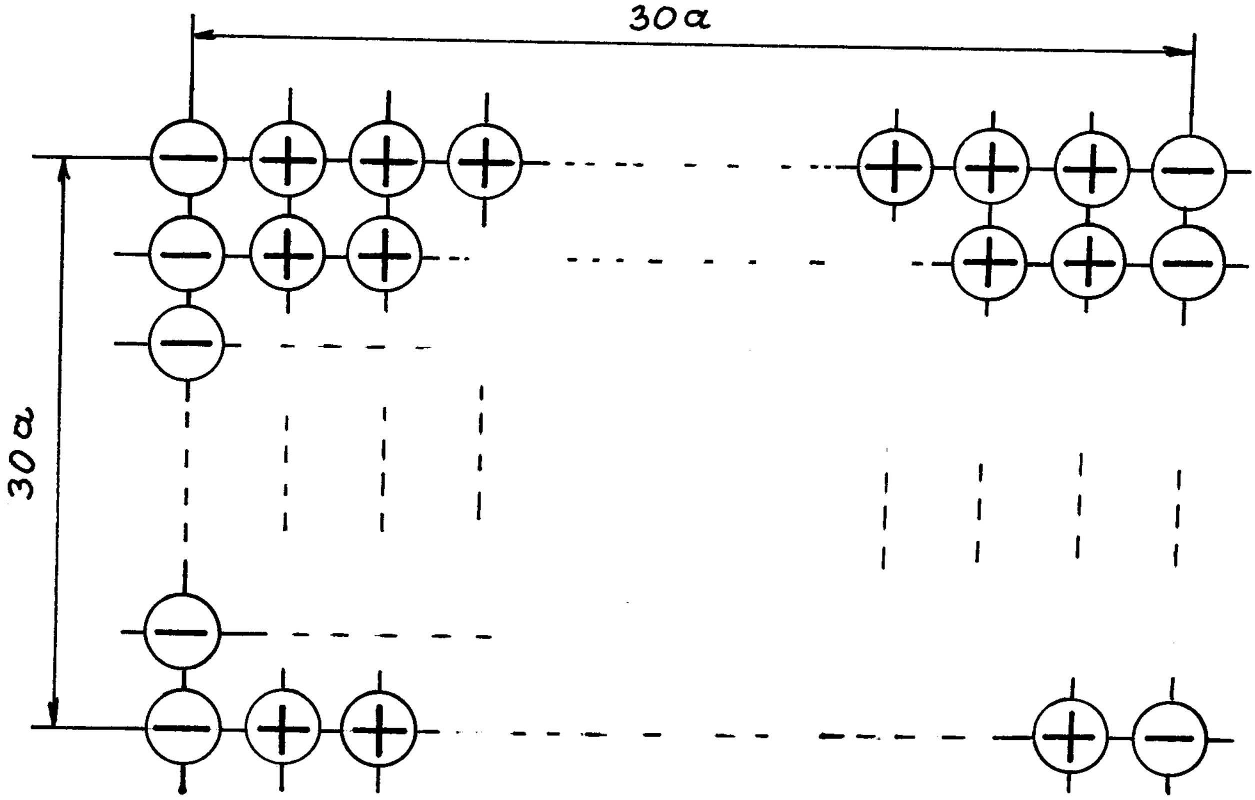
Ukoliko je $7{,}5\frac{Z_i}{Z_e} > 1$ lako je konstatovati da potencijali $W(r)$ (II.3.2.) i $V(r)$ (II.3.5.) imaju vrlo sličan oblik.Potencijali su upoređeni na sl.4.



sl.4.

Prema tome,može se zaključiti sledeće: potencijal $W(r)$ obezbeđuje superkonduktivnost na temperaturama do $100^{\circ}K$, ali kao takav u prirodi ne postoji.Potencijal $V(r)$,koji se dobija ugrađivanjem negativnih jona u metalnu rešetku i to na rastojanju od oko 30 konstanti rešetke dobro zamenjuje potencijal $W(r)$ .Na osnovu ovoga možemo se nadati da ako metalnu rešetku dopingujemo negativnim jonima na prikazani način,u ovoj možemo realizovati efekat superprovodljivosti na temperaturama koje su reda veličina tačke ključanja tečnog azota.

Ukoliko ovakav konstruktivni potez zaista vodi na superprovodljivost,onda pri praktičnoj realizaciji treba paziti da se ugrađivanjem negativnih jona ne napravi neprobojna potencijalna barijera za elektrone.Zbog toga se u trodimenzionalnu metalnu rešetku pozitivnih jona moraju ugrađivati dvodimenzionalne rešetke sastavljene od negativnih jona.Šematski ćemo ovo pretstaviti za dvodimenzionalnu rešetku pozitivnih jona kada se moraju ugrađivati jednodimenzionalni lanci negativnih jona.



sl.5.

Ako negativne jone ugrađujemo na manjim rastojanjima superkonduktivna kritična temperatura raste.

Na kraju,se može reći,da je rezultat do kojeg smo došli potpuno opravdan.Videli smo da u Frelihovom modelu fononi na izvestan način sabijaju elektrone usled čega se ovi vezuju u kuperovske parove.Potpuno isti efekat,tj. sabijanje elektrona vrše ugrađeni negativni joni.Pošto radijus Kuperovog para u teoriji Bardina,Kupera i Šrifera iznosi oko 600 konstanti rešetke i to daje superkonduktivnost na oko 5^{0}K, potpuno je razumljivo da ćemo,ako radijus negativnim jonima smanjimo 20 puta, dobiti superkonduktivnost na temperaturi od 100^{0}K.

Z A K L J U Č A K

Analizom opšteg uslova za superfluidni transfer čestica ispitane su one forme čestičnih potencijala koje bi obezbedile superfluidni transfer čestica na proizvoljno visokim temperaturama.Kao konkretan primer čestica uzeti su elektroni i pokazano je da se ugrađivanjem negativnih jona u metalnu rešetku može postići superprovodnost na temperaturi ključanja tečnog azota i više.Prisustvo negativnih jona izaziva sabijanje elektrona i njihovo vezivanje u parove.Ukoliko su rastojanja na kojima se ugrađuju negativni joni manja utoliko je i radijus dobijenih parova manji,a to znači da su oni čvršće vezani.Što je veza para jača to su toplotni kvanti manje sposobni da razgrade par, a dogod par postoji kao celina on se kreće bez trenja.Konkretan račun pokazuje da ako negativne jone ugrađujemo na rastojanju od 30 konstanti kristalne rešetke,onda superkonduktivno stanje elektrona ostaje nenarušeno sve do $100^{o}K$.Ukoliko jone ugrađujemo na manjim rastojanjima superkonduktivna kritična temperatura raste jer tada u sistemu imamo parove manjeg radijusa i sa većom vezivnom energijom.

L I T E R A T U R A

1. N.N. BOGOLJUBOV — IZABRANA DELA, NAUKOVAJA DUMKA , KIEV 1971.

2. L.D. LANDAU, E.M. LIFŠIC — STATISTICKA FIZIKA, NAUKA , MOSKVA 1964.

3. N.N. BOGOLJUBOV — ŽETF 34 , 58 1958.

4. H. FROHLICH — PROC. ROY. SOE. A215 , 291-298 1952.

5. J. BARDEEN, L. COOPER, J. SCHREIFFER — PHYS. REV. 108 , 1175-1204 1957.

6. C. KUPER — ADV. PHYS. 8 , 29 , 1-44 1959.

7. A.S. DAVIDOV — „KVANTOVAJA MEHANIKA" GIFML , MOSKVA 1962.