UNIVERZITET U NOVOM SADU

PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET

ZORAN RAJILIĆ

MEHANIZMI VISOKOTEMPERATURNE SUPERPROVODNOSTI - BIGAUSONSKI MODEL

Doktorska disertacija

NOVI SAD

1993.

PREDGOVOR

Ova disertacija je urađena na Tehnološkom fakultetu Univerziteta u Banjoj Luci i na Institutu za fiziku Prirodno-matematičkog fakulteta Univerziteta u Novom Sadu.

Izražavam zahvalnost mentorima - profesoru dr Jovanu Šetrajčiću i profesoru dr Dragoljubu Mirjaniću.

Profesor dr Jovan Šetrajčić pomogao mi je mnogobrojnim sugestijama.

Profesor dr Dragoljub Mirjanić uveo me u problem visokotemperaturne superprovodnosti, predložio mi temu doktorske disertacije i pomogao mi čestim diskusijama i ohrabrenjima.

Zahvaljujem također dip. ing. Senadi Rajilić koja je izradila slike.

Zoran Rajilić

SADRŽAJ

	str.
UVOD	1
Prvi dio : OTKRIĆE, SVOJSTVA I ZNAČAJ VISOKOTEMPERATURNIH SUPERPROVODNIKA	
1. Otkriće visokotemperaturne superprovodnosti	4
2. Kristalna struktura	9
3. Mikrostruktura keramika	15
4. Hemijske veze	17
5. Superprovodna svojstva	
5.1 Nosioci superstruje	19
5.2 Kritična temperatura	21
5.3 Kritična magnetska polja	25
5.4 Kritična gustina električne struje	26
5.5 Dužina koherentnosti i dubina prodiranja	27
5.6 Energijski procijep	28
6. Eksperimentalne činjenice o ulozi fonona	30
7. Mogućnosti i problemi primjene	31
Drugi dio : NEFONONSKI MEHANIZMI VISOKOTEMPERATURNE SUPERPROVODNOSTI	
8. Eksitonski mehanizam	34
9. Rezonantne valentne veze	37
10. Emerijev model	40
11. Šupljinska superprovodnost	44
12. Kulonski mehanizam	47
13. Enijonska superprovodnost	50

14. Ravninski polaroni 54
15. Superprovodnost lokalnih parova 57
16. Bozonsko-fermionski model 63
17. Efekti elektron-fonon interakcije 65

Treći dio : FONONSKI MEHANIZMI VISOKOTEMPERATURNE SUPERPROVODNOSTI

18. BCS-Eliašberg-Mekmilanov model 68
19. Nekonvencionalne elektron-fonon interakcije 75
20. Masena deformacija 77
21. Bisolitonski model
21.1 Osnovne karakteristike modela 87
21.2 Dvokomponentni solitoni 90
21.3 Bisolitoni 93
21.4 Bisolitonski kondenzat 94
21.5 Najvažniji rezultati bisolitonske teorije 96

Četvrti dio : BIGAUSONSKI MODEL VISOKOTEMPERATURNE SUPERPROVODNOSTI

22. Logaritamska nelinearnost 99
23. Dvokomponentni gausoni 101
24. Bigausoni 105
25. Bigausonski kondenzat 107
26. Izraz za kritičnu gustinu struje 110
27. Anizotropija kupratnih superprovodnika 113
28. Izraz za kritičnu temperaturu 115
29. Multiplicitet energijskog procijepa 121
30. Odnos bisolitonskog i bigausonskog modela 124
31. Mogući prigovori bigausonskom modelu 125

ZAKLJUČAK 126

LITERATURA 128

ABSTRACT 140

UVOD

Od otkrića visokotemperaturne superprovodnosti (Bednorz and Müller 1986, Wu et al. 1987) do danas objavleno je nekoliko desetina hiljada radova o toj pojavi. U njima nalazimo mnoštvo eksperimentalnih podataka o La-Sr-Cu-O, Y-Ba-Cu-O, Bi-Sr-Cu-O, Tl-Ba-Ca-Cu-O i sličnim jedinjenjima i niz pokušaja teoretskog objašnjenja njihovih svojstava.

Osim po visini kritične temperature, koja omogućuje hlađenje tečnim azotom, visokotemperaturni superprovodnici razlikuju se od konvencionalnih po nizu drugih svojstava. To su anizotropija, malen izotopski efekt, malena dužina koherentnosti, multiplicitet energijskog procijepa itd.

Mali izotopski efekt izmjeren kod visokotemperaturnih superprovodnika stimulisao je razvijanje modela u kojima je postulat BCS teorije o elektron-fonon interakciji napušten. Predložene su druge interakcije na kojima se zasniva sparivanje nosilaca struje. Među nefononskim modelima posebno su često primjenjivani Andersonov model rezonantnih valentnih veza i Emerijev model.

Eksperimenti ipak ne isključuju značajnu ulogu fonona u visokotemperaturnoj superprovodnosti pa su pored mnogih nefononskih mehanizama predloženi i fononski mehanizmi ove pojave.

Jedan od fononskih modela visokotemperaturne superprovodnosti je bisolitonski model (Davydov 1990). Osnovna pretpostavka ovog nelinearnog modela je da dodatne kvazičestice, elektroni ili šupljine, izazivaju lokalne deformacije molekulskog lanca u kojem se nalaze, zbog čega dolazi do njihovog sparivanja u singletnom spinskom stanju. Kvazičestični parovi zajedno sa lokalnim deformacijama premještaju se duž molekulskog lanca kao jedna cjelina, bez energetske disipacije.

Osnovno pitanje ovde je pitanje pravog mehanizma (ili mehanizama) visokotemperaturne superprovodnosti. Bez shvatanja prirode ove pojave vrlo je teško tražiti nove superprovodnike sa višim kritičnim parametrima. Potrebni su modeli koji će osmisliti to traženje.

Cilj ove disertacije je kritički razmotriti niz predloženih mehanizama visokotemperaturne superprovodnosti i predložiti jedan novi model ove pojave.

Prvi dio rada bavi se otkrićem, svojstvima i značajem visokotemperaturnih superprovodnika. Razmatrana je kristalna struktura, mikrostruktura keramika, hemijske veze, superprovodna svojstva, uloga fonona i problemi primjene.

U drugom dijelu dat je niz nefononskih mehanizama visokotemperaturne superprovodnosti. Razmatran je eksitonski mehanizam, rezonantne valentne veze, Emerijev model, šupljinska superprovodnost, kulonski mehanizam, enijoni, ravninski polaroni, lokalni parovi, bozonsko-fermionski model i efekti elektron-fonon interakcije.

Treći dio rada razmatra fononske mehanizme. Analizira se BCS-Eliašberg-Mekmilanov model, nekonvencionalne elektron-fonon interakcije i masena deformacija uz posebni naglasak na bisolitonski model kojeg je predložio Davidov.

U četvrtom dijelu predložen je bigausonski model visokotemperaturne superprovodnosti koji je analogan Davidovljevom bisolitonskom modelu, a razlikuje se od njega po tipu nelinearnosti koja je, u bigausonskom modelu, logaritamska svuda osim tamo gdje je vjerovatnoća nalaska kvazičestice, elektrona ili šupljine, zanemariva. Razmotreni su dvokomponentni gausoni, bigausoni i bigausonski kondenzat. Dati su izrazi za kritičnu gustinu struje i kritičnu temperaturu. Izračunata je anizotropija dužine koherentnosti, kritične gustine struje i energijskog procijepa. Osim toga, opisan je multiplicitet energijskog procijepa. Razmotren je odnos bisolitonskog i bigausonskog modela i ustanovljene su neke granice bigausonske teorije. U zaključnom dijelu dat je pregled najznačajnijih rezultata u okviru bigausonskog mehanizma visokotemperaturne superprovodnosti.

Prvi dio

OTKRIĆE, SVOJSTVA I ZNAČAJ VISOKOTEMPERATURNIH SUPERPROVODNIKA

1. Otkriće visokotemperaturne superprovodnosti

Kamerling-Ones je 1911. godine otkrio superprovodnost žive čija je kritična temperatura $T_c \simeq 4K$. Bio je to početak fizike superprovodnika u koje danas ubrajamo četvrtinu elemenata, od kojih su svi metali, i oko hiljadu legura i jedinjenja (Dobrosavljević-Grujić 1988).

Majsner i Oksenfeld utvrdili su 1933. godine da je superprovodnik idealni dijamagnetik što je nemoguće objasniti klasičnom elektrodinamikom.

F. London i H. London postulirali su 1935. godine empirijsko-fenomenološku jednačinu koja za superprovodnike zamjenjuje Omov zakon.

Van Ler i Kesom pokazali su eksperimentalno 1938. godine da je prelaz između normalnog i superprovodnog stanja termodinamički reverzibilan.

Hajzenberg je 1948. godine predložio teoriju superprovodnosti zasnovanu na dugotalasnoj komponenti kulonske interakcije.

Ginzburg i Landau predložili su 1950. godine polufenomenološki model superprovodnosti.

Frelihov teoretski rad i eksperimentalno otkriće izotopskog efekta ukazali su 1950. godine na značaj elektron-fonon interakcije. U teoriju superprovodnosti Pipard je 1953. godine uveo pojam dužine koherentnosti a Bardin, 1955. godine, energijski procijep. Kuper je 1956. godine predvidio sparivanje elektrona u superprovodniku. Na toj osnovi su Bardin, Kuper i Šrifer formulisali prvu uspješnu mikroskopsku teoriju superprovodnosti 1957. godine (BCS teorija).

Godine 1959. Gorkov je na BCS modelu zasnovao Landau-Ginzburgov model.

Teorija superprovodnosti posebna je po tome što su u njoj jako isprepletene dvije fundamentalne oblasti fizike čvrstog stanja - dinamika slobodnih nosilaca naelektrisanja (elektrona) i oscilacije (jonske) rešetke.

Eksperimentalno utvrđena kvantiziranost magnetskog fluksa potvrdila je 1961. godine osnovne teoretske predodžbe o superprovodnosti nastale pedesetih godina.

Džozefsonov efekt, predviđen 1962. godine, omogućuje primjenu superprovodnih uređaja pri mjerenju vrlo slabog magnetskog polja.

U drugom važnom području primjene glavnu ulogu imaju superprovodna intermetalna jedinjenja kritične temperature od oko 20 K; koriste se za stvaranje vrlo jakog magnetskog polja (Larbalestier 1986).

Tri su osnovna ograničavajuća faktora pri primjeni superprovodnih materijala: kritična temperatura, gornje kritično polje i kritična gustina struje. Što se tiče podizanja gornjeg kritičnog polja i kritične gustine struje, bilo je dosta uspjeha, ali je pri tome niska kritična temperatura uvijek ostajala velik i nepremostiv faktor ograničenja.

Ozbiljno razmatranje problema visokotemperaturne superprovodnosti počelo je 1964. godine. Tad je predloženo znatno povišenje T_c u kvazidvodimenzionim sistemima i kvazijednodimenzionim polimernim lancima.

Litl je predložio sintezu organskih materijala koji bi imitirali osnovna svojstva superprovodnika (Little 1965). Elektroni bi se kretali duž lanca ugljenikovih atoma polarizirajući periodično raspoređene molekule vezane za taj lanac. Efektivno privlačenje elektrona bilo bi ostvareno privlačenjem između polarizirane molekule i elektrona. Primjenom BCS teorije dobijeno je $T_c \simeq 2000K$!

U vrijeme rađanja ovakvih ideja (1964. godina) prilično nezapaženo je prošlo otkriće prvog superprovodnog oksida sa strukturom perovskita $SrTiO_3$. Kritična temperatura mu je od 0.3K do 0.5K a koncentracija elektrona od 10^{25} do $10^{26}m^{-3}$ (Moshchalkov 1987).

Mnogo više se, u pogledu porasta T_c, očekivalo od superprovodnika sa strukturom A-15. Godine 1973. sintetizirani Nb_3Ge je sa T_c=23.3K bio superprovodnik najviše kritične temperature sve do 1986. godine.

Godine 1973. uočeno je neobično valentno stanje bakra Cu^{3+} u sistemu La-Sr-Cu-O.

Superprovodni metalni oksidi postali su interesantni zbog male koncentracije elektrona obzirom na T_c koji je 1975. godine dostigao vrijednost 13.7K za $BaPb_{0.75}Bi_{0.25}O_3$; koncentracija elektrona je $2\times10^{27}m^{-3}$. Superprovodni izotropni metali imaju koncentraciju nosilaca naelektrisanja koja je reda veličine $10^{28}m^{-3}$.

Šapligin i saradnici su 1979. godine istraživali provodnost $La_{2-x}M_xCuO_4$ (M=Ca,Sr,Ba,Pb; $x\simeq0.15-0.20$), ali nisu mjerili provodnost u području niskih temperatura!

Mišel i Ravo su 1984. godine proučavali La-Ba-Cu-O na temperaturi ključanja azota (77K) ne pokušavajući ispitati superprovodna svojstva.

Odlučujući korak učinili su Bednorc i Miler 1986.

godine. Utvrdili su da otpor keramike La-Ba-Cu-O oštro pada na temperaturama od 30K do 35K (Bednorz and Müller 1986). Uskoro je dokazano da se radi o superprovodnom prelazu.

Bednorc i Miler pripremili su uzorke pomoću vodenih rastvora Ba-,La- i Cu-nitrata u odgovarajućim omjerima. Vodenom rastvoru dodana je oksalna kiselina da bi došlo do taloženja oksida. Talog je osušen tako što je zagrijavan pet sati na 900°C. Zatim je ispresan u pločice i ponovo pečen na 900°C. Dobijena materija sastojala se od tri faze $La_{1-x}Ba_xCuO_{3-y}$, $La_{2-x}Ba_xCuO_{4-y}$ i CuO pri čemu je samo druga faza superprovodna. Bednorc i Miler zaključili su da se vjerovatno radi o perkolativnoj superprovodnosti i da nisu isključene dvodimenzione superprovodne fluktuacije.

Ovaj rezultat potaknuo je ogroman broj laboratorija da traže nove superprovodne metalne okside.

Početkom 1987. godine Vu i saradnici otkrili su superprovodnost keramike $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-y}$ sa $T_c \simeq 92K$ (Wu et al. 1987). Prvi put je postalo moguće posmatrati superprovodnost uz hlađenje tečnim azotom. Kvantiziranost magnetskog fluksa kroz prsten od ovog superprovodnika ukazala je na sparivanje nosilaca struje u njemu (Gough et al. 1987).

Superprovodnik $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-y}$ ima jedinstvenu mogućnost da mu se električna svojstva kontinuirano mijenjaju od nemagnetskog superprovodnog metala do antiferomagnetskog izolatora promjenom samo stehiometrije kiseonika y.

Godine 1988. otkriveni su superprovodni oksidi Bi-Sr-Ca-Cu-O sa T_c iznad 100K i Tl-Ba-Ca-Cu-O sa $T_c \simeq 125K$ (Khurana 1988).

Ovi kupratni superprovodnici još uvijek nemaju optimalnu strukturu. Procijenjeno je da postoji mogućnost povišenja T_c do 160K (Alekseevskii et al. 1990).

Postupak koji se pretežno primjenjuje u proizvodnji visokotemperaturnih superprovodnika temelji se na metodi Mišela i Ravoa (Novak 1988). Grije se smjesa oksida Cu, Ba ili Sr i neke od rijetkih zemalja na vazduhu pri temperaturi od 900°C do 1100°C nekoliko sati. Smjesa se zatim ohladi, zdrobi u prah, spresa u pločice i ponovo grije na istoj temperaturi nekoliko sati. Hladi se postepeno u atmosferi kiseonika. Koncentracija kiseonika je važna jer određuje širinu superprovodnog prelaza.

Lantansko-bakarni oksid proizveden konvencionalnom tehnikom u vazduhu nije jednostavno La_2CuO_4 već $La_{1.95}CuO_{3.86}(OH)_{0.14}$. Moguć je elektron-protonski transfer (Rudolf et al. 1991):

$$La_{2-x}CuO_{4-3x}(OH)_{3x} \rightleftarrows La_{2-x}CuO_4 + 3xH^+ + 3xe^- . \quad (1.1)$$

Postoje mnoga saopštenja o supervisokotemperaturnoj superprovodnosti sa T_c od 200K do 250K (Jostarndt et al. 1989, Krasin'kova and Moizhes 1990). Ta pojava slabo je izučena. Superprovodnost na tim temperaturama teško se uspostavlja i nestabilna je. Nestaje pri jačoj struji, pri termocikliranju ili jednostavno nakon nekog vremena. Anomalna superprovodnost ima površinski ili vrpčast karakter. Uzorci sa anomalno visokim T_c uvijek se dobijaju na osnovu strukture $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-y}$.

2. Kristalna struktura

Pojava superprovodnosti praćena je određenim svojstvima kristalne strukture. Gledajući sve danas poznate superprovodne faze, mogu se formulirati uslovi zadovoljenost kojih pogoduje realizaciji superprovodnosti (Kuz'micheva 1991):

- faze treba da imaju kubičnu ili heksagonalnu rešetku ili neku rešetku izvedenu od tih, pri čemu kubična rešetka ima prednost;
- u strukturama treba da budu prisutni metalni klasteri ili ravnine od katjona i anjona ili samih katjona;
- maksimalna kritična temperatura realizira se na granici stabilnosti strukture i podešava se koncentracijom elektrona i geometrijskim faktorom.

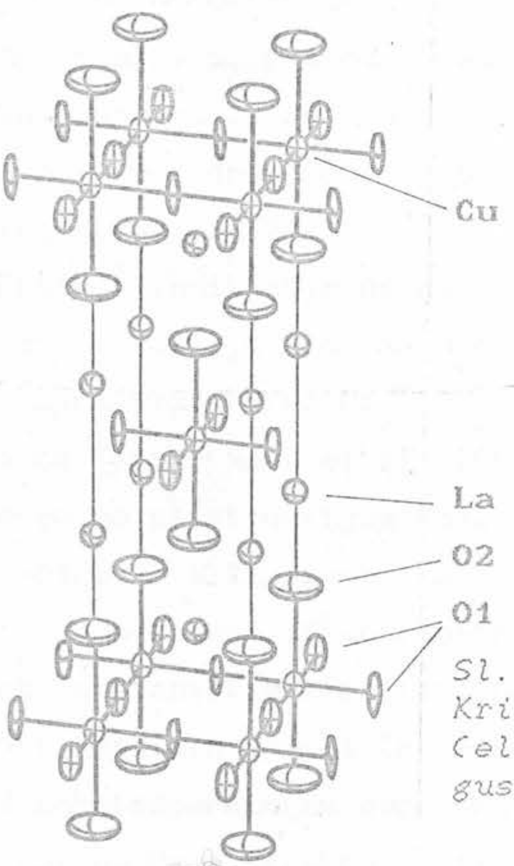
Visokotemperaturni superprovodnici imaju kristalnu strukturu sličnu perovskitskoj. Na primjeru barijevog titanata možemo vidjeti kako izgleda perovskitska struktura: Ba^{2+} joni su u vrhovima kocke, O^{2-} joni su u centrima strana kocke i Ti^{4+} jon je u centru kocke.

Za strukture slične perovskitskoj postoji veza između T_c i veličine $\bar{\varepsilon}=2c/aq$, gdje su a i c parametri elementarne ćelije a q broj slojeva atoma metala u elementarnoj ćeliji. Pri $\bar{\varepsilon} \to 1$, imamo $T_c \to (120\text{-}130)$K.

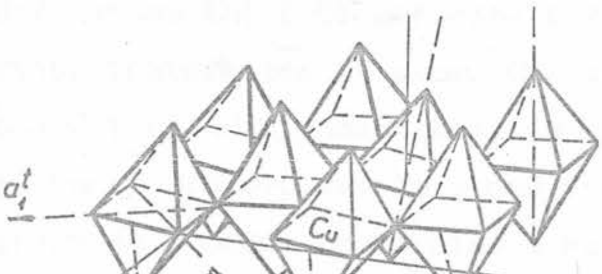
Na visokoj temperaturi materijali $La_{2-x}M_xCuO_{4-y}$ (M=Ba,Sr,Ca) imaju prostorno centriranu tetragonalnu I4/mmm strukturu (Pickett 1989) (sl. 2.1). Atom Cu vezan je sa četiri atoma O1 udaljena 0.189nm i dva atoma O2 udaljena 0.243nm .

Snižavanjem temperature ispod približno 500K, struktura La_2CuO_4 postaje jednostrano centrirana ortorombična, koju se može kristalografski opisati kao Abma. Pri tome su uočeni singulariteti akustičkih karakteristika tipični za fazne prelaze druge vrste (Zavaritsky et al. 1991).

Pri tetragonalno-ortorombičnom iskrivljavanju je $a' \simeq b' \simeq \sqrt{2}a$ i $c' \simeq c$. To iskrivljavanje opisuje se kao rotacija oktaedara CuO_6 za 5^o oko tetragonalne osi <1,-1,0>, s tim da susjedni oktaedri imaju suprotan smjer rotacije. Nastaju valoviti CuO slojevi u tetragonalnom smjeru <1,1,0> (sl. 2.2).



Sl. 2.1
Kristalna struktura La_2CuO_4 (elipsoidi odražavaju gustinu vjerovatnoće)



Sl. 2.2
Jedan sloj ortorombičnog La_2CuO_4 (tetragonalne i ortorombične osi označene su sa t i o)

Eksperimenti na sobnoj temperaturi daju (a', b', c')=(0.5406, 0.5370, 1.315)nm (Grande et al. 1977) i (a', b', c')=(0.53990, 0.53562, 1.31669)nm (Jorgensen et al. 1987). Razlika je vjerovatno uzrokovana stehiometrijom uzorka.

Djelimičnom zamjenom La sa dvovalentnim Ba ili Sr, temperatura strukturnog prelaza se snizuje (Cava et al. 1987). Za x>0.20 nema ni superprovodnog ni tetragonalno-ortorombičnog prelaza u $La_{2-x}Sr_xCuO_4$. Najbolji superprovodnik, u pogledu temperature prelaza i dijela volumena, dobija se za x u blizini 0.15 kad se temperatura tetragonalno-ortorombičnog prelaza približava ka T_c (Fleming et al. 1987).

Postoje indikacije da na niskoj temperaturi struktura ima nižu simetriju od ortorombične. U eksperimentu sa difrakcijom x-zraka na $La_{1.8}Ba_{0.2}CuO_4$, nađeno je širenje linija na T=10K (Moss et al. 1987). Zaključeno je da je to konzistentno sa simetrijom koja je monoklinična ili niža.

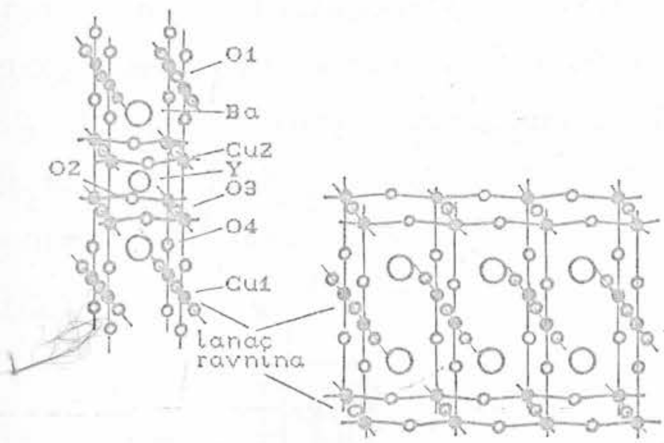
Uočena je niža simetrija u sistemu La-M-Cu-O, čak i na visokoj temperaturi. Eksperimenti sa difrakcijom neutrona svjedoče o statičkim ili kvazistatičkim pomacima atoma oko njihovih idealnih mjesta (Pickett 1989).

Visokotemperaturna superprovodna faza $Y_1Ba_2Cu_3O_7$ ima ortorombičnu Pmmm strukturu (sl. 2.3). U toj strukturi mogu se uočiti CuO_2 ravnine ili slojevi i CuO lanci. Lanci sadrže atome Cu1 i O1 poredane duž b osi. Prikladnije ih je nazvati trakama jer su atomi O4 smješteni iznad i ispod atoma Cu1 na udaljenosti koja je najmanja Cu-O udaljenost u strukturi. Slojevi sadrže atome Cu2, O2 i O3. Atom Cu2 udaljen je 0.025nm od ravnine u kojoj leže atomi O2 i O3.

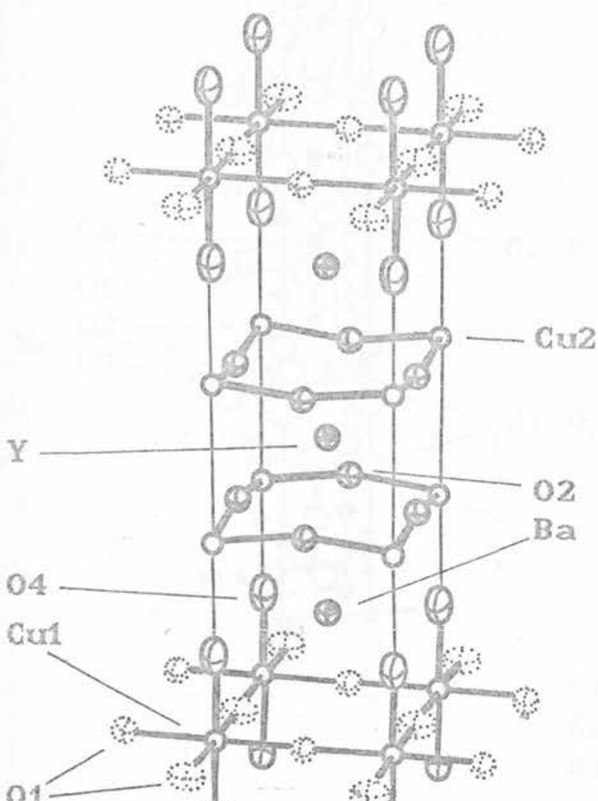
Između CuO_2 sloja i CuO lanaca nalazi se sloj koji sadrži atome Ba i O4 a sloj atoma Y razdvaja CuO_2 slojeve u elementarnoj ćeliji. Očekuje se da jon Y bude trostruko pozitivan pa nije jasno zašto se kiseonikovi joni ne nalaze u Y sloju umjesto u Ba sloju (Pickett 1989).

Eksperiment daje a=0.38591nm, b=0.39195nm i c=1.18431nm. Te vrijednosti ovise o stehiometriji i prošlosti uzorka (Capponi et al. 1987).

Smanjivanjem koncentracije kiseonika ili podizanjem temperature, struktura Y-Ba-Cu-O postaje tetragonalna (P4/mmm) (sl. 2.4).



Sl. 2.3
Kristalna struktura $Y_1Ba_2Cu_3O_7$

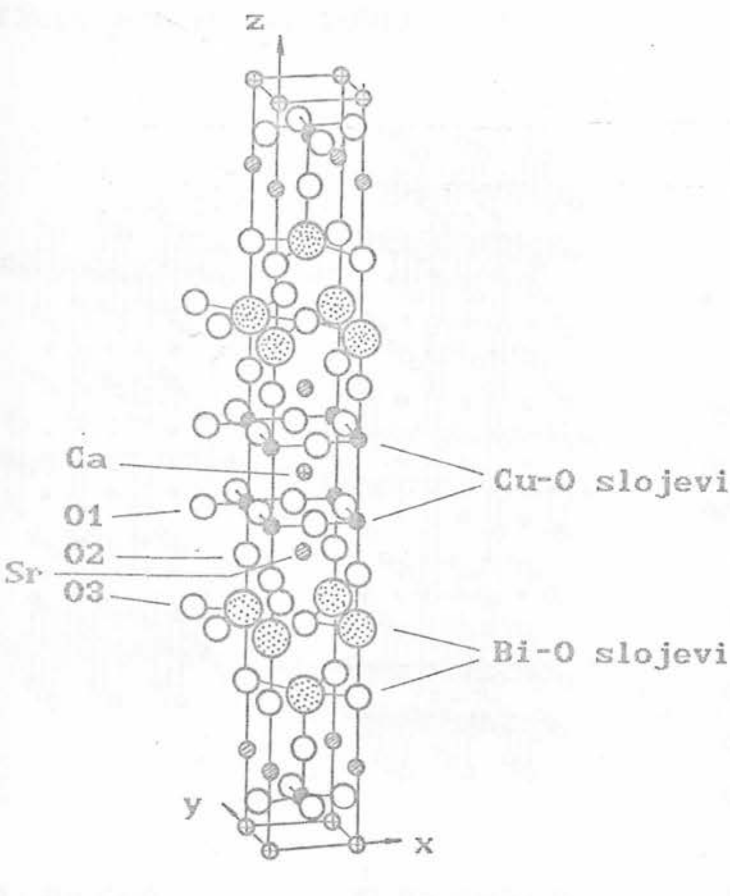


Sl. 2.4
Tetragonalna struktura $Y_1Ba_2Cu_3O_{6+x}$ (za x=0, prazna su mjesta označena tačkastim elipsoidima)

Ortorombično-tetragonalni prelaz događa se pri koncentraciji kiseonika od 6.35 do 6.65 (srednji broj atoma po elementarnoj ćeliji), ovisno o načinu pripreme materijala. Što se uzorak sporije hladi to je uređenost kiseonikovih vakancija veća a time i manja koncentracija vakancija pri kojoj se ima ortorombična struktura (Namgung et al. 1988).

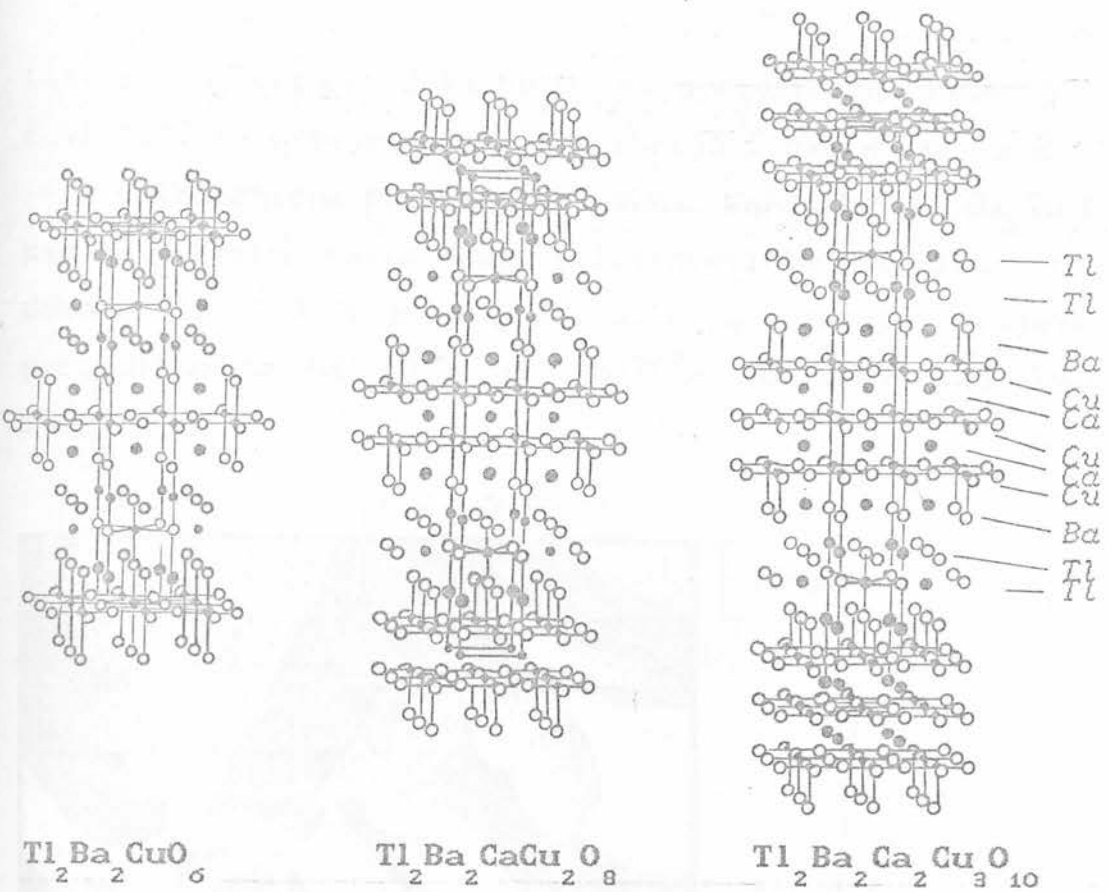
$Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ i $Tl_2Ba_2CaCu_2O_8$ imaju prostorno centriranu tetragonalnu I4/mmm strukturu, kao visokotemperaturna faza La-M-Cu-O (sl. 2.5).

U kristalnoj strukturi $Bi_2Sr_2Ca_{n-1}Cu_nO_{4+2n}$ i $Tl_2Ba_2Ca_{n-1}Cu_nO_{4+2n}$ uočava se n CuO_2 slojeva razdvojenih jonima Ca^{2+} (sl. 2.6).



Sl. 2.5
Kristalna struktura
$Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$

Kristalna struktura visokotemperaturnih superprovodnika je mnogoslojna, kakvu imaju i mnogi drugi materijali - feroelektrici, feroelastici, polimeri... Za takve kristale tipičan je velik period rešetke u smjeru okomitom na slojeve. To narušava kristalnu pravilnost rasporeda atoma. Mnogoslojni sistemi su na prelazu između kristala i neuređenih struktura (Syrkin and Feodos'ev 1991). Mnogobrojna elektronsko-mikroskopska, rentgenska i optička istraživanja svjedoče da visokotemperaturni superprovodni monokristali, sintetizirani po savremenim tehnologijama, imaju mnoge defekte strukture i mikrostrukture kao što su dvojnici, tačkasti defekti, nehomogenosti rasporeda kiseonikovih atoma i drugi (Belyaeva et al. 1991).



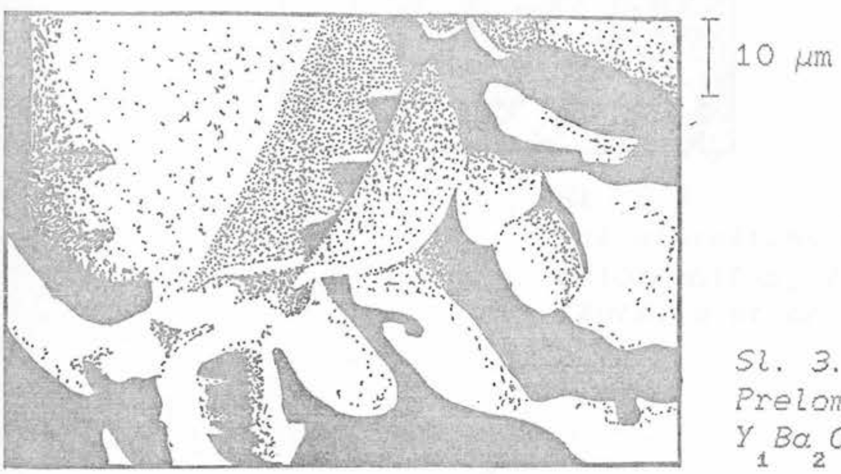
Sl. 2.6
Kristalna struktura
$Tl_2Ba_2Ca_{n-1}Cu_nO_{4+2n}$
za $n=1,2,3$

3. Mikrostruktura keramika

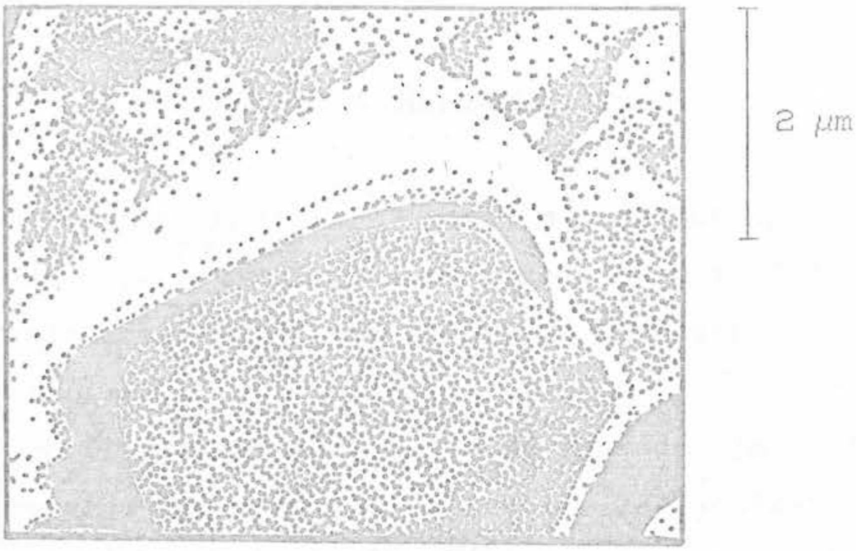
Keramičke tehnologije pripreme visokotemperaturnih superprovodnika daju zrnaste strukture, koje se u širokoj oblasti temperatura mogu smatrati skupovima superprovodnih zrna, između kojih su slabe veze (sl. 3.1). Mikrostruktura superprovodnih keramika obično se istražuje pomoću skening elektronskog mikroskopa. Zrna, tipične dimenzije od 1μm do 10μm, mogu biti monokristalna i polikristalna. Unutar zrna mogu se nalaziti nehomogene oblasti, međusobno povezane slabim vezama. Rezultat je podijeljenost uzorka na superprovodne klastere (Schulz et al. 1988, Orlova et al. 1991).

Zrna imaju omotače debljine od 10^{-8}m do 10^{-7}m. Ti omotači su, u keramici $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-y}$, dielektrične faze na osnovi BaO, sa primjesama oksida itrija i bakra (sl. 3.2).

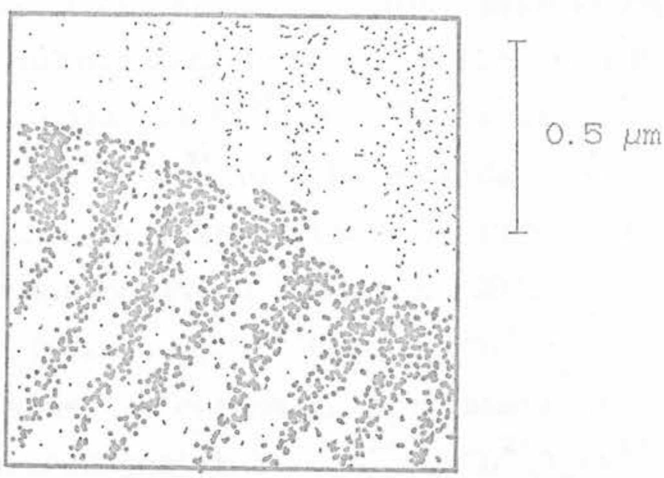
Ortorombična faza unutar zrna keramike $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-y}$ sadrži pravilno raspoređene polisintetičke dvojnike, fazne domene (sl. 3.3) i druge pravilne nizove paketa slojeva s periodičnošću od 10^{-7}m do 2×10^{-7}m (Gridnev and Ivanov 1992).



Sl. 3.1
Prelom uzorka
$Y_1Ba_2Cu_3O_{7-y}$
(Kutelia et al 1989)



Sl. 3.2
Ortorombična faza
$Y_1Ba_2Cu_3O_{7-y}$ sa omotačem
(prelom) (Kutelia et
al. 1989)



Sl. 3.3
Polisintetički dvojnici u
ortorombičnoj fazi (prelom)
(Kutelia et al. 1989)

4. Hemijske veze

Pitanje hemijskih veza u visokotemperaturnim kupratnim superprovodnicima od posebnog je značaja za razumijevanje prirode njihove obične provodnosti i superprovodnosti.

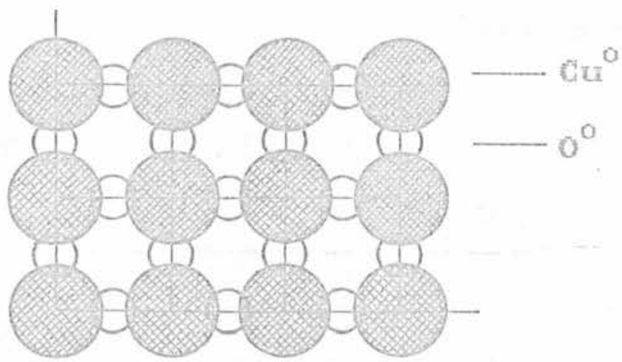
Prvi problem koji se ovde nameće je primjenljivost koncepcije formalne valentnosti. Za jonske kristale ta koncepcija je vrlo korisna, ali je za materijale sa izraženim kovalentnim i metalnim karakteristikama problematična, zbog proizvoljnosti pri pripisivanju naelektrisanja pojedinim jonima (Pickett 1989).

Primjenjujući tu koncepciju dobijamo slijedeće. Antiferomagnetik $(La^{3+})_2Cu^{2+}(O^{2-})_4$ postaje superprovodnik, sa T_c do 40K, djelimičnom zamjenom La dvovalentnim Ba, Sr ili Ca. Onda se mora pojaviti Cu^{3+} ili O^{1-} ili miješana valentnost uključujući Cu^{1+}. Cu^{3+} je vrlo neobičan jer je treći jonizacioni potencijal bakra vrlo velik (36.8 eV). Eksperimenti daju prednost pojavi O^{1-} (Wilson 1987).

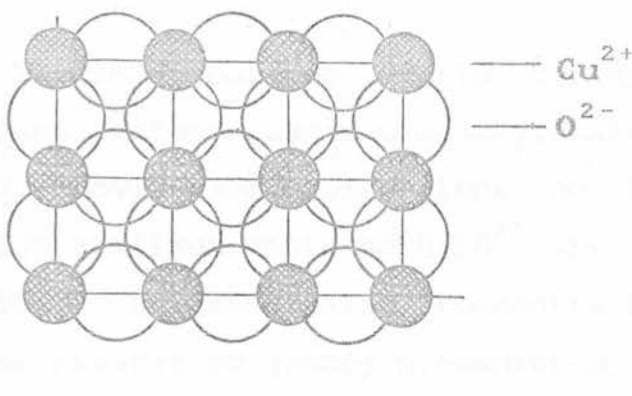
Za metalno jedinjenje $Y^{3+}(Ba^{2+})_2(Cu^{2+})_2Cu^{3+}(O^{2-})_7$ je koncepcija formalne valentnosti problematičnija nego za izolator i antiferomagnetik $Y^{3+}(Ba^{2+})_2(Cu^{2+})_2Cu^{1+}(O^{2-})_6$.

Gledajući CuO_2 ravninu, vidimo da primarno metalna veza vodi na isključivi značaj Cu-O veze (sl. 4.1). Ako jonska veza prevladava, značajna je i O-O veza (sl. 4.2).

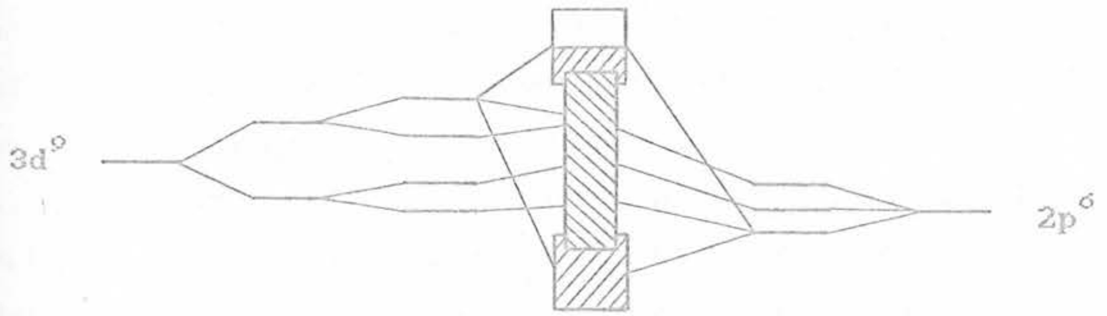
Osnovni motiv kristalne strukture La_2CuO_4 je oktaedar CuO_6. U njemu dolazi do prekrivanja d orbitale bakra sa p orbitalama kiseonika što odlučujuće utiče na formiranje elektronskih stanja u blizini Fermijevog nivoa. U pravilnom oktaedarskom polju nivo $3d^9$ jona Cu^{2+} cijepa se na dva nivoa: dublet e_g (orbitale $d_{x^2-y^2}$ i d_{z^2}) i triplet t_{2g} (orbitale d_{xy}, d_{zx} i d_{yz}). U skladu sa Jan-Telerovim pravilom, dolazi do istezanja oktaedra u čijem polju se nivoi dalje cijepaju. Nivo $2p^6$ jona O^{2-} također se cijepa u polju kristala. Sva stanja Cu hibridiziraju se sa stanjima O, ali je pd σ veza najjača. Nastaju dvije Cu-O σ vrpce i kompleks drugih vrpca između njih (sl. 4.3).



Sl. 4.1
CuO_2 ravnina u kojoj prevladava metalna veza



Sl. 4.2
CuO_2 ravnina u kojoj prevladava jonska veza



Sl. 4.3
Hibridizacija stanja Cu i stanja O (Fink et al. 1989)

5. Superprovodna svojstva

5.1 Nosioci superstruje

Na osnovu Holovog efekta određena je koncentracija nosilaca naelektrisanja u monokristalnom $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ ($x \gtrsim 0.15$). Povišenjem temperature od T_c do 300K, koncentracija nosilaca raste od 6×10^{27} do $9\times10^{27}m^{-3}$ (Suzuki et al. 1987). Pri maksimalnoj koncentraciji dva su nosioca naelektrisanja po jednoj elementarnoj ćeliji. Za keramički $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ ($x \gtrsim 0.15$) dobijena je koncentracija nosilaca $2\times10^{27}m^{-3}$ (Maletta et al. 1987) i ona raste sa porastom x. Pozitivnost Holovog koeficijenta $La_{2-x}Sr_xCuO_{4-y}$ ukazuje na šupljinsku provodnost (Ong 1987).

Pri porastu temperature od 100K do 300K, koncentracija nosilaca naelektrisanja u monokristalnom $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-y}$ raste od 3×10^{27} do $6\times10^{27}m^{-3}$ (Chaudhari et al. 1987), a u keramičkom $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-y}$ od 3.5×10^{27} do $10^{28}m^{-3}$ (Cheong et al. 1987). Pri $y\simeq0.5$ koncentracija nosilaca jako zavisi o veličini y. U monokristalu $Y_1Ba_2Cu_3O_7$ ponekad se na osnovu Holovog efekta vide nosioci oba predznaka (Tozer et al. 1987).

Nije lako tačno odrediti koncentraciju nosilaca naelektrisanja na osnovu Holovog efekta. Holova konstanta u slabim poljima zavisi od usrednjenog prečnika raspršenja. U slučaju prisutnosti nosilaca oba predznaka, zavisi također o odnosu pokretljivosti (Gor'kov and Kopnin 1988).

U eksperimentu sa prstenom od sinteriranog Y-Ba-Cu-O, prečnika 4.5 mm, viđena je kvantiziranost magnetskog fluksa koja dokazuje da su nosioci superstruje parovi sa iznosom naelektrisanja jednakim dvostrukom iznosu elementarnog naelektrisanja. Mjerenje je vršeno pomoću skvida građenog od konvencionalnog superprovodnika (Gough et al. 1987). Učešće nosilaca naelektrisanja iz vodljive vrpce u formiranju parova mnogo je veće nego kod konvencionalnih superprovodnika u kojima samo desethiljaditi dio od ukupnog broja kvazičestica formira Kuperove parove.

Efektivna masa nosilaca superstruje je anizotropna. Za smjer okomit na CuO_2 ravnine efektivna masa je veća nego za ravninu paralelnu CuO_2 ravninama. Anizotropija ima vrijednost od 10 do 65 za $Y_1Ba_2Cu_3O_7$ i $La_{2-x}Sr_xCuO_{4-y}$ (Junod et al. 1987, Orlando et al. 1987).

5.2 Kritična temperatura

Kritična temperatura se obično određuje na osnovu mjerenja magnetske susceptibilnosti i specifičnog otpora. Moguća je i dijagnostika visokotemperaturne superprovodnosti na osnovu luminiscentnog spektra (Panfilov et al. 1989).

Uočena je nemonotona zavisnost T_c o koncentraciji nosilaca naelektrisanja. Kritična temperatura $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ raste povećavanjem x do 0.15 a zatim pada (sl. 5.1) (Van Dover et al. 1987).

Mnogobrojni eksperimenti sa keramičkim $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ ($x \gtrsim 0.15$) daju T_c od 31K do 40K. Za monokristalni $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ ($x \gtrsim 0.15$) dobijen je T_c od 23K do 33K (Gor'kov and Kopnin 1988).

Eksperimenti sa keramičkim $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-y}$ daju T_c od 90K do 95K, a eksperimenti sa monokristalnim $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-y}$ daju T_c od 60K do 93K (Bourne et al. 1987, Liu et al. 1987).

Za Bi-Sr-Ca-Cu-O eksperimenti daju T_c od 75K do 110K (Khurana 1988, Durchok et al. 1989), a za Tl-Ba-Ca-Cu-O od 90K do 125K.

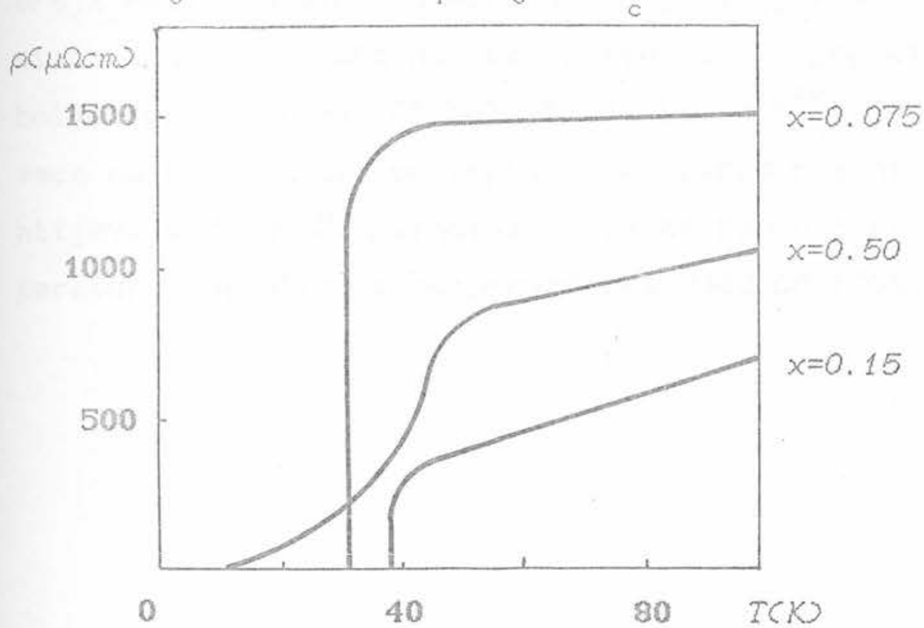
Veza kritične temperature $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-y}$ i y nije jednoznačna. Pri y=0.33 moguće je T_c=60K i T_c=90K (Baikov et al. 1990), zavisno o uslovima termičkog odstranjivanja kiseonika. Uloga kiseonikovog podsistema je odlučujuća, ali superprovodno stanje nije određeno samo srednjim sadržajem kiseonika nego i strukturnim stanjem rešetke, raspodjelom atoma kiseonika u njoj, pokretljivošću atoma kiseonika i karakterom orijentacije kiseonikovog podsistema.

Kritična temperatura $Tl_1Ba_2Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+3}$ nemonotono zavisi o broju CuO_2 slojeva (n) u elementarnoj ćeliji. T_c raste sa n do n=4, a zatim pada (Kikuchi et al. 1989).

Širina rezistivnog prelaza u nultom magnetskom polju je od 0.5K do 2K, a povećava se povećavanjem magnetskog polja. U polju od 10T ta širina je od 10K do 20K, za itrijeve superprovodnike, i oko 40K za bizmutove superprovodnike. To širenje ne zavisi o kvaliteti kristala (Iye et al. 1987, Palstra et al. 1989).

Izotopski efekt mnogo je manji nego što predviđa BCS teorija. T_c slabo zavisi o masi izotopa konstituentnih atoma m. Ako je T_c proporcionalno sa $m^{-\alpha}$, eksperimenti daju vrijednosti za α od 0 do 0.2 . Zamjenom ^{16}O sa ^{18}O u $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-y}$ dobijeno je α=0.02 (Hoen et al. 1989), a u $La_{1.85}Sr_{0.15}CuO_4$ određeno je α=0.15 (Bourne et al. 1988).

Povećavanjem hidrostatičkog pritiska na visokotemperaturni superprovodnik do 8×10^8Pa, kritična temperatura se povećava. Izmjerena vrijednost dT_c/dp je za Y-Ba-Cu-O između 7×10^{-10} i 1.5×10^{-8} K/Pa (Baszyński et al. 1987, Schirber et al. 1989). Povećavanjem pritiska na keramiku $Tl_2Ba_2Ca_2Cu_3O_x$ do 2×10^{10}Pa, pomoću Bridžmenovog nakovnja, izazvana je nemonotona promjena T_c (Berman et al. 1989).



Sl. 5.1
Zavisnost specifičnog otpora $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ *o temperaturi za različite x*

Uočena je korelacija između radijusa jona L^{3+} (L=Y,La,Nd,Sm,Eu,Gd,Dy,Ho,Er,Tm,Yb,Lu) i kritične temperature $L_1Ba_2Cu_3O_7$. Kristalohemijski metastabilna jedinjenja, sa ravnotežnim koordinacionim brojem 6 za poliedar LO_n, imaju višu kritičnu temperaturu nego kristalohemijski stabilna jedinjenja, sa ravnotežnim koordinacionim brojem 8 (Palatnik and Fal'ko 1988).

Kritična temperatura $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-y}$ ne mijenja se bitno zamjenom jona itrija sa magnetskim jonom mnogih trovalentnih lantanida. Znači da je vrlo slaba interakcija magnetskog jona lantanida sa nosiocima naelektrisanja (Murphy et al. 1987).

Kritična temperatura većeg broja visokotemperaturnih superprovodnika ispravno je opisana empirijskom formulom (King 1990):

$$T_c \simeq f^{2D}_{Cu} \, T^{\infty}_c \quad , \qquad (5.1)$$

gdje je f^{2D}_{Cu} omjer broja atoma Cu u CuO_2 slojevima i ukupnog broja metalnih atoma u elementarnoj ćeliji, a T^{∞}_c je konstanta odabrana tako da eksperimentalni podaci budu što bolje reproducirani (tabela 5.1). Pošto f^{2D}_{Cu} ne može biti veće od 1/2 a dosad prikupljeni eksperimentalni podaci zahtijevaju T^{∞}_c=300K, relacija (5.1) zabranjuje kritičnu temperaturu kupratnog superprovodnika veću od 150K.

jedinjenje	f^{2D}_{Cu}	T_c(K) dobijeno pomoću relacije (5.1) sa T^{∞}_c=300K	eksperimentalna vrijednost za T_c(K)
$La_{2-x}Sr_xCuO_{4-y}$	1/3	100	40 [1)]
$Y_1Ba_2Cu_3O_{7-y}$	2/6	100	90
$Bi_2Sr_2Cu_1O_{6-y}$	1/5	60	12
$Bi_2Sr_2Ca_1Cu_2O_{8-y}$	2/7	86	95
$Bi_{1.5}Pb_{0.5}Ca_{2.5}Sr_{1.5}Cu_3O_{10+y}$	3/9	100	105
$Tl_2Ba_2Cu_1O_{6+y}$	1/5	60	83
$Tl_2Ba_2Ca_1Cu_2O_{8+y}$	2/7	86	108
$Tl_1Ba_2Ca_1Cu_2O_7$	2/6	100	103
$Tl_1Ba_2Ca_2Cu_3O_{10+y}$	3/9	100	122
$Tl_1Ba_2Ca_2Cu_3O_9$	3/8	113	110
$Pb_2Sr_2Y_{1-x}Ca_xCu_3O_8$	2/8	75	68 [2)]

Tabela 5.1
Kritične temperature kupratnih superprovodnika (King 1990); 1) x=0.15 , 2) x=0.5

5.3 Kritična magnetska polja

Visokotemperaturni superprovodnici su superprovodnici druge vrste. Specifični otpor je nula kad je vanjsko magnetsko polje manje od gornjeg kritičnog polja a puni Majsnerov efekt ima se kad je vanjsko magnetsko polje manje od donjeg kritičnog polja. Pri tome je moguće da puni Majsnerov efekt bude samo u vrlo malom dijelu uzorka, to jest da superprovodnost nije volumne prirode, što dokazuje eksperiment sa $La_{1.85}Sr_{0.15}CuO_{4-y}$ (Wäppling et al. 1987).

Donje kritično polje (B_{c1}) keramičkog $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ ($x \gtrsim 0.15$), na T=4.4K, ima red veličine 10^{-2}T (Durán et al. 1987). U blizini kritične temperature dobijeno je $dB_{c1}/dT = -5.1\times10^{-4}$T/K (Batlogg et al. 1987). Mjerenjem gornjeg kritičnog polja (B_{c2}) monokristalnog $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ ($x \gtrsim 0.15$) dobijeno je, u blizini kritične temperature, $dB_{c2\parallel}/dT=-4T/K$ i $dB_{c2\perp}/dT=-0.3T/K$ (Midaka et al. 1987). Ovde se $\parallel(\perp)$ odnosi na ravninu (smjer) paralelnu (okomit) obzirom na CuO_2 ravnine.

Donje kritično polje keramičkog $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-y}$, na T=4.2K, je 0.055T (Przystupski et al. 1987). U blizini kritične temperature, za isti uzorak , dobijeno je dB_{c1}/dT između -1.7×10^{-3} i -7×10^{-4} T/K, dok je dB_{c2}/dT između -4.5 i -1.2 T/K (Gor'kov and Kopnin 1988).

Eksperiment sa monokristalnim $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-y}$, na T=4.5K, daje: $B_{c1\parallel} \leq 0.005T$, $B_{c1\perp}=0.5T$. $B_{c2\parallel}$ je reda veličine 100T a $B_{c2\perp}$ je reda veličine 10T, na apsolutnoj nuli (Worthington et al. 1987). U blizini kritične temperature, za ovaj uzorak , dobijeno je $dB_{c2\parallel}/dT$ između -4 i -0.7 T/K, dok je $dB_{c2\perp}/dT$ između -1.1 i -0.2 T/K (Gor'kov and Kopnin 1988).

Na temperaturi 77.8K izmjereno je drugo kritično polje jednako (95±20)T, za keramiku $Gd_1Ba_2Cu_3O_7$, i (150±80)T, za keramiku $Tm_1Ba_2Cu_3O_7$ (Dmitriev et al. 1989). Ova kritična polja premašuju vrijednost drugog kritičnog polja, na apsolutnoj nuli, svakog konvencionalnog superprovodnika.

Povećavanjem hidrostatičkog pritiska na monokristalni $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-y}$, drugo kritično magnetsko polje se povećava a njegova anizotropija, pri konstantnoj temperaturi, smanjuje se (Bud'ko et al. 1989).

5.4 Kritična gustina električne struje

Transportna kritična gustina struje (j_c) keramičkog $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-y}$, pri temperaturi 77K i nultom vanjskom magnetskom polju, ima vrijednost od 65 do 581 A/cm^2. To je barem sto puta manje od kritične gustine struje izračunate na osnovu podataka o magnetizaciji, uz pretpostavku da je struja raspoređena homogeno. To se objašnjava postojanjem nesuperprovodnih međugranularnih barijera čiji osnovni dio nastaje zbog različite orijentacije susjednih zrna. Keramika pripremljena u uslovima orijentirane kristalizacije ima j_c veći od $10^4 A/cm^2$ (Kumakura et al. 1987, Asadov and Doroshenko 1991).

Povećavanjem vanjskog magnetskog polja od nule do 0.5T, j_c keramičkog $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-y}$ smanji se sto do hiljadu puta. Povećavanjem temperature od 4K do 60K, j_c se smanji dvadesetak puta (Kikin et al. 1989).

Kritična struja keramika zavisi i o lokalnoj mikrostrukturi, njenom stepenu uniformnosti i prirodi strukturnih defekata (Camps et al. 1987).

Mrvljenjem uzorka i ponovnim presanjem, uz dodatno termičko tretiranje, moguće je podići j_c keramičkog $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-y}$ za nekoliko stotina A/cm^2 (Chunlin et al. 1988, Kuwabara 1992).

Kritična gustina struje monokristalnog $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-y}$ anizotropna je i znatno veća od j_c keramike. U nultom vanjskom magnetskom polju, pri temperaturi 4.5K, dobijeno je: $j_{c\parallel}=3.2\times10^6 A/cm^2$, $j_{c\perp}=1.6\times10^5 A/cm^2$ (Worthington et al. 1987, Dmitriev et al. 1990).

Epitaksijalni film od monokristalnog $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-y}$ ima još veću kritičnu gustinu struje. U nultom vanjskom magnetskom polju, na temperaturi jednakoj nuli, j_c filma prelazi $10^7 A/cm^2$ (Zhukov et al. 1991).

5.5 Dužina koherentnosti i dubina prodiranja

Dužina koherentnosti na temperaturi nula (ξ) visokotemperaturnih superprovodnika mnogo je manja nego kod konvencionalnih superprovodnika gdje je reda veličine 10^{-6}m. Keramički $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ ($x \gtrsim 0.15$) ima $\xi=2\times10^{-9}$m, a za monokristalni $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ ($x \gtrsim 0.15$) dobijeno je $\xi_\parallel=5.8\times10^{-9}$m i $\xi_\perp=4.3\times10^{-10}$m. Eksperimenti sa monokristalnim $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-y}$ daju $\xi_\parallel$ između 2×10^{-9} i 3×10^{-9}m, dok je $\xi_\perp$ između 3.8×10^{-10} i 6×10^{-10}m. Posebno velika anizotropija zapažena je kod Bi-Sr-Ca-Cu-O: $\xi_\parallel \simeq 4\times10^{-9}$m i $\xi_\perp \simeq 10^{-10}$m (Gor'kov and Kopnin 1988).

Dubina prodiranja na temperaturi nula (L) za keramički $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ ($x \gtrsim 0.15$) je jednaka 2×10^{-7}m. Za monokristalni $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ ($x \gtrsim 0.15$) dobijeno je $L_\parallel=7\times10^{-8}$m i $L_\perp=10^{-6}$m. Eksperimenti sa monokristalnim $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-y}$ daju $L_\parallel$ između 3.35×10^{-8} i 5.25×10^{-8}m, dok je $L_\perp$ između 1.74×10^{-7} i 2.7×10^{-7}m.

Uočljivo je da je dubina prodiranja znatno veća od dužine koherentnosti što je karakteristika superprovodnika druge vrste.

5.6 Energijski procijep

Energijski procijep na apsolutnoj nuli (2Δ) može se dobiti mjerenjem brzine relaksacije nuklearnih spinova u superprovodnoj fazi pomoću metode nuklearne magnetske rezonancije. Mjerenja na uzorcima $La_{2-x}Sr_xCuO_4$, pripremljenim na različite načine, daju $2\Delta/kT_c$ od 1 do 3.5 (Moshchalkov 1987).

Energijski procijep može se mjeriti na osnovu promjene temperaturne zavisnosti koeficijenta refleksije infracrvenog zračenja talasnog broja od 20 do 1500 cm^{-1}. Eksperiment sa $MBa_2Cu_3O_{7-y}$ (M = Dy, $Sm_{0.5}Ho_{0.5}$, $Sm_{0.5}Y_{0.5}$) daje $2\Delta/kT_c$=3.2±0.3 (Wittlin et al. 1988). Primjenom iste metode na $Bi_2Sr_2Ca_{0.6}Ba_{0.4}Cu_{1.9}O_x$ dobijeno je $2\Delta/kT_c \simeq 3$ (Ryzhov et al. 1991). Posebnim mjerenjem koeficijenta refleksije za električno polje paralelno CuO_2 ravninama i za električno polje okomito na CuO_2 ravnine, uočena je anizotropija energijskog procijepa $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-y}$: $2\Delta_{\parallel}/kT_c \simeq 8$, $2\Delta_{\perp}/kT_c \simeq 3$ (Collins et al. 1989).

Tunelska struja kroz kontakt superprovodnik-normalni metal jednaka je nuli dok napon na tunelskom spoju ne postigne vrijednost Δ/e . Energijski procijep superprovodnika može se onda odrediti na osnovu položaja maksimuma dI/dV. Eksperiment sa tunelovanjem kroz tačkaste kontakte daje, za Y-Ba-Cu-O, $2\Delta/kT_c \simeq 13$ (Kirk et al. 1987).

Eksperiment sa tunelovanjem kroz izolator, za Y-Ba-Cu-O, daje $2\Delta/kT_c$=4.8 (Moreland et al. 1987).

Tunelski eksperiment sa tankim filmom od La-Sr-Cu-O daje tri vrijednosti energijskog procijepa: 20meV, 30meV i 60meV (približno) (Naito et al. 1987).

Kroz mikrokontakt normalnog metala i superprovodnika moguća je, uz tunelsku provodnost, i neposredna provodnost. Eksperiment u kojem su posmatrani mikrokontakti bakra i svježeg preloma keramičke tablete od La-Sr-Cu-O, daje $2\Delta/kT_c \simeq 11$ (maksimalno). Uočene su dvije vrijednosti energijskog procijepa, različite približno dva puta (Yanson et al. 1989).

Eksperiment sa mikrokontaktima normalnog metala i filma od $SmBa_2Cu_3O_{7-y}$ daje nekoliko vrijednosti energijskog procijepa pri čemu je $2\Delta/kT_c \simeq 6-8$. Zavisnost energijskog procijepa o temperaturi ne odgovara BCS teoriji. Vrijednosti energijskog procijepa mogu se promijeniti pomoću slabog magnetskog polja (Akimenko et al. 1989).

Metodom Ramanovog raspršenja dobijeno je, za keramiku $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-y}$, $2\Delta/kT_c = 3.52 \pm 0.15$, što se slaže sa BCS teorijom (Gnezdilov et al. 1989). Istom metodom utvrđena je velika anizotropija energijskog procijepa $Tl_2Ba_2CaCu_2O_8$, pri čemu je $2\Delta/kT_c \simeq 5$ (maksimalno) (Maksimov et al. 1989).

Metodom slabljenja ultrazvuka dobijeno je $2\Delta/kT_c = 3.5$, za keramiku $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-y}$ (Yusheng et al. 1988).

Dakle, veći broj rezultata mjerenja energijskog procijepa visokotemperaturnih superprovodnika ne slaže se sa BCS teorijom. Osim toga primjećeni su anizotropija i multiplicitet energijskog procijepa.

6. Eksperimentalne činjenice o ulozi fonona

Nekoliko eksperimentalnih rezultata svjedoče o jakoj elektron-fonon interakciji u visokotemperaturnim superprovodnicima.

Mjerenjem vremena energetske relaksacije elektrona u filmu od Y-Ba-Cu-O izveden je zaključak o jakoj elektron-fonon interakciji u tom jedinjenju, u poređenju sa konvencionalnim superprovodnim metalima (Gershenzon et al. 1987).

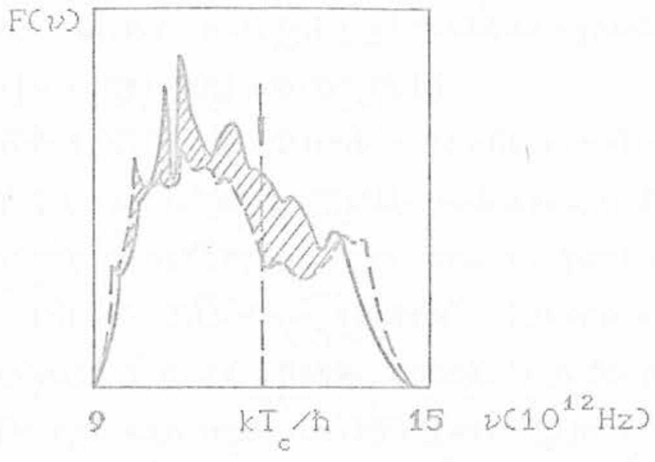
U eksperimentu sa mikrokontaktima superprovodnika $La_{1.8}Sr_{0.2}CuO_4$ i normalnog metala, posmatrana je zavisnost dV/dI i d^2V/dI^2 o naponu. Uočen je niz singulariteta velikog intenziteta, položaj kojih praktično ne zavisi o temperaturi i korelira sa fononskim spektrom, dobijenim na osnovu raspršenja neutrona. To ukazuje na jaku elektron-fonon interakciju u La-Sr-Cu-O (Yanson et al. 1989). Može se pretpostaviti da se nosioci naelektrisanja u tom superprovodniku sparuju posredstvom fonona (Ekino 1992).

Tunelski eksperiment sa Bi-Sr-Ca-Cu-O ukazuje na jaku elektron-fonon interakciju i njenu odlučujuću ulogu pri formiranju superprovodnih parova (Vedeneev and Stepanov 1989, Samuely et al. 1992).

Posmatranjem nekoliko visokotemperaturnih superprovodnika, uočena je korelacija porasta T_c i porasta karakteristične fononske frekvencije (Bush et al. 1989, Goncharuk et al. 1991).

Pri optičkoj frekvenciji $kT_c/\hbar$, spektralna gustina vibracionih stanja za superprovodni $Y_1Ba_2Cu_3O_7$ veća je nego za nesuperprovodni $Y_1Ba_2Cu_3O_6$ (sl. 6.1). Isto vrijedi za bizmutova jedinjenja (Limonov et al. 1991).

Prema tome, postoji niz eksperimentalnih rezultata koji govore o mogućnosti značajne uloge fonona u mahanizmu visokotemperaturne superprovodnosti.



Sl. 6.1
Spektralna gustina za $Y_1Ba_2Cu_3O_6$ (crtkana linija) i $Y_1Ba_2Cu_3O_7$ (puna linija)

7. Mogućnosti i problemi primjene

Konvencionalne superprovodnike mora se hladiti tečnim helijem dok se visokotemperaturni superprovodnici hlade tečnim azotom, što je mnogo jeftinije. To pogoduje široj upotrebi visokotemperaturne superprovodnosti u nauci i tehnologiji.

Za široku praktičnu primjenu visokotemperaturnih superprovodnika bile bi potrebne žice ili trake koje na 77K u magnetskom polju od 30T imaju kritičnu gustinu struje oko $10^4 A/cm^2$. Tad bi keramički superprovodnici mogli zamijeniti konvencionalne u medicinskoj dijagnostici, pri konstrukciji akceleratora i konstrukciji instalacija za nuklearnu fuziju. Međutim, slaba mehanička svojstva keramičkih superprovodnika i niska kritična gustina struje jako otežavaju postizanje ovog cilja.

Materijali dobijeni tradicionalnom tehnologijom pečenja smjesa odgovarajućih jedinjenja imaju niz nedostataka: niska plastičnost, poroznost, postojanje nesuperprovodnih faza. To komplicira interpretaciju rezultata istraživanja i ograničava oblast moguće primjene. Radi odstranjivanja tih nedostataka razrađuju se alternativne metode dobijanja visokotemperaturnih superprovodnika. Jedna od tih metoda je oksidacija metalne osnove dobijene kaljenjem legure u obliku vrpce. Prvo se dobija plastična metalna vrpca a zatim se vrši kontrolirana oksidacija bez obrazovanja makroskopskih pora.

Zbog velike lomljivosti superprovodnih keramika (Kovalyova et al. 1991), pri proizvodnji žica ili traka moraju se koristiti metali ili legure. Najčešće se visokotemperaturni superprovodnik u prahu sipa u cijev koja se zatim pri povišenoj temperaturi presa, isteže ili valja (Mihailov and Burhanov 1991). Problem kritične gustine struje nastoji se riješiti orijentiranom kristalizacijom i proizvodnjom tankih traka.

Kod skvida od visokotemperaturnog superprovodnika problem je osjetljivost na magnetsko polje. Jedan od načina njenog povećanja je pravljenje mnogokonturne konstrukcije (Tavrin et al. 1991).

Uočen je efekt memorije pri razaranju superprovodnosti filma od $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-y}$ laserskim zračenjem. Film kroz kojeg se propuštala struja ozračivan je nizom laserskih impulsa različitih amplituda. Napon koji se javlja na filmu u toku djelovanja laserskog impulsa proporcionalan je amplitudi prethodnog impulsa (Vysheslavtsev et al. 1990). Ovaj efekt može se koristiti za brzi optički zapis informacije (Okomel'kov 1991).

Levitacija permanentnog magneta iznad površine visokotemperaturnog superprovodnika ili uzorka visokotemperaturne keramike u magnetskom polju permanentnog magneta omogućuje konstrukciju bezkontaktnih ležajeva, elektromotora, žiroskopa i sličnih uređaja (Vasil'ev and Filippov 1991).

Visokotemperaturni superprovodnici mogu se koristiti pri ekranizaciji magnetskog polja, detekciji infracrvenog zračenja i centimetarskih radiotalasa (Lappo et al. 1991, Banduryan et al. 1991, Drobinin et al. 1991). Zrnasti film od visokotemperaturnog superprovodnika na bazi bizmuta može se koristiti za konstruiranje videodetektora širokog opsega, od radiotalasa do optičkog zračenja (Kumzerov et al. 1991).

Drugi dio

NEFONONSKI MEHANIZMI VISOKOTEMPERATURNE SUPERPROVODNOSTI

8. Eksitonski mehanizam

Ideja o eksitonskom mehanizmu superprovodnosti nastala je u prvim ozbiljnim razmatranjima mogućnosti znatnog povišenja kritične temperature, u kvazijednodimenzionim polimernim lancima (Little 1964) i kvazidvodimenzionim sistemima kao što je granica metal-dielektrik (Ginzburg 1964). Nakon, od teoretičara nepredviđenog, otkrića visokotemperaturnih kupratnih superprovodnika, postavlja se pitanje: nije li upravo u njima realiziran eksitonski mehanizam?

Osnovna ideja je u slijedećem. Prema Mekmilanovoj formuli, nastaloj generalizacijom BCS izraza za kritičnu temperaturu,

$$T_c = \frac{\theta}{1.45} e^{-\frac{1.04(1+\lambda)}{\lambda - \mu^*(1+0.62\lambda)}} , \qquad (8.1)$$

postoji proporcionalnost kritične temperature i širine energijske oblasti privlačenja $k\theta$ (oko Fermijeve energije), ako su konstantni i parametar vezivanja vodljivih elektrona i fonona λ i renormalizirani parametar kulonskog odbijanja

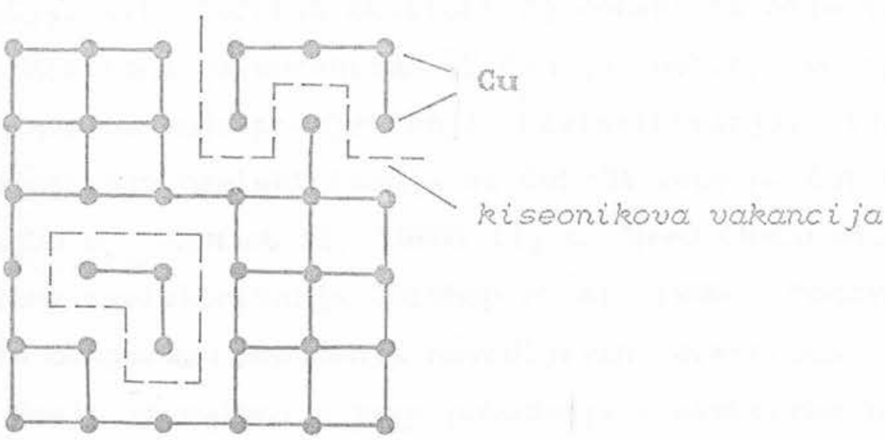
μ^*. Pretpostavlja se da ulogu obične rešetke, sastavljene od jona, preuzima elektronski kristal, sastavljen od nevodljivih elektrona iz dubljih zona ili nevodljivih dijelova nehomogenog superprovodnika. Nosioci interakcije unutar superprovodnog para onda nisu fononi nego eksitoni. Pošto je masa elektrona znatno manja od mase jona, dolazi do povećanja θ pa onda i T_c, tridesetak puta (Moshchalkov 1987, Ginzburg and Kirzhnits 1987).

Glavno pitanje je sad: neće li povećanje θ biti praćeno smanjenjem λ tako da relacija (8.1) ne može objasniti visoku kritičnu temperaturu? Za sve do 1986. godine poznate materijale, uz veliki θ dolazio je mali λ i obrnuto.

Predložen je model perkolativnog superprovodnika sa izmjenom eksitona, radi objašnjenja superprovodnosti $(La_{1-x}Ba_x)_2CuO_{4-y}$ (Tao 1987). Zbog prisutnosti kiseonikovih vakancija, CuO_2 ravnina je perkolativni sistem koji sadrži veliki broj konačnih klastera i beskonačni klaster što provodi električnu struju (sl. 8.1). Konačni klasteri mogu se povezati sa beskonačnim kroz granično područje. Ako je dimenzija konačnog klastera Δx, eksitonska frekvencija je:

$$\omega_e \simeq \frac{\hbar}{m(\Delta x)^2} , \tag{8.2}$$

gdje je m masa elektrona.



Sl. 8.1
CuO_2 ravnina

Parametar ε definiran je ovako

$$\omega_e^2(\varepsilon-1) = 4\pi e^2 n_r/m \quad , \qquad (8.3)$$

gdje je n_r broj modova sa frekvencijom ω_e.

Kompjuterska simulacija daje gustinu klastera $10^{10}cm^{-3}$ ako im je dimenzija (1.0±0.3)nm. Tada je $\varepsilon \simeq 4$, a kritična temperatura:

$$T_c \simeq \theta_e \, e^{-\frac{1+\lambda}{\lambda - \mu^*(1+\lambda)}} \quad , \qquad (8.4)$$

gdje je

$$\mu^* = \frac{\mu}{1 + \mu ln(\theta_F/\theta_e)} \quad , \qquad (8.5)$$

$$\theta_F = \frac{\hbar\omega_F}{k} \quad , \quad \theta_e = \frac{\hbar\sqrt{\varepsilon}\omega_e}{k} \simeq 2000K \; . \qquad (8.6)$$

Ovde je $\hbar\omega_F$ Fermijeva energija vrpce $\sigma^*_{x^2-y^2}$, beskonačnog klastera.

Ako se odabere $\theta_F/\theta_e \geq 10$, $\mu \leq 0.5$ i pretpostavi srednje jako vezanje tako da je $\lambda \leq 1.0$, T_c može dostići 50K (Tao 1987).

Kasnije je predložen eksitonski model visokotemperaturne superprovodnosti (Gaididei and Loktev 1988) u kojem se sparuju šupljine (kompleksi $[CuO]^+$) posredstvom pobuđenja kvadrupolnog tipa.

Cjelovita teorija eksitonskog mehanizma nije izgrađena.

Eksitonskom mehanizmu sličan je mehanizam sparivanja pomoću pobuđenja premještanja naelektrisanja. Radi se o premještanju naelektrisanja sa Cu1-O4 veze na Cu1-O5 vezu u $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-y}$ (Lu et al. 1989) ili o $M \leftrightarrow O$ (M=Cu,Bi) fluktuacijama naelektrisanja (Bishop et al. 1989). Ponovo sparivanje omogućuju pobuđenja nevodljivih elektrona. Energija pobuđenja je malena a veza pobuđenja i elektrona nije vrlo slaba. Račun sličan onom u BCS teoriji daje $2\Delta/kT_c \simeq 10\text{-}14$ (Lu et al. 1989).

9. Rezonantne valentne veze

U modelu rezonantnih valentnih veza (Anderson 1987), nastanak superprovodnih parova uslovljen je silama izmjene Hajtler-Londonovog tipa a veličina kritične temperature određena je karakterističnom temperaturom antiferomagnetskog prelaza. Snižavanjem temperature događaju se dva fazna prelaza - prvo iz paramagnetskog stanja u stanje rezonantnih valentnih veza, a potom iz stanja rezonantnih valentnih veza u superprovodno stanje.

Pošto su CuO_2 ravnine posebno značajne za superprovodnost, posmatra se kvadratna rešetka u čijem svakom čvoru se nalazi jon bakra i dva jona kiseonika, kao model dielektričnog La_2CuO_4. Svakom jonu bakra pridružen je spin. Tačke rešetke su u dimeriziranom stanju - čvorovi su povezani valentnim vezama tako da se imaju parovi sa spinom nula. U nedopingovanom kristalu parovi se ne mogu kretati jer nema slobodnih mjesta.

U dopingovanom kristalu javljaju se kvazičestice spinoni - neutralni fermioni spina 1/2 i efektivne mase reda veličine mase elektrona.

Spinoni se kreću na osnovu rezonancije valentnih veza (sl. 9.1).

Sl. 9.1
Kretanje spinona u jednodimenzionom modelu

Dopingovanjem kristala nastaju i šupljine spina 1/2. Šupljina i spinon formiraju kvazičesticu holon koja ima spin nula i naelektrisanje +1. Superprovodnost se objašnjava sparivanjem holona, tako da nastaju bozoni spina nula i naelektrisanja +2 koji na niskoj temperaturi formiraju superprovodni kondenzat. Cijeli ovaj proces nije istražen u detalje.

Dvodimenzioni sistem kvazičestica opisan je Habardovim hamiltonijanom:

$$H = - \sum_{mn\sigma} t_{mn} a^{\dagger}_{m\sigma} a_{n\sigma} + U \sum_{n\sigma_1\sigma_2} N_{n\sigma_1} N_{n\sigma_2} . \qquad (9.1)$$

Sa n i m označeni su najbliži susjedi u kvadratnoj rešetki, σ je indeks spina, $N_{n\sigma}=a^{\dagger}_{n\sigma}a_{n\sigma}$ je operator broja kvazičestica na mjestu n, t_{nm} je matrični element antiferomagnetske energije interakcije izmjene između čvorova n i m a U je energija kulonskog odbijanja kvazičestičnog para na jednom čvoru. Ovaj hamiltonijan pravilno opisuje prirodu dielektričnog stanja u lantanskom i itrijevom sistemu, antiferomagnetsku strukturu njihovog osnovnog stanja i razaranje antiferomagnetizma pri dopingovanju.

Kanonskom transformacijom , uz $t_{mn} \ll U$, dobija se

$$H = \frac{4}{U} \sum_{nm} t^{2}_{nm} S^{\dagger}_{n} S_{m} + \ldots \qquad (9.2)$$

gdje je $S^{\dagger}_{n}=a_{n\uparrow}a_{n\downarrow}$ Andersonov pseudospinski operator. Tako je interakcija izmjene formalno predočena kao spinska interakcija.

Uzmu li se u obzir mali pomaci čvorova iz ravnotežnih položaja u_n (Kivelson et al. 1987) , dobija se:

$$H = \sum_{nm} \left[\frac{4}{U}(t^{2}_{o} - \chi|u_{nm}|^{2}) + \frac{1}{2}\varkappa u^{2}_{nm} \right] , \qquad (9.3)$$

gdje je $u_{nm}=u_{n}-u_{m}$, $\varkappa$ je koeficijent elastičnosti rešetke a χ je parametar interakcije kvazičestice i pomaka čvorova, to jest interakcije sa virtuelnim akustičkim fononima.

Kad je $\chi=0$, hamiltonijan (9.3) opisuje antiferomagnetsku spinsku uređenost, a u slučaju $9U\chi^2/\varkappa > 1$ postoje singletni parovi kvazičestica sa susjednih čvorova. Znači da je za objašnjenje nemagnetskog osnovnog stanja nedopingovanog kristala potrebno uvođenje dovoljno jake interakcije kvazičestice i fonona, iako je početna Andersonova ideja bila da se izgradi nefononski model (Davydov 1990). Slaba elektron-fonon interakcija može uzrokovati nestabilnost bozonskog kondenzata i prigušenje kretanja nosilaca naelektrisanja.

Visokofrekventno elektromagnetsko polje može uzrokovati i povišenje i sniženje kritične temperature, u ovom modelu. Pri tome je od najvećeg značaja interakcija elektrona sa fononima (Livdan et al. 1989).

Dijagramnom tehnikom pokazano je da se tendencija ka sparivanju, uslovljena elektronskim korelacijama, smanjuje paramagnetskim fluktuacijama a pojačava antiferomagnetskim fluktuacijama (Belincher 1990).

Model rezonantnih valentnih veza objašnjava neke osobine normalnog stanja, naprimjer linearnu zavisnost otpora o temperaturi.

Eksperimentalnog dokaza postojanja spinonskih pobuđenja u visokotemperaturnim superprovodnicima nema.

Ovaj model ne može objasniti pikove u tunelskom spektru koji odgovaraju energijskom procijepu (Seidel et al. 1992).

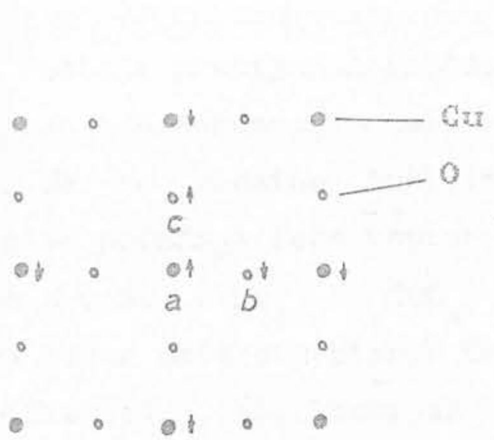
10. Emerijev model

Emerijev model je najšire prihvaćeni nefononski model visokotemperaturne superprovodnosti (Emery 1987, Kabanov and Mashtakov 1991, Gogolin and Ioselevich 1991, Popov 1992).

Emeri je predložio mehanizam jakog vezanja sa lokalnim spinskim konfiguracijama koji donekle liči na anizotropno sparivanje pomoću izmjene spinskih fluktuacija, predloženo za organske superprovodnike i sisteme sa teškim fermionima. Ali elektronska i kristalna struktura visokotemperaturnih superprovodnih oksida vodi na mnogo jači efekt. Emerijev model je bitno različit od Andersonovog modela rezonantnih valentnih veza i ima antiferomagnetičan a ne dimeriziran izolatorski limit.

Zajednička osobina visokotemperaturnih oksida je kvazidvodimenziono kretanje elektrona unutar CuO_2 ravnina (sl. 10.1). Jedna CuO_2 ravnina opisana je hamiltonijanom proširenog Habardovog modela

$$H = \sum_{ij\sigma} \varepsilon_{ij} a^{\dagger}_{i\sigma} a_{j\sigma} + \frac{1}{2} \sum_{\substack{\sigma\sigma' \\ ij}} U_{ij} a^{\dagger}_{i\sigma} a_{i\sigma} a^{\dagger}_{j\sigma'} a_{j\sigma'} \quad . \quad (10.1)$$



Sl. 10.1
Struktura CuO_2 ravnina

Ovde i označava položaj bakra ili kiseonika, a vakuum se sastoji od Cu^{+} (sva d stanja zauzeta) i O^{2-} (sva p stanja zauzeta). Operatori $a^{\dagger}_{i\sigma}$ stvaraju šupljine spina σ u $Cu(3d_{x^2-y^2})$, $O(2p_x)$ ili $O(2p_y)$ stanju; ova stanja su najjače hibridizirana integralima prekrivanja. Pretpostavlja se da je $(\varepsilon_{ii},U_{ii})$ jednako (ε_p,U_p) za O(2p) stanje i da je jednako (ε_d,U_d) za Cu(3d) stanje; za susjedne položaje (Cu i O) integrali prelaza su $\varepsilon_{ij}=\pm t$ i interakcija je $U_{ij}=V$. Za sve preostale ε_{ij} i U_{ij} uzima se da su jednaki nuli.

Parametri nisu dobro poznati, a pretpostavlja se: $t=(1.3-1.5)$eV, $\varepsilon\equiv\varepsilon_p-\varepsilon_d=1$eV, $U_p=(2-3)$eV, $U_d=(5-6)$eV i $V=(1-2)$eV. Te vrijednosti su u skladu sa Matajsovim modelom (Mattheiss 1987).

Emerijeva diskusija uglavnom se odnosi na dopingovani La_2CuO_4 čija su svojstva bila najbolje poznata u vrijeme nastanka modela.

Broj šupljina po položaju Cu označen je sa $(1\pm\delta)$, gdje je δ određeno dopingovanjem, kiseonikovim defektima i stanjima atoma izvan CuO_2 ravnina. Računanjem elektronske strukture (Mattheiss 1987) dobijeno je da La_2CuO_4 ima polupopunjenu vrpcu ($\delta=0$). I neka druga razmatranja daju da je δ blizu nuli (Emery 1987), pa se uzima da je bakar u stanju Cu^{2+}.

Postoji procijep Δ između energija zauzetih i nezauzetih stanja Habardovog modela za polupopunjenu vrpcu. To znači da će dodatne šupljine ići u O(2p) stanja ako energije položaja leže unutar procijepa. Na osnovu apsorpcije x-zraka u $La_{2-x}Ba_xCuO_4$ i $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ ustanovljeno je da bakar ostaje u stanju Cu^{2+} za $0\leq x\leq 0.3$.

Efektivni hamiltonijan za O(2p) šupljine može se dobiti eliminacijom raspoloživih Cu(3d) stanja.

Kinetička energija, u drugom redu po t, dobija se pomoću:

$$H_o = \sum_{\vec{k}\sigma} t^2 e_{\vec{k}} G_{\vec{k}}(\varepsilon+2V-\mu) b^\dagger_{\vec{k}\sigma} b_{\vec{k}\sigma} \quad , \qquad (10.2)$$

gdje je

$$e_{\vec{k}} = 2(2 - \cos k_x a - \cos k_y a) \quad . \qquad (10.3)$$

Ovde je $G_{\vec{k}}(\omega)$ jednočestična Grinova funkcija, μ je hemijski potencijal Cu(3d) šupljina, a je konstanta rešetke i $b_{\vec{k}\sigma}$ je Furjeov transformat $a_{j\sigma}$ za sva kiseonikova stanja, podijeljen sa $e^{1/2}_{\vec{k}}$ radi normalizacije. Energijski spektar određen je oblikom $G_{\vec{k}}$.

Pretpostavlja se da nosioci naelektrisanja, uglavnom na atomima kiseonika, imaju usku vrpcu $-\bar{t}e_{\vec{k}}$, sa $\bar{t}$=0.13eV, i koncentraciju n_c=$n\delta$, gdje je n=10^{22}cm^{-3} koncentracija atoma bakra.

Eliminacija položaja Cu uzrokuje efektivno privlačenje između O(2p) šupljina koje je odgovorno za superprovodnost. To privlačenje je jako jer je O(2p)-Cu(3d) interakcija izmjene jača od Cu(3d)-Cu(3d) interakcije. Antiferomagnetska uređenost je zato razorena za relativno mali δ.

Kakva je situacija prikazana slikom 10.1? Tamo su O(2p) šupljine suprotnog spina u b i c. U a se istovremeno nalazi magnetski moment koji je nešto manji od ukupnog momenta jer su spinovi delokalizirani i suprotan je spinu jedne od O(2p) šupljina. Izmjena šupljina u b i c može se postići tako da se jedna za drugom izvrše (ab) izmjena i (ac) izmjena. Jedna procjena daje pridruženu energiju $-v_o$, gdje je:

$$v_o = \langle (n_{d\uparrow} - n_{d\downarrow})^2 \rangle \left[\frac{t^2}{U_p+\varepsilon} + \frac{t^2}{U_d-\varepsilon} \right]^2 (2J)^{-1} \quad . \qquad (10.4)$$

Ovde je $n_{d\sigma}$ operator broja za Cu šupljinu spina σ; 2J je energija potrebna za raskidanje veza između a i četiri susjedna Cu.

Interakcija v_o je primarni izvor sparivanja. BCS temperatura prelaza dobija se iz uslova za netrivijalno rješenje jednačine

$$\Delta_{\vec{k}} = -\frac{1}{(2\pi)^2}\int d\vec{k}\, v_{\vec{k}-\vec{k}'}\frac{th(\frac{1}{2}\beta_c\varepsilon_{\vec{k}'})}{2\varepsilon_{\vec{k}'}}\Delta_{\vec{k}'} , \qquad (10.5)$$

gdje je $\beta_c=(kT_c)^{-1}$ i $\varepsilon_{\vec{k}}=-\bar{t}e_{\vec{k}}$. To je rezultat dvodimenzione teorije srednjeg polja i T_c treba da bude smanjeno zbog faznih fluktuacija. Potencijal $v_{\vec{q}}$ je dan relacijom:

$$v_{\vec{q}} = U_p - 0.57v_o(\cos q_x a + \cos q_y a) . \qquad (10.6)$$

Jednačina (10.5) daje

$$\Delta_{\vec{k}} = \Delta_o(\cos k_x a - \cos k_y a) , \qquad (10.7)$$

odakle se dobija

$$kT_c \simeq E_o e^{-7\pi\bar{t}/v_o} . \qquad (10.8)$$

E_o je reda veličine Fermijeve energije O(2p). Pretpostavljeno je δ=0.15 . Pošto je v_o reda veličine 1eV, lako je dobiti temperature prelaza između 30K i 40K.

Računanjem sa temperaturno zavisnim vremenom relaksacije s obrtanjem spina, pokazano je da Emerijev model na apsolutnoj nuli vodi na BCS model (Zaitsev 1989). Opšte relacije BCS teorije jako se mijenjaju povećavanjem temperature. U blizini kritične temperature mogu se dobiti Landau-Ginzburgove jednačine sa koeficijentima koji zavise o vremenu relaksacije sa obrtanjem spina i vremenu relaksacije bez obrtanja spina.

Numeričkom metodom tačne dijagonalizacije Emerijevog hamiltonijana izračunata je energija osnovnog stanja dvodimenzionog Cu-O klastera od 8 i 12 atoma sa različitim brojevima zaposjednuća (Elesin et al. 1991). Pokazano je da u tim klasterima dolazi do realizacije efektivnog privlačenja ne samo šupljina nego i elektrona.

Ako bi se $Ba_{1-x}K_xBiO_3$ i $BaPb_{1-x}Bi_xO_3$ smatrali pripadnicima iste klase superprovodnika kojoj pripadaju visokotemperaturni oksidi, Emerijev model bio bi problematičan.

11. Šupljinska superprovodnost

Izvor visokotemperaturne superprovodnosti oksida je, prema Hiršu, interakcija šupljine i vanjskih elektrona atoma sa skoro popunjenim ljuskama (Hirsch 1989). Dva su razloga visoke vrijednosti T_c obzirom na konvencionalne superprovodnike. Prvo, interakcija šupljine i elektronskog oblaka jača je od interakcije elektrona i jona. Drugo, tipična energija pobuđenja elektronskog oblaka je oko sto puta veća od energije fonona. U izrazu za T_c, BCS tipa, ta dva efekta doprinose višem T_c.

Uzevši u obzir kinetičku energiju šupljina, kulonsku interakciju između šupljina i interakciju šupljina sa okolinom koju čine vanjske popunjene ljuske, a zanemarujući (u prvoj aproksimaciji) interakciju šupljine sa jonima, Hirš polazi od hamiltonijana:

$$H = \sum_{k\sigma} \varepsilon_k C^{\dagger}_{k\sigma} C_{k\sigma} + \sum_{kk'q} V(q) C^{\dagger}_{k+q\uparrow} C^{\dagger}_{k'-q\downarrow} C_{k'\downarrow} C_{k\uparrow} +$$

$$+ \sum_{kk'\nu} I^{\nu}_{k-k'} C^{\dagger}_{k'\sigma} C_{k\sigma} (b_{k'-k,\nu} + b^{\dagger}_{k-k',\nu}) +$$

$$+ \sum_{q\nu} \omega_{\nu} b^{\dagger}_{q\nu} b_{q\nu} . \qquad (11.1)$$

Operator $C^{\dagger}_{k\sigma}$ stvara šupljinu spina σ u popunjenoj vanjskoj ljusci a $V(q)=4\pi e^2/q^2$ je energija kulonske interakcije između šupljina. Treći član formalno je identičan hamiltonijanu elektron-fonon interakcije, a ovde opisuje interakciju između šupljine i popunjene vanjske ljuske. Operator $b^{\dagger}_{\nu}$ stvara pobuđenje u toj popunjenoj ljusci, koje opisuje prelaz elektrona na orbitalu u slijedećoj ljusci, sa energijom ω_{ν} . Sa ν su označeni različiti modovi pobuđenja oblaka vanjske ljuske.

Efektivna interakcija između šupljina dana je sa:

$$V_{eff}(q,\omega) = \frac{V(q)}{\varepsilon(q)} + \sum_{\nu} \frac{|I^{\nu}_{q}|^2 \omega_{\nu}}{\omega^2 - \omega^2_{\nu}} , \qquad (11.2)$$

gdje je $\varepsilon(q)$ dielektrična konstanta gasa šupljina.

Primjenjujući BCS teoriju, zanemarujući odbijanje šupljina, ako je rezanje učinjeno na srednjoj energiji pobuđenja $\langle\omega\rangle$, dobija se:

$$T_c \simeq \langle\omega\rangle e^{-1/\lambda} , \qquad (11.3)$$

$$\lambda = N(\varepsilon_F)\langle I^2\rangle/\langle\omega\rangle , \qquad (11.4)$$

gdje je $N(\varepsilon_F)$ gustina šupljina na Fermijevoj energiji.

Pošto je energetska skala polarizacionih pobuđenja elektronska, za malu gustinu šupljina rezanje će biti učinjeno na Fermijevoj energiji tako da je:

$$T_c \simeq (\varepsilon_F \langle\omega\rangle)^{1/2} e^{-1/\lambda} . \qquad (11.5)$$

U dvodimenzionom slučaju, ε_F je proporcionalno broju šupljina n_h tako da je $T_c \propto n_h^{1/2}$ i to je u skladu sa eksperimentima.

U prvoj aproksimaciji se posmatraju stanja vanjske popunjene ljuske kao da se radi o sistemu sa dva nivoa. Kad su na danom anjonu, šupljine induciraju prelaze između polarizacionih stanja oblaka. Onda je hamiltonijan jednog anjona:

$$H_{anjon} = V(n_{\uparrow} + n_{\downarrow})\sigma_x + \\ + \omega(\cos\theta\ \sigma_x + \sin\theta\ \sigma_z) + U_o n_{\uparrow} n_{\downarrow} \quad , \qquad (11.6)$$

gdje je V kulonska interakcija između šupljine i vanjskog elektronskog oblaka a ω je razlika energija dvaju stanja oblaka. Ovde θ određuje prekrivanje talasnih funkcija vanjskog oblaka sa i bez šupljine. U_o označava energiju golog kulonskog odbijanja šupljina na istom anjonu.

Energija efektivne interakcije dviju šupljina na istom anjonu je onda:

$$U_s = E_o(2) + E_o(0) - 2E_o(1) + U_o \quad , \qquad (11.7)$$

gdje je

$$E_o(n) = -\sqrt{\omega^2 + V^2n^2 + 2\omega Vn\cos\theta} \quad . \qquad (11.8)$$

Atomska fizika kaže da je $U_s > 0$ za svaki anjon. Za izolirani atom kiseonika je $U_s \simeq 10eV$, što znači da bi se šupljine odbijale. Ali ako se pretpostavi da prva šupljina polarizira anjon i odlazi prije nego druga šupljina stigne do istog anjona, može se dobiti privlačna efektivna interakcija. Hamiltonijan je tada:

$$H = \sum_{ij} t_{ij}(C^{\dagger}_{i\sigma}C_{j\sigma} + C^{\dagger}_{j\sigma}C_{i\sigma}) + V\sum_{i\sigma} n_{i\sigma}\sigma^i_x + \\ + \omega\sum_i(\cos\theta\ \sigma^i_x + \sin\theta\ \sigma^i_z) + U_o\sum_i n_{i\uparrow}n_{i\downarrow} \quad , \qquad (11.9)$$

gdje t_{ij} opisuje prelazak šupljina.

Za razliku od eksitonskog mehanizma u kojem se ima interakcija raširena u prostoru, što ne mora biti efektivno, ovde se radi o polarizaciji oblaka na istom kiseonikovom atomu na kojem se šupljina nalazi.

Pomoću ovog modela objašnjena je nemonotona zavisnost T_c visokotemperaturnih superprovodnika o koncentraciji nosilaca naelektrisanja (Hirsch and Marsiglio 1989). Međutim, elektronski tip superprovodnosti u jedinjenjima $L_{2-x}CeCuO_{4-y}$ (L=Pr,Nd,Sm), sa kritičnom temperaturom do 25K, ovaj model ne može objasniti (Babushkina et al. 1991).

12. Kulonski mehanizam

U jednodimenzionom provodnom sistemu dovoljno male gustine, može nastati novo tečno stanje sa kulonskim procijepom, koje ima superprovodna svojstva na visokoj temperaturi (Monarkha 1989).

Fermijeva energija ε_F ovakvog sistema mnogo je manja od $V_\rho=e^2/\rho$, gdje je ρ radijus lokalizacije elektrona (šupljine) u ravnini okomitoj na vodljivi kanal. Ako je srednja udaljenost elektrona a mnogo veća od ρ i ako je dielektrična konstanta sredine ε velika, srednja kulonska energija $V_a=e^2/(\varepsilon a)$ je manja od ili reda veličine ε_F. U tom slučaju elektroni se mogu posmatrati kao gas jednakih čestica čija tvrda srž ima dimenziju $b\simeq\rho$ i među njima nema dinamičke veze.

Ako uzmemo u obzir samo tvrdu srž interakcije nosilaca ($V_\rho\to\infty$), talasna funkcija i energijski spektar sistema su kao kod idealnog gasa bezspinskih fermiona koji se kreću u intervalu dužine $L^*=(1-b/a)L$, gdje je L dužina sistema.

Talasna funkcija ima smisla pri $y_1 < y_2 < \dots < y_N$, $y_i = x_i - (i-1)b$; $i=1,\dots,N$; gdje x_i označava položaj elektrona. Svaki elektron se sa vjerovatnoćom N^{-1} nalazi u pojedinom stanju sistema dimenzije L^*.

Pozadina sa koncentracijom pozitivnog naelektrisanja $n_+ = n_e$ uzrokuje efektivno privlačenje para najbližih susjeda silom F_0, ako im je udaljenost veća od a, jer među njima nastaje višak pozitivnog naelektrisanja. Ukoliko je udaljenost mnogo veća od a, onda je $F_0 \simeq 4e^2 n_e n_+ / \varepsilon$. Korelaciona dužina ξ određena je uslovom $F_0(\xi - a) \simeq \varepsilon_F$.

Potencijalna energija gasa bezspinskih fermiona je

$$U = F_0 \sum_{i=1}^{N-1} |y_i - y_{i+1}| \, \theta(|y_i - y_{i+1}| - a) \, . \qquad (12.1)$$

Ovde θ označava stepenastu funkciju. Ovakav oblik potencijalne energije konfiguraciju sa $|y_i - y_{i+1}| \gg a$ čini malo vjerovatnom.

Kvantni elektronski lanac je, pri $\varepsilon_F > V_a$ i $\xi \gg a$, u tečnom stanju. Svaki elektron lanca nalazi se u stanju k sa vjerovatnoćom N^{-1} , a Furjeov transformat potencijala $F_0|x|$ je $-2F_0/q^2L$. Onda u modelu sa beskonačno slabim privlačenjem beskonačno velikog radijusa, hamiltonijan ima oblik:

$$H = \sum_{k>0} \varepsilon_k (C_k^\dagger C_k + C_{-k}^\dagger C_{-k}) -$$

$$- \sum_{\substack{k,k'>0 \\ (k\neq k')}} \left[2F_0 / NL^* (k'-k)^2 \right] C_{k'}^\dagger C_{-k'}^\dagger C_{-k} C_k \qquad (12.2)$$

Sa ε_k je označen spektar nosilaca mjeren od Fermijevog nivoa, a $C_k^\dagger$ je operator njihovog stvaranja.

Tako se dolazi do problema lako rješivog BCS metodom. Razlika je jedino u tome što se sparivanje čestica događa pri svim vrijednostima k, a ne samo u uskom sloju oko k_F .

Talasna funkcija sistema piše se u slijedećem obliku:

$$\phi = \prod_{k>0} (u_k + v_k C_k^{\dagger} C_{-k}^{\dagger}) \phi_0 \quad , \tag{12.3}$$

a operatori poništenja kvazičestica:

$$\alpha_k = u_k C_k - v_k C_{-k}^{\dagger} \quad , \tag{12.4}$$

$$\beta_k = u_k C_{-k} + v_k C_k^{\dagger} \quad . \tag{12.5}$$

Spektar elementarnih pobuđenja

$$E_k = (\Delta_k^2 + \varepsilon_k^2)^{1/2} \tag{12.6}$$

sadrži procijep Δ_k, čija veličina se određuje integralnom jednačinom:

$$\Delta_k = \frac{F_o}{\pi n_e L} \int_{q_o}^{\infty} \frac{\Delta_{k+q}}{q^2 E_{k+q}} (th \frac{E_{k+q}}{2T}) dq \quad , \tag{12.7}$$

gdje je $q_o = 2\pi/L$.

Osnovni doprinos integralu u (12.7) daju mali q, reda q_o , pa se jednačina za Δ_k svodi na:

$$1 = \frac{\Delta_o}{(\Delta_k^2 + \varepsilon_k^2)^{1/2}} th \frac{(\Delta_k^2 + \varepsilon_k^2)^{1/2}}{2T} \quad , \tag{12.8}$$

gdje je $\Delta_o \simeq 2e^2 n_e / \pi^2 \varepsilon$, a to je vrijednost procijepa pri $\varepsilon_k = 0$ i $T=0$.

Iz relacije (12.8) slijedi

$$\frac{2\Delta_o}{T_c} = 4 \quad . \tag{12.9}$$

Procijep $\Delta_o \simeq e^2/(\varepsilon a)$ odgovara energiji koju je potrebno predati elektronu da bi se mogao kretati nezavisno od svojih najbližih susjeda.

Potrebno je posebno razmotriti slučaj konačnog V_ρ , što dosad nije učinjeno.

13. Enijonska superprovodnost

Enijoni su čestice ili kvazičestice u dvije prostorne dimenzije sa frakcionalnom statistikom (Weiss 1991). U dvije dimenzije ne važi teorem o spinu i statistici tako da se pri permutaciji enijona faza talasne funkcije mijenja za proizvoljnu vrijednost θ ; za bozone je $\theta=0$, za fermione je $\theta=\pi$, za semijone je $\theta=\pi/2$.

Teoretski rezultati kažu da idealni enijonski gas može imati superprovodno osnovno stanje pa je porastao interes za izgradnju enijonske teorije visokotemperaturne superprovodnosti, jer kupratni superprovodnici su vrlo anizotropni i u dobroj aproksimaciji planarni.

Dva su moguća načina matematičkog opisa enijona. Prvi je pomoću mnogovrijednosnih talasnih funkcija. Sistem od p enijona opisan je talasnom funkcijom $\psi(x_1,...,x_p)$. ψ zavisi ne samo o vrijednostima x_i nego i o tome kako su one postignute , polazeći od nekih referentnih vrijednosti x_{is} . Svaki put kad čestica i obiđe česticu j, talasna funkcija ψ dobije fazni faktor $e^{i\phi}$. Ovaj opis enijonskih sistema koristan je pri numeričkim simulacijama.

Drugi matematički pristup enijonskim sistemima je pomoću Čern-Simonsove teorije polja. Uvodi se potencijal $\mathcal{A}_\mu$ koji daje statističko (nedinamičko) polje $F_{\mu\nu}=\partial_\mu\mathcal{A}_\nu-\partial_\nu\mathcal{A}_\mu$, tako da je: $\vec{\mathcal{E}}=-\nabla\mathcal{A}_0+\partial_0\vec{\mathcal{A}}$ i $\vec{\mathcal{B}}=\nabla\times\vec{\mathcal{A}}$.

Lagranžijan sistema je onda:

$$\mathcal{L} = \psi^*\left[\frac{(\vec{p}+\vec{\mathcal{A}})^2}{2m} - (E+\mathcal{A}_0)\right]\psi + \frac{\theta}{2}\sum_{\mu\nu\lambda=0}^{2}\varepsilon_{\mu\nu\lambda}\mathcal{A}_\mu\partial_\nu\mathcal{A}_\lambda \quad , (13.1)$$

gdje je ψ fermionsko polje, $\vec{p}=-i\nabla$ i $E=i\partial/\partial t$. Prvi član lagranžijana opisuje djelovanje za nerelativističke fermione u elektromagnetskom polju. Drugi član zamjenjuje Maksvelovo djelovanje ($\mathcal{E}^2-\mathcal{B}^2$) i zove se Čern-Simonsovo ili topološko djelovanje. Taj član je moguć samo u (2+1) dimenziji.

Jednačina kretanja koja slijedi iz (13.1) je jednostavno $\rho=\theta\mathcal{B}$, gdje je $\rho=\psi^{*}\psi$. To znači da na svaku česticu dolazi fluks $1/\theta$. Slijedi da se permutacijom enijona faza talasne funkcije mijenja za $\pi(1 - \frac{1}{2\pi\theta})$.

Pomoću aproksimacije nasumičnih faza, pokazano je da je , na temperaturi nula, neinteragirajući gas enijona, uz $2\pi\theta$ jednako cijelom broju, superfluidan (Laughlin 1988). To znači da je takav gas naelektrisanih enijona superprovodnik.

Više je pristupa izučavanju enijonske superprovodnosti. Jedna metoda je fenomenološki pristup zasnovan na ideji grupiranja $2\pi\theta$ enijona u bozonsko pobuđenje. U slučaju $2\pi\theta=2$ ima se semijonsko sparivanje. Očekuje se kondenzacija tih bozona koja vodi na superprovodno osnovno stanje.

Posmatrajući tečnost od mnogo enijona u ravnoteži, može se vidjeti zašto enijoni formiraju bozone. Ako se zamisli jedan dodatni enijon (A) na nekom mjestu z, taj enijon neće proizvoditi polje $\vec{\mathcal{B}}$ (osim u z), ali će svuda proizvoditi netrivijalno polje $\vec{\mathcal{A}}$ (Aharonov-Bomovo polje). U prvoj aproksimaciji, svaki enijon (B) u tečnosti "vidi" to polje $\vec{\mathcal{A}}$, jer njegova talasna funkcija mora dobiti fazni faktor $e^{i\pi(1-1/2\pi\theta)}$ kad enijon B načini puni krug oko enijona A.

Angularni dio talasne funkcije enijona B ima formu:

$$\psi(\theta) \sim e^{i\frac{\theta}{2}(1 - \frac{1}{2\pi\theta})}\psi(0) \tag{13.2}$$

Enijon B onda ima brzinu proporcionalnu sa $1/r$, gdje je r iznos radijus-vektora. Ukupna energija svih enijona sistema koja je rezultat prisutnosti enijona A je

$$E_{tot} \sim \ln L \ , \qquad (13.3)$$

gdje je L linearna veličina uzorka. Znači da dodatni enijon, u ovoj aproksimaciji, ima logaritamski divergentnu energiju i ponaša se vrlo slično dvodimenzionom vorteksu.

Svaki vorteks ima beskonačnu sopstvenu energiju, ali sistem od $2\pi\theta$ vorteksa ima konačnu energiju. To je zbog toga što baždarno polje $\vec{\mathscr{A}}$, kojeg proizvodi $2\pi\theta$ vorteksa, ne proizvodi fazu jer je to polje jednog kvanta fluksa. Drugim riječima

$$e^{i\oint\vec{\mathscr{A}}\cdot d\vec{\ell}} = 1 \quad . \qquad (13.4)$$

Zato se očekuje da se vorteksi vežu i da nastane stanje slično bozonskom. Na temperaturi nula moguća je bozonska kondenzacija, koja rezultira superfluidnošću. Na temperaturi iznad nule nema bozonske kondenzacije i tad se očekuje uređenost Kosterlic-Tulesovog tipa, to jest potencijalno opadanje korelacija, uključujući prisutnost bezprocjepnih pobuđenja i superfluidnosti. To ponašanje se zadržava do kritične temperature iznad koje su vorteksi nevezani i superfluidnost se gubi.

Detaljnija analiza enijonske superprovodnosti uključuje teoriju srednjeg polja i aproksimaciju nasumičnih faza. Ako je konstantna srednja enijonska gustina ρ, onda je konstantno i polje $\mathscr{B}=\rho/\theta$. Svaki se enijon tada ponaša kao naelektrisani fermion u konstantnom statističkom magnetskom polju $\vec{\mathscr{B}}$. Klasični pristup daje da će se ti fermioni kretati po kružnim orbitama. U kvantnomehaničkom opisu, popunjavat će Landauove nivoe.

Ako se naelektrisana čestica mase m nalazi u konstantnom magnetskom polju indukcije $\mathscr{B}$, njeni energetski nivoi dani su sa $E_n=\mathscr{B}n/m$; gdje je n=1,2,... Na svakom nivou je veliki broj stanja. Broj stanja po jedinici površine na svakom Landauovom nivou je $\mathcal{B}/2\pi$, što je ujedno maksimalni broj čestica po jedinici površine na svakom nivou. Pošto je broj čestica po jedinici površine jednak ρ, u osnovnom stanju ima $2\pi\theta$ popunjenih nivoa. Ako $2\pi\theta$ nije cijeli broj, najviši nivo je djelimično popunjen.

Ovde se pretpostavlja primjenljivost teorije srednjeg polja za $2\pi\theta=2$, što nije strogo dokazano.

Pomoću aproksimacije nasumičnih faza, na temperaturi višoj od nule, dobija se, suprotno fenomenološkom rezultatu, procijep zbog kojeg se superfluidnost gubi. U slučaju naelektrisanih enijona, postojanje ekstremno malog procijepa uzrokuje idealni dijamagnetizam ali ne i superprovodnost.

Pretpostavlja se da postoji kritična vrijednost za θ. Pri θ većem od te vrijednosti, superfluidnost bi se javljala samo na apsolutnoj nuli ; za θ manje od te kritične vrijednosti, superfluidnost bi postojala do Kosterlic-Tulesove kritične temperature. Nema strogog dokaza ove pretpostavke.

Lagranžijan (13.1) nije invarijantan na prostornu refleksiju i inverziju vremena, jer predznak Čern-Simonsovog djelovanja određuje smjer rotacije enijona. Narušenje tih simetrija je eksperimentalno provjerivo. Kretanjem naelektrisanog enijona po Landauovoj orbiti stvara se realno magnetsko polje kojeg bi se moglo izmjeriti. U eksperimentu izvedenom primjenom tehnike mionske spinske rotacije, predviđeno magnetsko polje nije izmjereno (Kiefl et al. 1990).

Moguće je konstruirati model enijonske superprovodnosti u kojem se ima P i T simetrija (Semenoff and Weiss 1990). Posmatraju se dvije vrste enijona (A i B) jednakog naelektrisanja i pretpostavlja da pripadnici različitih vrsta ne interagiraju. Kad A obiđe A, dobija se fazni faktor $e^{i\phi}$; kad B obiđe B, fazni faktor je $e^{-i\phi}$. Ali kad

A obiđe B, nema dodatne faze. Pretpostavlja se da su gustine ρ_A i ρ_B jednake. Sistemi A i B su zasebni superfluidi. Narušenja P i T simetrije nema, jer enijoni A cirkuliraju u smjeru suprotnom od smjera cirkulacije enijona B pa se ne stvara realno magnetsko polje.

Jedna analiza narušenja P i T simetrije u enijonskim sistemima (Dzyaloshinskii 1991) kaže da se ne mogu očekivati makroskopski vidljivi efekti u lantanovim superprovodnicima. Takvi efekti su mogući u itrijevim, bizmutovim i talijevim superprovodnicima.

14. Ravninski polaroni

Remova i Šapiro objašnjavaju visokotemperaturnu superprovodnost prelazima elektrona između CuO_2 ravnina pri čemu interagiraju sa oscilacijama ravninskih polarona koji se nalaze u slojevima između CuO_2 ravnina (Remova and Shapiro 1988).

Posmatran je superprovodnik Bi-Sr-Ca-Cu-O čija elementarna ćelija sadrži dva CuO_2 sloja razdvojena CaSr slojem. Udaljavanjem Ca atoma, kritična temperatura pada sa 106K na 8K.

Ovde se uočavaju dvije grupe elektrona: elektroni u CuO_2 i elektroni u CaSr slojevima. Elektroni u CaSr slojevima jako interagiraju sa optičkim fononima tako da nastaju polaroni. To se može događati i u CuO lancima itrijevog superprovodnika. Ovde se ne radi o običnim Landau-Pekarovim polaronima, već o polaronima čija je karakteristična dimenzija u smjeru paralelnom CaSr sloju ($d_\parallel$) mnogo veća nego u okomitom smjeru.

Masa polarona mnogo je manja od mase jona pa je frekvencija njegovih oscilacija, u smjeru paralelnom CaSr sloju, mnogo veća od fononske. Elektroni iz CuO_2 ravnina interagiraju sa oscilacijama polarona što uzrokuje visokotemperaturnu superprovodnost.

Elektroni i njihova okolina u CaSr sloju opisuju se lagranžijanom:

$$\mathcal{L} = \int d\vec{r} \left[\frac{1}{2} i\hbar(\psi^* \partial_t \psi - \psi \partial_t \psi^*) + \frac{1}{2}\mu\left(\frac{\partial \vec{P}}{\partial t}\right)^2 - \frac{1}{2m}\partial_\mu \psi \partial_\mu \psi^* + \right.$$
$$\left. + \vec{P}\cdot\vec{\mathcal{D}} - \frac{1}{2}\alpha \vec{P}^2 - U(r)|\psi|^2 \right] +$$
$$+ \int d\vec{r} \left[\lambda(r)(\nabla\vec{\mathcal{D}} - 4\pi|e||\psi|^2) \right] + E\int d\vec{r}\,|\psi|^2 , \qquad (14.1)$$

gdje su

$$\mu = \alpha_0^{-2}\alpha_1 , \quad \alpha_0 = \frac{\varepsilon^{-1}(\infty) - \varepsilon^{-1}(0)}{4\pi} , \qquad (14.2)$$

$$\alpha = \alpha_0^{-1} , \quad \alpha_1 = \alpha_0 / 4\pi\omega_0 , \qquad (14.3)$$

$$U(r) \simeq U_2(z)\left[U_1(0) + \frac{1}{2}U''(0)\tilde{\rho}^2\right] . \qquad (14.4)$$

Ovde je ψ talasna funkcija elektrona, $\vec{\mathcal{D}}$ je elektrostatska indukcija, $\varepsilon(\omega)$ dielektrična susceptibilnost, ω frekvencija, ω_0 najviša optička frekvencija, r je prostorna koordinata, $\vec{P}$ predstavlja polarizaciju medija, a λ i E su Lagranžovi koeficijenti.

Izračunata je masa polarona i iznosi:

$$M_{ij} = \frac{\sqrt{2\pi}\alpha_1(4\pi e)^2}{d_\parallel^3}\delta_{ij} . \qquad (14.5)$$

Najviša frekvencija oscilacija polarona je:

$$\Omega_o \simeq \frac{\omega_e \omega_o}{400\varepsilon_o \alpha_o^2} \gg \omega_o \quad , \tag{14.6}$$

gdje je ε_o atomska energija a $\omega_e \simeq 10\mathrm{eV}$.

Interakcija elektrona iz CuO_2 slojeva sa polaronskim oscilacijama opisana je efektivnim hamiltonijanom:

$$\mathcal{H}' = \int d\vec{r} \psi_\alpha^\dagger(r) E_\alpha(k) \psi_\alpha(r) + \Lambda_{\alpha\beta\alpha\beta} \int d\vec{r} \psi_\alpha^\dagger(r) \psi_\beta(r) \psi_\alpha^\dagger(r) \psi_\beta(r) +$$

$$+ \Lambda_{\alpha\beta\beta\alpha} \int d\vec{r} \psi_\alpha^\dagger(r) \psi_\beta(r) \psi_\beta^\dagger(r) \psi_\alpha(r) \quad , \tag{14.7}$$

gdje su

$$\Lambda_{\alpha\beta\alpha\beta} \simeq \Lambda_{\alpha\beta\beta\alpha} \simeq -Q^2/2\Omega_o^2 M \quad , \tag{14.8}$$

$$E_\alpha(k) = \varepsilon_\alpha(k) - \mu_o \quad . \tag{14.9}$$

Ovde je $\varepsilon_\alpha(k)$ dano zakonima disperzije elektrona u slojevima, $\psi_\alpha(r)$ je elektronski operator, Q je parametar elektron-bozonske interakcije a $\alpha=1,2$ su brojevi slojeva.

Jednačine Gorkova su ovde:

$$F_\alpha = \Lambda_{\alpha\beta} \sum_n \int G^o_{\alpha,\omega_n}(P) G^o_{\alpha,-\omega_n}(P) \frac{d^2P}{(2\pi)^2} F_\beta \quad , \tag{14.10}$$

pri čemu je

$$G^o_{\alpha,\omega_n}(P) = (i\omega_n - E_p)^{-1} \quad , \quad \Lambda_{\alpha\beta} \equiv \Lambda_{\alpha\beta\alpha\beta} \quad . \tag{14.11}$$

Nakon integracije, dobija se kritična temperatura

$$T_c = 1.14\Omega_o e^{-\Omega_o^2/\Omega_c^2} \quad , \tag{14.12}$$

gdje je

$$\Omega_c^2 = Q^2(N_1 N_2)^{1/2}/M \quad . \tag{14.13}$$

N_1 i N_2 su gustine stanja u slojevima, na Fermijevom nivou.

Dakle, velika polarizabilnost visokotemperaturnih superprovodnika uzrokuje pojavu novog tipa teških fermiona - - ravninskih polarona.

Pošto kritična temperatura mnogo više zavisi o polarizacionim svojstvima sistema nego o masi jona, izotopski efekt je vrlo malen.

Uzevši karakteristične vrijednosti $\alpha_0 \simeq 0.01$ i $\omega_0 \simeq 0.1eV$; dobijeno je $\Omega_0 \simeq 2.5eV$, $d_{\parallel} \simeq 5Å$ i $T_c \gtrsim (100-1000)K$.

Ovaj model ne objašnjava superprovodnost lantanovih jedinjenja.

15. Superprovodnost lokalnih parova

Mogućnost superprovodnosti lokalnih elektronskih parova, koji se međusobno ne prekrivaju u prostoru, razmotrili su Šafrot, Batler i Blat prije nego je izgrađena BCS teorija (Schafroth et al. 1957). Veza elektrona u paru može se zasnivati na elektron-fonon interakciji (Mitra 1989) ili na interakciji izmjene. Superprovodnost je uzrokovana bozonskom kondenzacijom parova - bipolarona.

Interakcijom elektrona sa longitudinalnim optičkim oscilacijama lokalne polarizacije koju je sam izazvao, nastaje polaron malog radijusa.

Pojava polarona praćena je suženjem širine energijske zone, jer efektivna masa polarona mnogo je veća od mase slobodnog elektrona.

Kad je koncentracija polarona dovoljno velika, mogu nastati polaronski parovi - bipolaroni. To su elektronski parovi okruženi jonima rešetke koje su parovi polarizirali. Bipolaroni su bozoni, spina nula ili jedan, pa se mogu kondenzirati na najniži energetski nivo.

Superprovodnost lokalnih parova razlikuje se od superprovodnosti BCS tipa po tome što je temperatura razaranja bipolarona mnogo viša od temperature kondenzacije, koja ima ulogu temperature superprovodnog prelaza, pa nema energijskog procijepa u BCS smislu.

U bipolaronskom modelu je kritična temperatura dana izrazom

$$T_c = 3.31\frac{\hbar^2 n^{2/3}}{k_B m} \quad , \qquad (15.1)$$

gdje je m masa bipolarona, a n je koncentracija bipolarona za koju se ovde pretpostavlja da nije velika. Pri $n \simeq (10^{21}-10^{22})cm^{-3}$ i $m \simeq 100m_e$, ima se $T_c \simeq (30-100)K$.

Kulik je predložio model visokotemperaturne superprovodnosti analogan modelu Šafrota, Batlera i Blata , a koji se od njega razlikuje prisutnošću dvaju podsistema - - zonskih nosilaca i lokalnih elektronskih (šupljinskih) parova (Kulik 1987). Uzimajući u obzir malen (ili odsutan) skok toplotnog kapaciteta i lom (a ne skok) susceptibilnosti u tački prelaza, pretpostavio je da je visokotemperaturna superprovodnost nefononska. Na osnovu velikog uticaja kiseonikovog podsistema na provodnost visokotemperaturnih superprovodnika, pretpostavio je da se na kiseonikovim jonima obrazuju lokalni elektronski parovi koji se snižavanjem temperature kondenziraju u uređeno stanje. Provodni elektroni obezbjeđuju prenos parova između njihovih položaja lokalizacije u rešetki. Interakcija provodnih elektrona i parova izaziva, u prostoru, oscilirajuću interakciju između parova. Raspršenje parova na provodnim elektronima uzrokuje veliki otpor metalooksidnih jedinjenja u normalnom stanju.

Interakcija lokalnih parova i provodnih elektrona opisana je hamiltonijanom

$$H_{int} = \sum_{\vec{k}\vec{k}'\sigma} \sum_j u_{\vec{k}\vec{k}'} N_j a^{\dagger}_{\vec{k}'\sigma} a_{\vec{k}\sigma} e^{i(\vec{k}-\vec{k}')\cdot\vec{R}_j} +$$

$$+ \sum_{\vec{k}\vec{k}'} \sum_j v_{\vec{k}\vec{k}'} A_j a^{\dagger}_{\vec{k}'\uparrow} a^{\dagger}_{-\vec{k}\downarrow} e^{i(\vec{k}+\vec{k}')\cdot\vec{R}_j} + h.c. \quad (15.2)$$

Ovde je $a^{\dagger}_{\vec{k}\sigma}$ operator stvaranja zonskog elektrona impulsa $\vec{k}$ i projekcije spina σ, $A^{\dagger}_j$ je operator stvaranja para na čvoru j, $N_j=A^{\dagger}_jA_j$ je operator broja parova.

Kanonskom transformacijom dobija se operator interakcije između parova

$$V = - \sum_{ij} W^1_{ij} A^{\dagger}_i A_j + \sum_{ij} W^2_{ij} N_i N_j \quad , \qquad (15.3)$$

gdje su:

$$W^1_{ij} = 2 \sum_{\vec{k}\vec{k}'} |v_{\vec{k}\vec{k}'}|^2 \frac{1 - n_{\vec{k}} - n_{\vec{k}'}}{\varepsilon_{\vec{k}} + \varepsilon_{\vec{k}'} - 2E_0} e^{i(\vec{k}+\vec{k}')\cdot(\vec{R}_i-\vec{R}_j)} , (15.4)$$

$$W^2_{ij} = 2 \sum_{\vec{k}\vec{k}'} |u_{\vec{k}\vec{k}'}|^2 \frac{n_{\vec{k}} - n_{\vec{k}'}}{\varepsilon_{\vec{k}} - \varepsilon_{\vec{k}'}} e^{i(\vec{k}-\vec{k}')\cdot(\vec{R}_i-\vec{R}_j)} . \quad (15.5)$$

Ovde je sa $n_{\vec{k}}$ označena Fermijeva funkcija raspodjele.

Dobijena je kritična temperatura superprovodnog prelaza u sistemu lokalnih parova koja je mnogo veća od temperature superprovodnog prelaza BCS tipa (u sistemu provodnih elektrona).

U ovom modelu postoje dva energijska procijepa (Kulik 1988). Tunelski procijep, u spektru jednoelektronskih pobuđenja, velik je u usporedbi sa procijepom kojeg daje BCS teorija i anizotropan u $\vec{k}$ prostoru. Infracrveni procijep, koji se odnosi na parove, ima anomalnu temperaturnu zavisnost - na kritičnoj temperaturi ima konačnu vrijednost. Lokalni parovi ostaju jako vezani i iznad T_c . Srednje vrijeme njihovog raspada mnogo je veće od vremena relaksacije jednoelektronskih stanja a procijenjeno je na $(10^{-11} - 10^{-10})$s .

Provodnost lokalnih parova u normalnom stanju metalooksidnog superprovodnika obrnuto je proporcionalna temperaturi (Kulik 1989).

Problem visokotemperaturne superprovodnosti Kulik svodi na kvantnohemijski problem korelacije atomskih orbitala u velikoj molekuli koja predstavlja kristal (Kulik 1991).

Agranovič je posebnu pažnju obratio na spektar Ramanovog raspršenja u $Y_1Ba_2Cu_3O_x$ (Agranovich et al. 1988). Frekvencija optičkih oscilacija aksijalne veze Cu1-O4 (ω), mjerena u eksperimentima sa Ramanovim raspršenjem na sobnoj temperaturi, i kritična temperatura ovise o x na komplikovan način, ali je pomak $\Delta\omega(x)$ proporcionalan sa $T_c(x)$ za $x \geq 6.5$ (Goncharov et al. 1988). Ova proporcionalnost vodi na proporcionalnost $T_c(x)$ sa koncentracijom nosilaca naelektrisanja, koja nije u skladu sa BCS teorijom. Predloženo je objašnjenje unutar slike lokalnih bozona. U jako koreliranom elektronskom sistemu, dinamika nosilaca naelektrisanja na niskoj frekvenciji ne razlikuje se od dinamike naelektrisanih bozona.

Za visokotemperaturne superprovodnike karakteristična je bliskost superprovodnog i dielektričnog stanja što čini značajnim pitanje odnosa efekta lokalizacije i superprovodnosti (Berman and Brandt 1990). Ako je visokotemperaturni superprovodnik ozračen jonima, T_c se smanjuje mnogo više nego kod konvencionalnih superprovodnika. Ta pojava kao i anomalno veliki porast T_c pod uticajem pritiska, mogu biti izazvani efektima lokalizacije.

Aleksandrov i Samarčenko odredili su gornje kritično magnetsko polje bipolaronskih superprovodnika (Aleksandrov and Samarchenko 1991). Bipolaronski hamiltonijan izrazili su pomoću pseudospinskog formalizma:

$$\mathcal{H} = \mu \sum_{\vec{m}} S^{z}_{\vec{m}} - \sum_{\vec{m},\vec{m}' \neq \vec{m}} t(\vec{m}-\vec{m}') S^{\dagger}_{\vec{m}} S^{-}_{\vec{m}'} + \\ + \sum_{\vec{m},\vec{m}' \neq \vec{m}} v(\vec{m}-\vec{m}') S^{z}_{\vec{m}} S^{z}_{\vec{m}'} \quad , \qquad (15.6)$$

gdje su

$$S^{z}_{\vec{m}} = \frac{1}{2} - b^{\dagger}_{\vec{m}} b_{\vec{m}} \quad , \quad S^{\dagger}_{\vec{m}} = b^{\dagger}_{\vec{m}} \quad , \quad S^{-}_{\vec{m}} = b_{\vec{m}} \quad . \qquad (15.7)$$

Ovde je μ hemijski potencijal , $t(\vec{m}-\vec{m}')$ je bipolaronski integral prelaza, $v(\vec{m}-\vec{m}')$ opisuje efektivnu interakciju bipolarona, $b^{\dagger}_{\vec{m}}$ je operator stvaranja bipolarona, a $\vec{m}$ opisuje položaj čvora.

Bipolaronski sistem opisan hamiltonijanom (15.6) ekvivalentan je sistemu dvaju interagirajućih polja - bozonskog $a_{\vec{m}}$ i fermionskog $f_{\vec{m}}$. Posmatra se hamiltonijan

$$\tilde{\mathcal{H}} = - \mu \sum_{\vec{m}} a^{\dagger}_{\vec{m}} a_{\vec{m}} - 2\mu \sum_{\vec{m}} f^{\dagger}_{\vec{m}} f_{\vec{m}} - \sum_{\vec{m},\vec{m}' \neq \vec{m}} t(\vec{m}-\vec{m}') a^{\dagger}_{\vec{m}} a_{\vec{m}'} + \\ + \sum_{\vec{m},\vec{m}' \neq \vec{m}} t(\vec{m}-\vec{m}') a^{\dagger}_{\vec{m}} a^{\dagger}_{\vec{m}} a_{\vec{m}} a_{\vec{m}'} + 4 \sum_{\vec{m},\vec{m}' \neq \vec{m}} t(\vec{m}-\vec{m}') a^{\dagger}_{\vec{m}} f^{\dagger}_{\vec{m}} f_{\vec{m}} a_{\vec{m}'} + \\ + \sum_{\vec{m},\vec{m}' \neq \vec{m}} v(\vec{m}-\vec{m}') \Big[a^{\dagger}_{\vec{m}} a_{\vec{m}} a^{\dagger}_{\vec{m}'} a_{\vec{m}'} + 2 a^{\dagger}_{\vec{m}} a_{\vec{m}} f^{\dagger}_{\vec{m}'} f_{\vec{m}'} + \\ + 2 f^{\dagger}_{\vec{m}} f_{\vec{m}} a^{\dagger}_{\vec{m}'} a_{\vec{m}'} + 4 f^{\dagger}_{\vec{m}} f_{\vec{m}} f^{\dagger}_{\vec{m}'} f_{\vec{m}'} \Big] \quad . \qquad (15.8)$$

U slabom magnetskom polju ($eH\alpha^2 \ll 1$, α je konstanta rešetke) , integral prelaza ima oblik:

$$t(\vec{m},\vec{m}') = t(\vec{m}-\vec{m}') e^{2ie\vec{A}(\vec{m})\cdot(\vec{m}-\vec{m}')} \quad , \qquad (15.9)$$

gdje je $\vec{A}(\vec{m})$ vektorski potencijal.

Korištenjem dijagramske tehnike dobijeno je gornje kritično magnetsko polje:

$$H_{c2}(T) = H_0 \frac{[1-n_b^c(T)/n_b]^{3/2}}{T/T_c} , \qquad (15.10)$$

gdje je

$$H_0 = 0.45 \frac{\Phi_0}{a^2} \frac{n_b^{3/2}}{f(n_b)} \frac{1}{1 - 2n_b + A_0(0)} . \qquad (15.11)$$

Sa n_b označena je koncentracija bipolarona, $n_b^c(T)$ je kritična koncentracija bipolarona pri temperaturi T, Φ_0 je kvant magnetskog fluksa. Pri maloj koncentraciji bipolarona, može se zanemariti kvantitet $A_0(0)$ dok je $f(n_b)=6.62n_b^{2/3}$.

Relacija (15.10) ispravno opisuje ponašanje $H_{c2}(T)$ visokotemperaturnih superprovodnika u blizini kritične temperature.

Anizotropija se može uzeti u obzir uključivanjem anizotropne efektivne mase bipolarona

$$m_H = m_\parallel \cos^2\theta + m_\perp \sin^2\theta \quad . \qquad (15.12)$$

Ovde je m_H efektivna masa u smjeru magnetskog polja a θ je ugao između osi c i smjera magnetskog polja.

Kosov je razmotrio jaku interakciju lokalnih parova elektrona i šupljina sa oscilacijama necentralnih jona, to jest jona u dvominimumskom potencijalu, pri maloj propusnosti barijere između potencijalnih jama (Kosov 1992). Pokazano je da su bolji uslovi za bozonsku kondenzaciju parova u šupljinskim superprovodnicima nego u elektronskim.

Glavni prigovor bipolaronskim teorijama proističe iz nepostojanja eksperimentalne evidencije o lokalnim parovima iznad kritične temperature. Izmjereno srednje vrijeme života para u $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+y}$, blizu kritične temperature (Wolf et al. 1991), preko hiljadu puta je manje od onog što je izračunao Kulik.

Teško je razumjeti da se superprovodnost zasniva na prilično nepokretnim bipolaronima velike efektivne mase. Jaka privlačna interakcija unutar lokalnog para mogla bi također biti problematična.

U većini bipolaronskih teorija nije uzeta u obzir slojasta struktura visokotemperaturnih superprovodnika, po kojoj se bitno razlikuju od konvencionalnih.

Interakcija elektrona sa dugotalasnim akustičkim fononima nije uzeta u obzir (pomaci kiseonikovih atoma vezani su sa pomacima susjednih ćelija zbog čega je za očekivati da su prisutni i ovi fononi).

16. Bozonsko-fermionski model

Fridberg i Li istraživali su superfluidna svojstva mješanog bozonsko-fermionskog sistema u kojem su individualni bozoni nestabilni (Friedberg and Lee 1989); superfluid sadrži bozone i fermione, pri gustini većoj od kritične, a samo fermione, pri gustini manjoj od kritične.

Dužina koherentnosti visokotemperaturnih superprovodnika mnogo je manja nego kod klasičnih, što ukazuje da bi mehanizam sparivanja elektrona ili šupljina mogao biti dobro definiran u koordinatnom prostoru. Stanje parova se zato može opisati fenomenološkim lokalnim bozonskim poljem $\phi(\vec{r})$, čija masa je $2m_e$, a elementarno naelektrisanje $\pm 2e$. Nezavisno o detaljima mikroskopskog izvora ϕ, može se izvesti mnogo zaključaka o makroskopskom ponašanju sistema.

Prisutna je analogija sa tečnim He^4,ali poteškoća je u velikoj razlici mase atoma helija i mase elektrona (šupljine). To se može prevazići pretpostavkom o nestabilnosti individualnog kvanta fenomenološkog bozonskog polja:

$$\phi \to 2 \text{ šupljine (ili 2 elektrona)}, \tag{16.1}$$

što znači da je bozon rezonancija u dvofermionskom procesu raspršenja. Tada, na temperaturi ispod kritične i pri gustini većoj od kritične, kondenzat ϕ (sa impulsom nula) uzrokuje sparivanje u fermionskom sistemu slično kuperovskom. Nastaje novi mehanizam u kojeg su uključena glavna svojstava Boze-Ajnštajnove kondenzacije i BCS teorije.

Polje bozona, spina nula, ϕ i polje fermiona, spina 1/2 (sa helicitetom σ), ψ_σ u trodimenzionom volumenu Ω opisuje se pomoću:

$$\phi(\vec{r}) = \sum_{\vec{k}} \Omega^{-1/2} b_{\vec{k}} e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} , \tag{16.2}$$

$$\psi_\sigma(\vec{r}) = \sum_{\vec{k}} \Omega^{-1/2} a_{\vec{k},\sigma} e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} , \tag{16.3}$$

sa uobičajenim komutacionim (antikomutacionim) relacijama

$$[b_{\vec{k}}, b^\dagger_{\vec{p}}] = \delta_{\vec{k},\vec{p}} , \quad \{a_{\vec{k},\sigma}, a^\dagger_{\vec{p},\sigma'}\} = \delta_{\vec{k},\vec{p}}\, \delta_{\sigma,\sigma'} . \tag{16.4}$$

Hamiltonijan ovog sistema je

$$H = H_0 + H_1 , \tag{16.5}$$

$$H_0 = \sum_{\vec{k}} b^\dagger_{\vec{k}} b_{\vec{k}} (2\nu + \frac{k^2}{2M}) + \sum_{\vec{k},\sigma} a^\dagger_{\vec{k},\sigma} a_{\vec{k},\sigma} \frac{k^2}{2m} , \tag{16.6}$$

$$H_1 = \frac{g}{\sqrt{\Omega}} \sum_{\vec{k},\sigma}{}' \left[a_{\vec{p}/2+\vec{k},\sigma}\, a_{\vec{p}/2-\vec{k},\sigma}\, b^\dagger_{\vec{p}}\, v(k) + h.c. \right] . \tag{16.7}$$

Ovde je $\sum'_{\vec{k},\sigma}$ zbroj preko polovine $\vec{k}$ prostora i $\sigma=\pm 1/2$. Funkcija $v(k)$ je form-faktor; sa $v(0)=1$ definira parametar vezanja g. Veličina g je realna i pretpostavlja se da je malena. Parametar $2\nu>0$ je zapravo energija pobuđenja ϕ.

Pokazano je da je interakcija fermiona suprotnog impulsa privlačna, kao u BCS mehanizmu. Razlika je u tome što ovde nema emisije i apsorpcije fonona. Umjesto toga parovi nestaju i nastaju posredstvom rezonantnog bozonskog stanja ϕ.

Energijski procijep, računat za jednodimenzionu rešetku paralelnu CuO_2 ravninama, proporcionalan je amplitudi bozonskog kondenzata (Friedberg et al. 1991 a).

Ovaj model može objasniti porast kritične temperature pri povećanju gustine bozona (Friedberg et al. 1991 b).

Predviđena je mogućnost nekristalnih (tečnih ili plastičnih) visokotemperaturnih superprovodnika. Pošto su ϕ-kvanti dobro lokalizirani u koordinatnom prostoru, očekuje se njihova egzistencija na mikroskopskim pločicama izgrađenim od nekoliko vezanih jediničnih CuO_2 kvadrata. Te pločice mogu biti uronjene u odgovarajući trodimenzioni provodljivi tečni ili amorfni medij. Dva uslova moraju biti pri tome zadovoljena: pločice su strukturno stabilne i ϕ-kvanti se mogu propagirati relativno slobodno u mediju, bez kretanja pločica (Friedberg et al. 1991 b).

17. Efekti elektron-fonon interakcije

Fononi utiču na superprovodni prelaz čak i ako je efektivna konstanta elektron-elektronske interakcije λ_0 , uslovljena nefononskim mehanizmom, veća od konstante elektron-fononske veze λ_{ph} (Omelyanchouk and Kulik 1990). Uticaj jake elektron-fonon interakcije ($\lambda_{ph} \simeq 1$) na kritičnu temperaturu može se računati u okviru Migdalove adijabatske aproksimacije, jer su fononski stepeni slobode "spori" u poređenju sa elektronskim.

Superprovodno stanje opisuje se matričnom Grinovom funkcijom

$$G = \begin{bmatrix} G^R & G^K \\ 0 & G^A \end{bmatrix} , \qquad (17.1)$$

gdje je G^R retardirana Grinova funkcija, G^A je avansirana Grinova funkcija, a G^K je Keldišova funkcija.

U termodinamičkoj ravnoteži je

$$G^K = (G^R - G^A)\, th(\frac{\varepsilon}{2T}) , \qquad (17.2)$$

gdje je ε energija elektronskog pobuđenja.

Funkcije $G^{R(A)}$ zadovoljavaju Dajsonovu jednačinu

$$\left\{ i\tau_3 \frac{\partial}{\partial t_1} + \mu + \frac{1}{2m}\left[\frac{\partial}{\partial \vec{r}_1} - i\tau_3 e\vec{A}(1) \right]^2 \right\} G^{R(A)}(1,2) -$$

$$- \int d3\, \Sigma^{R(A)}(1,3)\, G^{R(A)}(3,2) = \delta(1-2) , \qquad (17.3)$$

gdje je

$$\tau_3 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} , \quad i \equiv (r_i, t_i) , \quad i = 1,2,3 . \qquad (17.4)$$

Ovde je μ hemijski potencijal, $\vec{A}$ vektorski potencijal magnetskog polja, a Σ je energija interakcije elektrona.

Efektivni hamiltonijan interakcije tada ima oblik:

$$\mathcal{H}_{int} = \frac{1}{2} \lambda_0 \int d\vec{r}\, \psi^{\dagger}_{\alpha}(\vec{r}) \psi^{\dagger}_{\beta}(\vec{r}) \psi_{\beta}(\vec{r}) \psi_{\alpha}(\vec{r}) +$$

$$+ g \int d\vec{r}\, \psi^{\dagger}_{\alpha}(\vec{r}) \psi_{\alpha}(\vec{r}) \phi(\vec{r}) , \qquad (17.5)$$

gdje su ψ i ϕ operatori elektronskog i fononskog polja. Pri tome vrijedi

$$\lambda_{ph} = 2 \int_0^{\infty} d\omega \frac{g(\omega)}{\omega} . \qquad (17.6)$$

Kritična temperatura određuje se pomoću jednačina za superprovodni parametar reda, kao u BCS teoriji.

Uticaj elektron-fonon interakcije na kritičnu temperaturu, u ovom fenomenološkom modelu, ovisi o omjeru karakteristične fononske frekvencije ω_0 i vrijednosti kritične temperature u slučaju odsutnosti elektron-fonon interakcije T_{c0}. Ako je $\omega_0/T_{c0} \ll 1$, taj uticaj je zanemariv. U slučaju $\omega_0/T_{c0} \gg 1$, elektron-fonon interakcija znatno povećava kritičnu temperaturu (Omelyanchouk and Kulik 1990).

Predložen je i kombinovani nefononsko-fononski mehanizam visokotemperaturne superprovodnosti (Barbee III et al. 1991) u kojem još nepoznati bozoni i fononi doprinose sparivanju elektrona. Pretpostavlja se da je $Bi_2Sr_2Ca_1Cu_2O_x$ trodimenzioni homogeni izotropni superprovodnik sa harmoničkim fononima, da za sparivanje pomoću bozona i fonona vrijedi Migdal-Eliašbergova teorija i da elektroni u osnovnom stanju predstavljaju Fermijevu tečnost. Ovaj model može objasniti izotopski efekt i odnos $2\Delta/kT_c$ izmjerene u $Bi_2Sr_2Ca_1Cu_2O_x$, a također i linearnost električnog otpora na niskoj temperaturi.

Treći dio

FONONSKI MEHANIZMI VISOKOTEMPERATURNE SUPERPROVODNOSTI

18. BCS - Eliašberg - Mekmilanov model

Među svim modelima pomoću kojih se pokušava objasniti visokotemperaturna superprovodnost, fononski BCS-Eliašberg-Mekmilanov model izuzetan je po tome što objašnjava svojstva konvencionalnih superprovodnika.

Primjenjujući teoriju čvrstog vezanja na $La_{2-x}(Sr,Ba)_xCuO_4$, Veber je zaključio da je visoka kritična temperatura uzrokovana konvencionalnim, i to vrlo jakim, vezanjem elektrona i fonona (Weber 1987).

Veljković i Lalović smatraju da je BCS model dobar teoretski osnov za razumijevanje visokotemperaturne superprovodnosti (Veljković and Lalović 1989). Zaključak su izveli polazeći od Matajsovih empirijskih pravila za superprovodnost. Za veliki broj konvencionalnih superprovodnika, T_c je funkcija srednjeg volumena po atomu (V), srednje mase atoma (M) i srednjeg broja valentnih elektrona po atomu (n). Ova ovisnost je dana relacijom:

$$T_c = C\,\frac{V^{\alpha}}{M}\,F(n) \quad , \qquad (18.1)$$

gdje je C konstanta, eksponent α je između 4 i 5, a F(n) je neka empirijska funkcija, koja se može objasniti BCS teorijom. Maksimum i minimum te funkcije definisani su maksimumom i minimumom kvantiteta $N(0)V_{ph}$, gdje je $N(0)$ gustina stanja na Fermijevoj površini a V_{ph} opisuje efektivnu elektron-fonon interakciju. $N(0)$ i V_{ph} su oscilatorne funkcije od n, pri čemu vrijedi:

$$V_{ph} \simeq Z^{*4}\sin^2(2\pi b Z^*) \quad . \qquad (18.2)$$

Ovde je b konstanta, dok je Z^* srednji broj elektrona izvan zatvorenih ljusaka po atomu (Z^*=n, za $Z^*\leq 10$, i Z^*=n+10 , za $Z^*>10$). Funkcija (18.2) ima dva maksimuma: u Z^*=7.3 i Z^*=16. Kad se uzme u obzir i N(0), dobija se da T_c ima lokalni maksimum za $Z^*\simeq 7$ (visokotemperaturni superprovodnici zaista imaju $Z^*\simeq 7$).

Gurevič i Rahmatov objasnili su eksperimentalno viđenu zavisnost toplotnog kapaciteta monokristala $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-y}$ o temperaturi, u okvirima standardne Landau-Ginzburgove teorije, uzimajući u obzir Gausove fluktuacije parametra reda (Gurevich and Rakhmatov 1989). Te fluktuacije uzrokovane su relativno malim makronehomogenostima T_c koje se imaju zbog strukturnih ili hemijskih nehomogenosti.

Ovisnost T_c o broju slojeva u jediničnoj ćeliji talijumskog jedinjenja može se objasniti unutar BCS teorije, bez obzira na detalje mehanizma odgovornog za sparivanje (Ihm and Yu 1989).

Temperaturna zavisnost modula elastičnosti visokotemperaturnih superprovodnika razmotrena je u BCS modelu sa jako anizotropnim elektronskim spektrom koji ima singularitet u gustini stanja na Fermijevoj površini (Shchedrina and Shchedrin 1990). Nađen je minimum modula elastičnosti na temperaturi $0.9T_c$, što je u skladu sa eksperimentalnim podacima.

Primjenom BCS mehanizma izračunato je i vrijeme relaksacije određene koncentracije kvazičestica koje nastaju kad se superprovodnik izloži dejstvu svjetlosti sa energijom kvanta većom od 2Δ (Alfeyev and Neustroyev 1990).

Na osnovu podataka o zonskoj strukturi $La_{2-x}Sr_xCuO_4$, pokazano je da veličina izotopskog efekta odgovara fononskom mehanizmu (Suslov 1990).

Jedna od osnovnih razlika konvencionalnog i visokotemperaturnog superprovodnika je razlika svojstava ekranizacije u normalnom stanju (Zeyher 1990). Nosioci naelektrisanja u visokotemperaturnom superprovodniku uglavnom se nalaze u CuO_2 ravninama a njihova koncentracija je jako mala u poređenju sa običnim metalima. Promjene potencijala okomito na ove ravnine nisu ekranizirane, a one paralelne ravninama samo su djelimično ekranizirane. Elektron-fononsko vezanje zato ima nezanemariv dalekodosežni dio. Kritičnu temperaturu je onda moguće objasniti u okviru Eliašbergove teorije.

Unutar BCS modela istraživana je anizotropija energijskog procijepa (Bulaevskii and Zyskin 1990). Korišten je hamiltonijan u diskretnoj reprezentaciji za opis kretanja elektrona duž c osi, i u impulsnoj reprezentaciji za opis kretanja elektrona u ab ravnini. Operator elektronskog polja je:

$$\psi_\sigma(\vec{r}) = \sum_{\vec{p}n} \phi_{n\vec{p}}(\vec{r})\, a_{n\vec{p}\sigma} \quad , \qquad (18.3)$$

sa

$$\phi_{n\vec{p}}(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{S}} \sum_j e^{i\vec{p}\cdot\vec{\rho}_j}\, w_{nj}(\vec{r}) \quad , \quad \vec{r} = (\vec{\rho}, z) \; . \qquad (18.4)$$

Ovde je $w_{nj}(\vec{r})$ Vanjeova funkcija za j-ti atom u n-tom sloju, $\vec{\rho}_j$ opisuje položaj j-tog atoma u sloju, a S je površina sloja. Funkcija (18.4) je delokalizirana u xy prostoru i lokalizirana u z prostoru.

Bulaevski i Ziskin koriste standardni hamiltonijan:

$$H = \int d\vec{r} \left[\sum_{\sigma} \psi^{\dagger}_{\sigma}(\vec{r}) \left(\frac{p^2}{2m} + V_o(\vec{r}) \right) \psi_{\sigma}(\vec{r}) + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{2} \sum_{\sigma} \psi^{\dagger}_{\sigma}(\vec{r}) \psi^{\dagger}_{-\sigma}(\vec{r}\,') V(\vec{r},\vec{r}\,') \psi_{-\sigma}(\vec{r}\,') \psi_{\sigma}(\vec{r}) \right] , \quad (18.5)$$

gdje je $V_o(\vec{r})$ potencijal rešetke a $V(\vec{r},\vec{r}\,')$ potencijal sparivanja.

Koristeći (18.3) dobija se hamiltonijan BCS tipa:

$$H = H_o + H_{int} \quad , \quad H_{int} = H^{(o)}_{int} + H^{(1)}_{int} + H^{(2)}_{int} \quad , \quad (18.6)$$

$$H_o = \sum_{n\vec{p}\sigma} \left[\varepsilon(\vec{p}) - \varepsilon_F \right] a^{\dagger}_{n\vec{p}\sigma} a_{n\vec{p}\sigma} +$$

$$+ t \sum_{n\vec{p}\sigma} \left[a^{\dagger}_{n+1,\vec{p}\sigma} + a^{\dagger}_{n-1,\vec{p}\sigma} \right] a_{n\vec{p}\sigma} \quad , \quad (18.7)$$

$$H^{(o)}_{int} = \frac{\lambda_o}{2N(0)} \sum_{n\vec{p}\vec{p}\,'\sigma} a^{\dagger}_{n\vec{p},-\sigma} a^{\dagger}_{n,-\vec{p}\sigma} a_{n\vec{p}\,'\sigma} a_{n\vec{p}\,',-\sigma} \quad , \quad (18.8)$$

$$H^{(1)}_{int} = \frac{\lambda_1}{2N(0)} \sum_{n\vec{p}\vec{p}\,'\sigma\pm} a^{\dagger}_{n\vec{p}\sigma} a^{\dagger}_{n,-\vec{p},-\sigma} a_{n\vec{p}\,',-\sigma} a_{n\pm1,-\vec{p}\,'\sigma} + h.c. , \quad (18.9)$$

$$H^{(2)}_{int} = \frac{\lambda_2}{2N(0)} \sum_{n\vec{p}\vec{p}\,'\sigma\pm} a^{\dagger}_{n\vec{p}\sigma} a^{\dagger}_{n\pm1,-\vec{p},-\sigma} a_{n\pm1,\vec{p}\,',-\sigma} a_{n,-\vec{p}\,'\sigma} +$$

$$+ h.c. \quad , (18.10)$$

$$\lambda_o = N(0) \int d\vec{r} d\vec{r}\,' \phi^{*}_{n\vec{p}}(\vec{r}) \phi^{*}_{n,-\vec{p}}(\vec{r}\,') \phi_{n\vec{p}\,'}(\vec{r}\,') \phi_{n,-\vec{p}\,'}(\vec{r}) V(\vec{r},\vec{r}\,') \quad , \quad (18.11)$$

$$\lambda_1 = N(0) \int d\vec{r} d\vec{r}\,' \phi^{*}_{n\vec{p}}(\vec{r}) \phi^{*}_{n,-\vec{p}}(\vec{r}\,') \phi_{n\vec{p}\,'}(\vec{r}\,') \phi_{n+1,-\vec{p}\,'}(\vec{r}\,') V(\vec{r},\vec{r}\,') \quad , \quad (18.12)$$

$$\lambda_2 = N(0) \int d\vec{r} d\vec{r}\,' \phi^{*}_{n\vec{p}}(r) \phi_{n,-\vec{p}\,'}(\vec{r}) \phi^{*}_{n+1,-\vec{p}}(\vec{r}\,') \phi_{n+1,\vec{p}\,'}(\vec{r}\,') V(\vec{r},\vec{r}\,') \quad , \quad (18.13)$$

$$t = \int d\vec{r}\, \phi^{*}_{n+1,\vec{p}}(\vec{r})\, \phi_{n\vec{p}}(\vec{r}) \left[\frac{p^2}{2m} + V_o(\vec{r}) \right] . \qquad (18.14)$$

N(0) je gustina stanja na Fermijevom nivou unutar jednog sloja. $H^{(0)}_{int}$ opisuje vezanje unutar slojeva i daje standardni BCS rezultat.

Hamiltonijan (18.6) daje Gorkovljeve jednačine:

$$(-i\omega+\xi)G(\omega,\vec{p},n-n') + \lambda_0 F^{\dagger}(\omega,\vec{p},n-n') + \sum_{\alpha=\pm 1} \Big[tG(\omega,\vec{p},n+\alpha-n') +$$

$$+ \lambda_1 F(\alpha)F^{\dagger}(\omega,\vec{p},n-n') + \lambda_1 F(0)F^{\dagger}(\omega,\vec{p},n+\alpha-n') +$$

$$+ \lambda_2 F(\alpha)F^{\dagger}(\omega,\vec{p},n+\alpha-n') \Big] = -\delta(n-n') , \qquad (18.15)$$

$$(i\omega+\xi)F^{\dagger}(\omega,\vec{p},n-n') - \lambda_0 F(0)G(\omega,\vec{p},n-n') +$$

$$+ \sum_{\alpha=\pm 1} \Big[tF^{\dagger}(\omega,\vec{p},n+\alpha-n') - \lambda_1 F(0)G(\omega,\vec{p},n-n') -$$

$$- \lambda_1 F(\alpha)G(\omega,\vec{p},n-n') - \lambda_2 F(\alpha)G(\omega,\vec{p},n+\alpha-n') \Big] = 0 , \qquad (18.16)$$

$$\xi = \varepsilon(\vec{p}) - \varepsilon_F \quad , \quad F(\alpha) = T \sum_{\omega\vec{p}} F(\omega,\vec{p},\alpha) . \qquad (18.17)$$

Furjeovom transformacijom prelazi se sa diskretnih varijabli n na kvaziimpuls q u c smjeru $(-\pi \le q \le \pi)$, poslije čega se ima:

$$F^{\dagger}_{\omega\vec{p}}(q) = \frac{\Delta(q)}{\omega^2 + \bar{\xi}^2 + \Delta^2(q)} , \qquad (18.18)$$

$$G_{\omega\vec{p}}(q) = - \frac{i\omega + \bar{\xi}}{\omega^2 + \bar{\xi}^2 + \Delta^2(q)} , \qquad (18.19)$$

$$\bar{\xi} = \xi + 2t \cos q , \qquad (18.20)$$

$$\Delta(q) \equiv \Delta_o + \delta\cos q =$$

$$= \lambda_0 F(0) + 2\lambda_1 F(1) + 2\lambda_2 F(1) + 2\Big[\lambda_1 F(0) + \lambda_2 F(1)\Big]\cos q . \qquad (18.21)$$

Samosaglasne jednačine su oblika:

$$F(0) = \frac{T}{(2\pi)^3 N(0)} \sum_{\omega} \int d\vec{p}\, dq \frac{\Delta(q)}{\omega^2 + \bar{\xi}^2 + \Delta^2(q)} , \qquad (18.22)$$

$$F(1) = F(-1) = \frac{T}{(2\pi)^3 N(0)} \sum_{\omega} \int d\vec{p}\, dq \frac{\Delta(q)\cos q}{\omega^2 + \bar{\xi}^2 + \Delta^2(q)} . \qquad (18.23)$$

Pomoću ovih jednačina mogu se dobiti T_c i $\Delta_0(T)$ koji, pri malenom (t/ε_F), ne odstupaju mnogo od standardnih BCS rezultata. Anizotropija procijepa (δ/Δ_0), u sistemu sa jednim slojem u jediničnoj ćeliji, maksimalna je kad elektronska anizotropija (t/ε_F) ima vrijednost od 1/4 do 1/2.

Ako jedinična ćelija sadrži dva ekvivalentna sloja, dobijaju se dvije vrijednosti energijskog procijepa: $\Delta_1(q)$ i $\Delta_2(q)$.

Očekuje se primjenljivost ovog modela (Bulaevskii and Zyskin 1990) pri kvalitativnom opisu visokotemperaturnih superprovodnika.

Guljan i Nersesjan polaze od izraza za kritičnu temperaturu (Gulyan and Nersesyan 1991) :

$$T_c = \alpha\omega_0 e^{-\frac{1+\lambda}{\lambda - \mu^*(1+\beta)}} , \qquad (18.24)$$

gdje je ω_0 karakteristična frekvencija fonona - nosilaca BCS interakcije, λ je bezdimenziona konstanta elektron - - fononskog vezanja i μ^* je efektivni kulonski potencijal. U Mekmilanovom pristupu je α=1/1.45 i β=0.62 .

Vrijednost λ može se procijeniti na osnovu eksperimentalnih podataka koji ne moraju biti povezani sa superprovodnošću. Najjednostavnija procjena temelji se na izrazu za efektivnu masu nosilaca naelektrisanja

$$m^* \simeq (1 + \lambda)m . \qquad (18.25)$$

Ako je raspršenje na fononima glavni mahanizam renormalizacije elektronske mase u visokotemperaturnim superprovodnicima, eksperimentalna vrijednost $m^*=5m$ (Gor'kov and Kopnin 1988) i relacija (18.25) daju $\lambda\simeq 4$.

Malen izotopski efekt može se objasniti pomoću relacije (18.24). Proporcionalnost ω_0 sa $M^{-1/2}$, gdje je M masa jona, mora se i kod visokotemperaturnih superprovodnika uzeti u obzir jer je potvrđena eksperimentom sa Ramanovim raspršenjem. Izotopski efekt može se umanjiti na osnovu zavisnosti μ^* o M :

$$\mu^* = \frac{\mu}{1 + \mu \ln(\varepsilon_0/\omega_0)} , \qquad (18.26)$$

gdje je μ goli kulonski potencijal a ε_0 je karakteristična energija elektrona. Pomoću relacija (18.24) i (18.26) dobija se veza promjene mase jona i promjene kritične temperature :

$$\frac{\delta T_c}{T_c} = -A \frac{\delta M}{M} , \qquad (18.27)$$

gdje je

$$A = \frac{1}{2}\left[1 - \left(\frac{(1+\beta)\mu^*}{\lambda - (1+\beta)\mu^*}\right)^2\right] . \qquad (18.28)$$

Malena vrijednost A može se dobiti pri dovoljno velikoj vrijednosti μ^* . Nije lako μ^* odrediti eksperimentalno. Superprovodnici A-15 imaju μ^* između 0.1 i 0.2 . Pošto visokotemperaturni superprovodnici imaju mnogo manju dužinu koherentnosti, za očekivati je veći efektivni kulonski potencijal. Za $\mu^*=0.34$ dobija se A=0.02 koji odgovara izmjerenom, vrlo malenom, izotopskom efektu.

Uvrštavajući $\mu^*=0.34$, $\lambda\simeq 4$ i eksperimentalno određeni $\omega_0\simeq 850K$ u relaciju (18.24) , dobija se $T_c\simeq 90K$.

Ovaj model ne može objasniti komplikovani tunelski spektar sa mnogo pikova i udubljenja (Seidel et al. 1992).

19. Nekonvencionalne elektron - fonon interakcije

Predložen je mehanizam superprovodnosti BCS tipa modificiran članovima elektron-fonon interakcije višeg reda (Bussmann-Holder et al. 1991, Bussmann-Holder and Bishop 1992, Bussmann-Holder et al. 1992). Ti članovi izazivaju veliki porast T_c. Pomoću njih se objašnjava široki raspon izotopskog efekta i anizotropija energijskog procijepa a predviđa se odsutnost jakih temperaturnih efekata na fonone. Za $Y_1Ba_2Cu_3O_{6.85}$ izračunata je infracrvena apsorpcija moda talasnog broja 155 cm^{-1} duž c osi, u superprovodnoj fazi, a nađen je veliki porast intenziteta koji jako korelira sa strukturnom nestabilnošću. Izračunat je pomak O4 jona, koji je najznačajniji za taj mod, pomoću dvominimumskog potencijala.

Hamiltonijan ovog modela dobijen je kombinacijom Frelihovog, Holštajnovog i Su-Šrifer-Higerovog hamiltonijana s tim da je izvršeno proširenje članom $H^{(4)}$ koji predstavlja elektron-fonon interakcije višeg reda. Taj hamiltonijan ima ovakav izgled :

$$H = \sum_i \left[\frac{p_i^2}{2M} + \frac{1}{2}Kq_i^2 + \frac{1}{2}\tilde{K}(q_{i+1} - q_i)^2 + \frac{1}{4}K^{(4)}q_i^4 \right] -$$

$$- t \sum_{i\sigma} (C^{\dagger}_{i\sigma} C_{i+1,\sigma} + h.c.) - \lambda \sum_{i\sigma} q_i n_{i\sigma} +$$

$$+ \tilde{\lambda} \sum_{i\sigma} (q_{i+1} - q_i) n_{i\sigma} + H^{(4)} + \sum_{i\sigma} U^i n_{i\sigma} , \quad (19.1)$$

gdje je

$$H^{(4)} = K^{(4)} \sum_{i\sigma} \left[(q_i + n_{i\sigma}) q_i n_{i\sigma} + q_i^2 n_{i\uparrow} n_{i\downarrow} \right] . \quad (19.2)$$

Ovde su p_i i q_i impuls i fononska koordinata jona mase M u i-toj jediničnoj ćeliji; postoje transverzalne optičke vibracije duž c osi. K opisuje harmoničko fononsko vezanje na čvoru a $\tilde{K}$ između čvorova. $K^{(4)}$ opisuje fononsko vezanje četvrtog reda na čvoru. U^i predstavlja kulonsko odbijanje sa indeksom vrpce i, dok je t matrični element prelaza. Sa λ je opisano elektron-fonon vezanje Holštajnovog tipa a sa $\tilde{\lambda}$ elektron-fonon vezanje Su-Šrifer-Higerovog tipa. $H^{(4)}$, osim što vodi na elektronsko-dvofononsko raspršenje, sadrži dvominimumski potencijal u fononskoj koordinati q_i . Taj član onemogućuje primjenu računa smetnje.

Predloženi hamiltonijan mikroskopski je opravdan lokalnom nelinearnom polarizabilnošću kiseonikovog jona (Bussmann et al. 1980). Ta polarizabilnost znači da jon O^{2-} može lako promijeniti svoj karakter od vezanog do nevezanog, malim fononskim pomacima. Delokalizacija p orbitala omogućuje privlačenje parova šupljina i superprovodnost. Fononske koordinate q_i predstavljaju transverzalne pomake što u $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-y}$ ukazuje na izuzetnu ulogu O4. Delokalizacija p_z orbitala ka CuO_2 ravninama može osigurati sparivanje u ravninama. Omjer $\lambda/K^{(4)}$ bitno utiče na veličinu T_c . Pri $\lambda/K^{(4)} \gg 1$, interakcije višeg reda samo renormaliziraju λ tako da se očekuju svojstva BCS tipa. Kad je $\lambda/K^{(4)}$ jednako 1 ili manje od 1, efektivna elektron-fonon interakcija raste; sistem se tad udaljuje od BCS limita.

Klasična analogija relacije (19.1) razmatrana je radi objašnjenja strukturne nestabilnosti feroelektričnih oksida a teoretski rezultati kvantitativno se slažu sa eksperimentalnim činjenicama. To je osnovna motivacija za uključivanje anharmoničkih elektron-fonon interakcija.

Radi numeričkog određivanja dielektričnog odgovora i infracrvene apsorpcije, jednačina (19.1) proširena je članom $eE_0 e^{i\omega t}(q_i - q_j)$, gdje je E_0 vanjsko električno polje frekvencije ω.

Anharmoničko elektron-fonon vezanje u visokotemperaturnim superprovodnicima objašnjava korelaciju strukturnih i optičkih anomalija. Član $H^{(4)}$ zahtijeva reformulaciju BCS jednačina, ali osnova BCS modela ostaje. $H^{(4)}$ predstavlja specifična bifononska vezanja, bitna za visokotemperaturne superprovodne materijale.

20. Masena deformacija

Narušenje simetrije kristala duž jedne osi, spoljašnjim pritiskom ili spaterovanjem stranih atoma u matricu, izaziva prigušenje akustičkih fonona (Tošić et al. 1987, Đajić et al. 1987, Šetrajčić et al. 1990). BCS model sa optičkim fononima objašnjava visoku kritičnu temperaturu i korelaciju kritične temperature $L_1Ba_2Cu_3O_7$ (L=lantanid ili itrijum) sa radijusom jona L^{3+}.

Posmatra se prosta kubična struktura sa narušenom translacionom simetrijom duž z osi, dok je u xy ravnini simetrija sačuvana (to je, zapravo, tetragonalna struktura). Pretpostavlja se da su torzioni koeficijenti $C^{\alpha\beta}$ ($\alpha\neq\beta$; $\alpha,\beta=x,y,z$) jednaki nuli. Vibracioni hamiltonijan sistema onda ima oblik (Tošić et al. 1987):

$$H = \sum_{\vec{n}\beta} \frac{1}{2M_{\vec{n}}} (p^{\beta}_{\vec{n}})^2 + \frac{1}{4} \sum_{\vec{n}\vec{\lambda}\beta} C^{\beta\beta}_{\vec{n}}(\vec{\lambda})(U^{\beta}_{\vec{n}} - U^{\beta}_{\vec{n}-\vec{\lambda}})^2 . \quad (20.1)$$

Ovde je $M_{\vec{n}}$ masa atoma, $U^{\beta}_{\vec{n}}$ je pomak atoma a $p^{\beta}_{\vec{n}}$ je njegov impuls. $C^{\beta\beta}_{\vec{n}}(\vec{\lambda})$ je koeficijent istezanja a $\vec{\lambda}$ je vektor koji povezuje najbliže susjede u rešetki. Narušenje simetrije uzima se u obzir pretpostavljajući da $M_{\vec{n}}$ i $C_{\vec{n}}$ ovise o $\vec{n}$.

Uvrštavajući $p^{\alpha}_{\vec{f}}(t)=p^{\alpha}_{\vec{f}}(0)e^{-i\omega t}$ i $U^{\alpha}_{\vec{f}}=U^{\alpha}_{\vec{f}}(0)e^{-i\omega t}$, gdje je ω frekvencija, u jednačine kretanja

$$i\hbar\dot{p}^{\alpha}_{\vec{f}} = \left[p^{\alpha}_{\vec{f}}, H\right] , \quad i\hbar\dot{U}^{\alpha}_{\vec{f}} = \left[U^{\alpha}_{\vec{f}}, H\right] , \quad (20.2)$$

dobija se

$$\omega^2 U^{\alpha}_{\vec{f}} = \frac{1}{2M_{\vec{f}}} \sum_{\vec{\lambda}} C^{\alpha\alpha}_{\vec{f}}(\vec{\lambda})(2U^{\alpha}_{\vec{f}} - U^{\alpha}_{\vec{f}+\vec{\lambda}} - U^{\alpha}_{\vec{f}-\vec{\lambda}}) . \quad (20.3)$$

Pošto je simetrija narušena samo duž z osi, pri

$$\vec{f}\equiv(f_x, f_y, f_z) , \quad -\frac{N_x}{2} \le f_x \le \frac{N_x}{2} , \quad -\frac{N_y}{2} \le f_y \le \frac{N_y}{2} ,$$

$$0 \le f_z \le N_z , \quad f_z \equiv f , \quad (20.4)$$

ima se

$$M_{f_x f_y f} = M_f , \quad C^{\alpha\alpha}_{f_x f_y f}(f_x, f_y, f\pm1) \equiv C^{\alpha\alpha}_f(f\pm1) , \quad (20.5)$$

$$C^{\alpha\alpha}_{f_x f_y f}(f_x\pm1, f_y, f) = C^{\alpha\alpha}_{f_x f_y f}(f_x, f_y\pm1, f) \equiv D^{\alpha\alpha}_f . \quad (20.6)$$

Ovde je N_{α} broj atoma duž α osi.

Pretpostavlja se nadalje:

$$U^{\alpha}_{f_x f_y f} = U^{\alpha}_f \cos(f_x k_x + f_y k_y)a \quad (20.7)$$

(što odgovara ravnim valovima duž x i y pravca),

$$k_x = \frac{2\pi\nu_x}{N_x a} , \quad k_y = \frac{2\pi\nu_y}{N_y a} , \quad \nu_x \in \left[-\frac{N_x}{2}, \frac{N_x}{2}\right] , \quad \nu_y \in \left[-\frac{N_y}{2}, \frac{N_y}{2}\right] , \quad (20.8)$$

gdje je a konstanta rešetke ($a_x \approx a_y \equiv a$).

Relacije (20.3)-(20.8) daju sistem diferencijalnih jednačina:

$$U^{\alpha}_{f+1} + U^{\alpha}_{f-1} Q^{\alpha\alpha}_{f} U^{\alpha}_{f} = 0 \quad ; \quad f = 1,2, \dots ,N-1 \qquad (20.9)$$

$$U^{\alpha}_{1} - Q^{\alpha\alpha}_{0} U^{\alpha}_{0} = 0 , \quad f = 0 \qquad (20.10)$$

$$U^{\alpha}_{N-1} - Q^{\alpha\alpha}_{N} U^{\alpha}_{N} = 0 , \quad f = N , \qquad (20.11)$$

gdje su

$$Q^{\alpha\alpha}_{f} = 2\left[1 - \frac{M_f\omega^2 - 4D^{\alpha\alpha}_{f}\left(\sin^2(k_x a/2) + \sin^2(k_y a/2)\right)}{C^{\alpha\alpha}_{f}(f+1) + C^{\alpha\alpha}_{f}(f-1)}\right], (20.12)$$

$$Q^{\alpha\alpha}_{0} = 2\left[1 - \frac{M_0\omega^2 - 4D^{\alpha\alpha}_{0}\left(\sin^2(k_x a/2) + \sin^2(k_y a/2)\right)}{C^{\alpha\alpha}_{0}(1)}\right], (20.13)$$

$$Q^{\alpha\alpha}_{N} = 2\left[1 - \frac{M_N\omega^2 - 4D^{\alpha\alpha}_{N}\left(\sin^2(k_x a/2) + \sin^2(k_y a/2)\right)}{C^{\alpha\alpha}_{N}(N-1)}\right]. (20.14)$$

U kontinualnoj aproksimaciji, sa diskretne varijable f prelazi se na kontinuiranu varijablu z:

$$f \to z \quad , \quad N \to L \quad , \qquad (20.15)$$

$$U^{\alpha}_{f} \to U(z) \ , \ U^{\alpha}_{0} \to U(0) \ , \ U^{\alpha}_{N-1} \to U(L-a) \ , \ U^{\alpha}_{N} \to U(L) \ , (20.16)$$

$$M_f \to M(Z) \ , \ C^{\alpha\alpha}_{f}(f+1) + C^{\alpha\alpha}_{f}(f-1) \to 2C(Z) \quad , \ C^{\alpha\alpha}_{0}(1) \to C(0) \ ,$$

$$C^{\alpha\alpha}_{N}(N-1) \to C(L) \ , \qquad (20.17)$$

$$D^{\alpha\alpha}_{f} \to D(z) \ , \ U^{\alpha}_{f+1} + U^{\alpha}_{f-1} \to U(z+a) + U(z-a) \simeq$$

$$\simeq 2U(z) + a^2 \frac{d^2U(z)}{dz^2} \ . \qquad (20.18)$$

Sa L je označena debljina kristala u z smjeru.

Primjena kontinualne aproksimacije podrazumijeva dugotalasno područje tako da se može uzeti

$$\sin^2\frac{k_x a}{2} + \sin^2\frac{k_y a}{2} \simeq \frac{1}{4}a^2(k_x^2 + k_y^2) = \frac{a^2k^2}{4} \ . \qquad (20.19)$$

U ovoj aproksimaciji , jednačine (20.9)-(20.11) imaju oblik

$$\frac{d^2U(z)}{dz^2} + \left[\frac{\omega^2}{\alpha^2} \frac{M(z)}{C(z)} - \frac{D(z)}{C(z)} k^2 \right] U(z) = 0 \quad , \qquad (20.20)$$

$$U(\alpha) - 2 \left[1 - \omega^2 \frac{M(0)}{C(0)} - \frac{D(0)}{C(0)} \alpha^2 k^2 \right] U(0) = 0 \quad , (20.21)$$

$$U(L-\alpha) - 2 \left[1 - \omega^2 \frac{M(L)}{C(L)} + \frac{D(L)}{C(L)} \alpha^2 k^2 \right] U(L) = 0 \quad . (20.22)$$

Funkcije $M(z)/C(z)$ i $D(z)/C(z)$ ovise o modelu deformacije.

Pretpostavi li se identičnost atoma, slijedi: $M(z)=M$, $D(z)=C(z)$.

U paraboličkom modelu pretpostavlja se:

$$\frac{M}{C(z)} = \frac{M}{C} - g^2 (z - \frac{L}{2})^2 \quad , \qquad (20.23)$$

$$C(0) = C(L) = \frac{C + C'}{2} \quad . \qquad (20.24)$$

Iz (20.23) i (20.24) slijedi

$$g = \frac{2}{L} (\frac{M}{C} \frac{C' - C}{C' + C})^{1/2} \quad . \qquad (20.25)$$

Iz uslova realnosti g slijedi $|C'|>C$. To je ostvarivo u slučaju primjene vrlo velikog pritiska na granice. Pri tome se i dalje pretpostavlja da je $D(z)=C(z)$, što nije jednostavno ostvariti u praksi.

Zamjenom (20.23) i (20.24) u (20.20)-(20.22), dobija se

$$\frac{d^2U(z)}{dz^2} + \left[\frac{M\omega^2}{C\alpha^2} - k^2 - g^2 \frac{\omega^2}{\alpha} (z - \frac{L}{2})^2 \right] U(z) = 0 \ , (20.26)$$

$$U(\alpha) - 2 \left[1 - \omega^2 \frac{M}{C' + C} + \alpha^2 k^2 \right] U(0) = 0 \quad , \qquad (20.27)$$

$$U(L-\alpha) - 2 \left[1 - \omega^2 \frac{M}{C' + C} + \alpha^2 k^2 \right] U(L) = 0 \quad . (20.28)$$

Smjenom argumenta $(z \to \xi)$:

$$z - \frac{L}{2} = \lambda\xi \quad , \quad \lambda^2 = \frac{\alpha L}{2\omega} (\frac{C}{M} \frac{C' + C}{C' - C})^{1/2} \quad , \qquad (20.29)$$

jednačina (20.26) se svodi na Ermit-Veberovu jednačinu

$$\frac{d^2U}{d\xi^2} + \left[\lambda(\frac{M\omega^2}{C\alpha^2} - k^2) - \xi^2 \right] U = 0 \quad . \qquad (20.30)$$

Kako bi se izbjegao vrlo veliki pomak granice, zahtijeva se

$$\lambda(\frac{M\omega^2}{C\alpha^2} - k^2) = 2n+1 \quad ; \; n=0,1,2,\ldots \quad . \; (20.31)$$

Iz (20.31) slijedi

$$\omega_n = (2n+1)\frac{\alpha}{L}(\frac{C}{M}\frac{C'-C}{C'+C})^{1/2} + \left[(2n+1)^2 \frac{\alpha^2 C}{L^2 M}\frac{C'+C}{C'-C} + \frac{C\alpha^2 k^2}{M}\right]^{1/2} . \qquad (20.32)$$

Za n=0 (osnovno stanje) ima se:

$$\omega_o = \frac{\alpha}{L}(\frac{C}{M}\frac{C'-C}{C'+C})^{1/2} + \left[\frac{\alpha^2 C}{L^2 M}\frac{C'+C}{C'-C} + \frac{C\alpha^2 k^2}{M}\right]^{1/2} , \qquad (20.33)$$

$$U_o(z) = \pi^{-1/4} e^{-(z-\frac{L}{2})^2/2\lambda^2} \quad . \qquad (20.34)$$

Parametri u relaciji (20.33) nisu nezavisni jer moraju biti zadovoljene relacije (20.27) i (20.28).

Uvrštavanjem (20.34) u (20.27) i (20.28) dobija se

$$1 + x^2 - \frac{F^2(x)}{1+\gamma} = \frac{1}{2} e^{(1-\varepsilon)F(x)} , \qquad (20.35)$$

$$x = \alpha k \;, \quad \gamma = \frac{C'}{C} \;, \quad \varepsilon = \frac{\alpha}{L} \;, \qquad (20.36)$$

$$F(x) = \varepsilon(\frac{\gamma-1}{\gamma+1})^{1/2} + (x^2 + \varepsilon^2\frac{\gamma-1}{\gamma+1})^{1/2} \quad . \quad (20.37)$$

Za $|C'|>C$ i $C'>0$, minimalna vrijednost γ je 1.

Iz (20.33) i (20.37) slijedi

$$\min \omega_o = (\frac{C}{M})^{1/2} \min F(x) \quad . \qquad (20.38)$$

Za određeni x i ε može se, pomoću (20.35) i (20.37), izračunati γ. Na taj način dobija se F(x).

Pošto je minimalna fononska frekvencija veća od nule, zaključuje se da se u ovoj strukturi mogu pojavljivati samo optički fononi. Minimalna frekvencija optičkih fonona raste smanjenjem debljine filma; pri tome se populacija fonona smanjuje. Smanjenjem fononske populacije povećava se stabilnost superprovodnog energijskog procijepa.

Eliminacija akustičkih fonona može se postići i deformacijom raspodjele mase s tim da koeficijent istezanja ne ovisi o z. Superprovodnost se kod visokotemperaturnih superprovodnika postiže spaterovanjem stranih atoma u matricu. Pretpostavka je da se spaterovani atomi lociraju duž c osi jer su u tom smjeru međuatomska rastojanja matrice najveća. Umjesto (20.23), sad se imam reducirana masa (Đajić et al. 1987):

$$M(z) = \mu_m - \frac{4\mu_m}{L} \frac{1}{1 + \frac{\mu_s}{n\mu_m}} \left(z - \frac{L}{2} \right)^2 \quad , \quad (20.39)$$

gdje je μ_m masa molekule matrice, μ_s masa spaterovanog atoma, a n broj spaterovanih atoma koji obrazuju klaster na granici skupljajući se oko jedne molekule matrice. Idući u dubinu matrice broj spaterovanih atoma je sve manji ; za $z=L/2$ nema ih.

Fononska frekvencija je tad (Tošić et al. 1988):

$$\omega_s = \frac{(2s+1)\alpha_z C}{\mu_m L\Omega} \left[1 + \sqrt{1 + \frac{\mu_m L^2 \Omega^2 q^2}{(2s+1)^2 \alpha_z^2 C}} \right] \quad , \quad (20.40)$$

gdje je

$$\Omega = \sqrt{\frac{C}{\mu_m} \left(1 + \frac{\mu_s}{n\mu_m}\right)} \quad . \quad (20.41)$$

Ovde je $q=ak$, $k^2=k_x^2+k_y^2$; a je planarna konstanta rešetke a a_z konstanta rešetke duž z osi.

Ponovo je minimalna fononska frekvencija veća od nule i smanjuje se povećavanjem debljine strukture.

Postojanje fononskog procijepa ne može se zasad neposredno eksperimentalno provjeriti zbog neprimjenljivosti instrumenata u području vrlo malenog k. ?

Numerički je određivan energijski procijep optičkih fonona u $La(Ba_{2-x}La_x)Cu_3O_{7+y}$ za razne debljine filma i razne x i y, uzimajući s=0. Ovde se ima $\mu_m=M(La)+3M(Cu)+7M(O)$; $\mu_s=(2-x)M(Ba)+xM(La)+yM(O)$ i n=4. Procijep raste smanjenjem debljine strukture i smanjenjem x od 0.375 do 0.125, što je u skladu sa izmjerenim vrijednostima T_c ako se pretpostavi da se, zbog eliminacije akustičkih fonona, ima superprovodno kretanje elektrona na temperaturi koja je ispod one potrebne za pobuđivanje optičkih fonona.

Analiza troslojne strukture pokazuje da eliminacija akustičkih fonona nije posljedica kontinualne aproksimacije (Tošić et al. 1988).

Zavisnost specifične toplote o bezdimenzionoj temperaturi $\tau=kT/\varepsilon$, gdje je $\varepsilon=\hbar\sqrt{C/M}$ (M je masa molekule), jako se razlikuje za film i balk strukturu (Mirjanić et al. 1989). To je eksperimentalno provjerivo.

Korištenjem izraza za fononsku frekvenciju (20.40) i relacija BCS teorije, može se objasniti velika kritična temperatura (Mirjanić et al. 1990).

Zamjenjujući k srednjom vrijednošću $\bar{k}=\pi/a$, dobija se

$$\bar{\omega}_s = \rho_L\rho_m^{-1/2}\omega_D\left[2s+1+\left((2s+1)^2+\frac{\rho_m}{\rho_L^2}\pi^2\right)^{1/2}\right], \quad (20.42)$$

gdje je

$$\rho_L=\frac{a_z}{L}, \quad \rho_m=1+\frac{\mu_s}{n\mu_m}, \quad \omega_D=\sqrt{\frac{C}{\mu_m}}. \quad (20.43)$$

Koristeći karakteristične vrijednosti za strukturu

$Y_1Ba_2Cu_3O_{7-y}$: $\rho_L=10^{-3}$ i $\rho_m=1.005$, dobija se $\omega_0=3.143\omega_D$, $\omega_1=3.145\omega_D$, $\omega_2=3.147\omega_D$. Dakle, javljaju se fononske frekvencije koje su preko tri puta veće od klasične fononske frekvencije BCS modela.

BCS teorija (Bardeen et al. 1957) daje slijedeću vezu energije nezavisnog elektrona $\varepsilon_{\vec{k}}$, mjerene obzirom na Fermijev nivo, vjerovatnoće $h_{\vec{k}}$ stanja $(\vec{k},-\vec{k})$ i matričnog elementa elektronske interakcije V:

$$\varepsilon_{\vec{k}} = \frac{1}{2}\,\frac{1-2h_{\vec{k}}}{\sqrt{h_{\vec{k}}(1-h_{\vec{k}})}}\,V\sum_{\vec{l}}\sqrt{h_{\vec{l}}(1-h_{\vec{l}})}\ . \qquad (20.44)$$

Maksimalna vrijednost $\varepsilon_{\vec{k}}$ je $\hbar\omega_D$. To znači da, ako se ω_D zamijeni sa $b\omega_D$, onda se V mora zamijeniti sa bV, uz pretpostavku konstantnosti $h_{\vec{k}}$.

Koristeći BCS relaciju

$$1 = \frac{bVg(0)}{2}\int_0^{\frac{\hbar b\omega_D}{kT_c}}\frac{e^y-1}{e^y+1}\,\frac{dy}{y}\ , \qquad (20.45)$$

gdje je pretpostavljeno da se gustina stanja na Fermijevom nivou nije promijenila, dobija se T_c koji je tridesetak puta veći nego kod konvencionalnih superprovodnika.

Za niskotemperaturne superprovodnike karakteristično je $Vg(0)\simeq 0.5$ i $(\hbar\omega/kT_c)\gg 1$. Mi napuštamo pretpostavku o slaboj elektron-fonon interakciji i uzimamo

$$0.7 \le \frac{\hbar\omega}{kT_c} \le 1.5 \qquad . \qquad (20.46)$$

Eksperimentalni podaci za T_c i fononsku frekvenciju ω kupratnih superprovodnika u skladu su sa ovom relacijom (Bush et al. 1989, Ponosov et al. 1989, Gasparov et al. 1989).

BCS relaciju (20.45) možemo napisati u formi (Rajilić et al. 1992 a)

$$Vg(0) \simeq 2\left[\int_0^x dy \left(\frac{2x+2th x-8th(x/2)}{x^3} y^2 - \right.\right.$$

$$\left.\left. - \frac{3x+th x-8th(x/2)}{x^2} y + 1 \right) \right]^{-1} , \quad (20.47)$$

gdje je $x=\hbar\omega/2kT_c$. Za $y=0$, $y=x/2$ i $y=x$, podintegralna funkcija u (20.47) tačno je jednaka podintegralnoj funkciji u (20.45). Obe funkcije vrlo sporo opadaju u intervalu $[0,x]$.

Prema relaciji (20.46), gornja granica integrala u (20.47) nalazi se u intervalu od 0.35 do 0.75. Relacija (20.47) daje $[Vg(0)]_{0.35}=5.79$, $[Vg(0)]_{0.55}=3.75$ i $[Vg(0)]_{0.75}=2.82$. Te vrijednosti ćemo uvrstiti u BCS relaciju

$$r = \frac{2\hbar\omega}{kT_c\, sh(2/Vg(0))} , \quad (20.48)$$

gdje je $r=2\Delta/kT_c$, odakle nalazimo

$$r_{0.35} = 3.974 , \quad r_{0.55} = 3.940 , \quad r_{0.75} = 3.899 . \quad (20.49)$$

Zaključujemo da se vrijednost r mijenja vrlo sporo u intervalu (20.46). Zato ćemo r zamijeniti aritmetičkom sredinom navedenih vrijednosti:

$$\bar{r} = 3.94 . \quad (20.50)$$

Koristeći relacije (20.47), (20.48) i (20.50), nalazimo :

$$\overline{\left(\frac{\hbar\omega}{kT_c}\right)} = 1.1 , \quad (20.51)$$

$$\overline{Vg(0)} = 3.75 . \quad (20.52)$$

Parabolički model masene deformacije, pri $\rho_L \to 0$, daje

$$\omega = \pi \left(\frac{C}{\mu_m} \right)^{1/2} , \qquad (20.53)$$

što slijedi iz relacije (20.42).

Pomoću relacija (20.51) i (20.53) dobijamo

$$T_c = A \left(\frac{C}{\mu_m} \right)^{1/2} , \qquad (20.54)$$

gdje je $A = 2.18\times10^{-11}$sK .

Uzmemo li $(C/\mu_m)^{1/2} = (2-5)\times10^{17}$Hz (Kobelev et al. 1989) , relacija (20.54) daje T_c=(44-109)K.

Sad ćemo razmatranje ograničiti na jedinjenja $L_1Ba_2Cu_3O_7$ (L=lantanid ili itrij). Koristeći (20.54) , eksperimentalne podatke za T_c (Palatnik and Fal'ko 1988) i

$$\mu_m = M(L) + 3M(Cu) + 7M(O) , \qquad (20.55)$$

gdje je M(X) masa atoma X, računamo C.

Za R>1.02Å , gdje je R radijus jona L^{3+} , C brzo opada porastom R. Taj nagli pad počinje baš u tački (R=1.02Å) u kojoj ravnotežni koordinacioni broj skače sa 6 na 8 (Palatnik and Fal'ko 1988).

To opadanje C može se objasniti porastom sile odbijanja između jona L^{3+} i O^{2-} . Joni se protive prekrivanju elektronskih oblaka. Dakle, privlačna sila između jona L^{3+} i O^{2-} opada, pa i iznos C, zbog porasta radijusa jona L^{3+}. Interakcija jona L^{3+} sa drugim relativno dalekim jonima ne mijenja se porastom R.

Sad korelacija između R i T_c , koju su uočili Palatnik i Falko , postaje jasna. Međujonska interakcija uzrokuje opadanje C pri porastu R, a relacija (20.54) daje opadanje T_c .

21. Bisolitonski model

21.1 Osnovne karakteristike modela

U fizici se najčešće koriste linearne jednačine. Ali jasno je da je svaka linearnost specijalni slučaj opštijeg nelinearnog zakona. Nelinearnost je vezana za fizikalne efekte kao samofokusiranje svjetlosti, udarni talasi, eksplozije itd. Svijet koji nas okružuje nelinearan je.

Neke od fizikalno interesantnih nelinearnih diferencijalnih jednačina imaju solitonska rješenja. Soliton ili ujedinjeni talas ima postojanu formu kao rezultat kompenzacije nelinearnosti i disperzije (Zabusky and Kruskal 1965, Filippov 1986).

Soliton je slučajno otkrio škotski inženjer Rasel (J.S. Russel) 1834. godine, na kanalu u blizini Edinburga. Ispred šlepa, koji je vučen po uskom kanalu pa zaustavljen, kretao se vodeni brijeg ne mijenjajući formu ni brzinu. Rasel je deset godina kasnije objavio rad o toj pojavi koji je naišao na sumnjičenje.

Pretpostavlja se da su elementarne čestice solitoni posebne vrste. Interes za solitone posebno je velik u fizici plazme (Kadomtsev and Karpman 1971). Dokazano je postojanje solitona u poliacetilenu (Su et al. 1980).

Nelinearna teorija superprovodnosti kvazijednodimenzionih molekulskih kristala prvobitno je razvijana sa namjerom da se objasni superprovodnost organskih kristala $(TMTSF)_2$-PF_6 i $(TMTSF)_2$-ClO_4. U mekom molekulskom lancu dodatne kvazičestice, elektroni ili šupljine, izazivaju lokalne deformacije lanca i dolazi do njihovog sparivanja u singletnom spinskom stanju, koje se događa u realnom prostoru. Sparene kvazičestice zajedno sa lokalnom deformacijom premještaju se duž molekulskog lanca kao jedna cjelina, bez gubitka energije. Kvazičestice i lokalna deformacija opisane su sistemom jednačina koje imaju periodična rješenja izražena pomoću Jakobijevih eliptičkih funkcija (Davydov 1984).

Ideja o primjeni ovakvog modela na visokotemperaturnu superprovodnost nastala je odmah nakon otkrića ove pojave (Brizhik and Davydov 1987).

Nosioci struje su kvazičestice - šupljine i elektroni. Zamjenom dijela jona La^{3+} jonima Ba^{2+} u La_2CuO_4, dolazi do transformacije $La^{3+}Cu^{2+} \rightarrow Ba^{2+}Cu^{3+}$. Tako nastale šupljine mogu se kretati od jednog do drugog Cu^{2+} jona uzrokujući provodnost kristala. U $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-y}$ postoje kiseonikove vakancije a preostali elektroni mogu uzrokovati transformaciju $Cu^{2+} \rightarrow Cu^{+}$. U ovom slučaju elektroni su kvazičestice koje se kreću duž rešetke.

Pretpostavljamo da je provodnost uzrokovana kretanjem kvazičestica duž kvazijednodimenzionog CuO lanca u b smjeru (Davydov 1988). Pretpostavka o posebnom značaju CuO lanaca u skladu je sa eksperimentima koji pokazuju da, zamjenom itrija iz $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-y}$ jonima koji imaju magnetski moment, ne dolazi do razaranja superprovodnosti. Ovde se ne radi o idealnom jednodimenzionom sistemu pa je superprovodnost moguća (Davydov 1991).

Kad jon Cu^{2+} apsorbira kvazičesticu suprotnog spina, nastaje jon Cu^{3+} ili Cu^{+} bez spina. Emisijom kvazičestice ponovo nastaje jon Cu^{2+} a kvazičestica odlazi na najbliži Cu^{2+} jon suprotnog spina (sl. 21.1). Interakcija izmjene bakarnih jona jednake orijentacije spina uzrokuje prelaz kvazičestice preko dva kiseonikova jona i jednog bakarnog jona.

U blizini dna provodne vrpce kvazičestice, kojem odgovara energija γ_0, energija kvazičestice je

$$E(k) = \gamma_0 + \frac{\hbar^2 k^2}{2m}, \qquad (21.1)$$

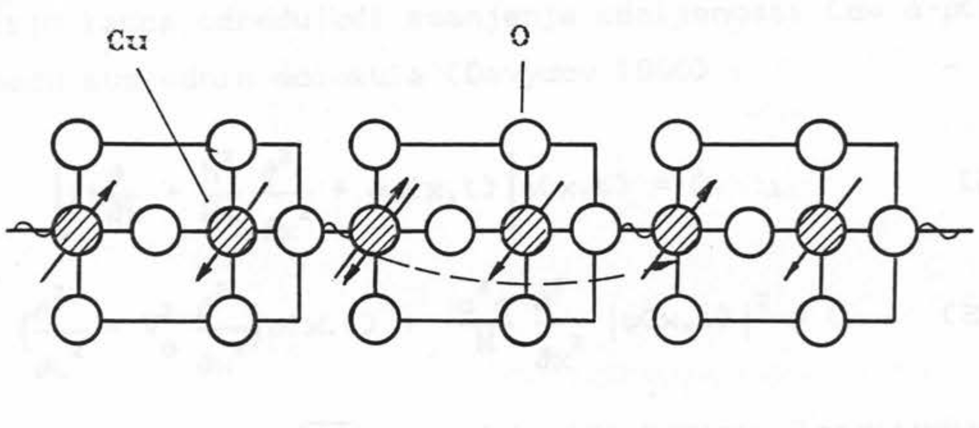
gdje je k talasni broj a m efektivna masa kvazičestice.

Efektivna masa kvazičestice definirana je preko energije interakcije izmjene između bakarnih jona jednake orijentacije spina (J), tako da je

$$m = \frac{\hbar^2}{2a^2 J}, \qquad (21.2)$$

gdje je a udaljenost tih jona.

Promjena naelektrisanja bakarnog jona, apsorpcijom ili emisijom kvazičestice, uzrokuje pomake kiseonikovih jona oko njega. Pomaci kiseonikovih jona obzirom na centralni bakarni jon uzrokuju promjenu udaljenosti susjednih elementarnih ćelija. Pretpostavlja se zato da se ima srednje jaka elektron-fonon interakcija između kvazičestice što se kreće duž lanca i lokalne deformacije lanca uzrokovane tom kvazičesticom.



Sl. 21.1
Tri elementarne ćelije u kristalu $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-y}$

21.2 Dvokomponentni solitoni

Posmatra se kvazičestica u kvazijednodimenzionom molekulskom lancu.

Hamiltonijan ovakvog sistema (Davydov 1991) je:

$$H = \sum_n \left[J\psi_n^*(2\psi_n - \psi_{n-1}) + \sigma|\psi_n|^2(u_{n+1} - u_{n-1}) + \right.$$

$$\left. + \frac{a}{2}\left(M \left(\frac{du_n}{dt} \right)^2 + \varkappa(u_n - u_{n-1})^2 \right) \right] \quad . \quad (21.3)$$

Ovde je ψ_n polje kvazičestice u n-toj elementarnoj ćeliji a u_n je pomak ravnotežnog položaja te ćelije. M je masa elementarne ćelije a a je udaljenost susjednih ćelija. Sa σ je označen parametar interakcije između kvazičestice i lokalne deformacije lanca čiji je koeficijent elastičnosti $\varkappa$.

U kontinualnoj aproksimaciji imaju se dvije vezane diferencijalne jednačine za polje $\psi(x,t)$ koje određuje položaj kvazičestice i polje $\rho(x,t)$ koje opisuje lokalnu deformaciju lanca određujući smanjenje udaljenosti ($a \rightarrow a-\rho(x,t)$) između susjednih molekula (Davydov 1990) :

$$\left[i\hbar\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \sigma\rho(x,t)\right]\psi(x,t) = 0 \quad , \quad (21.4)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - V_o^2\frac{\partial^2}{\partial x^2}\right)\rho(x,t) + \frac{a^2\sigma}{M}\frac{\partial^2}{\partial x^2}|\psi(x,t)|^2 = 0 \quad . \quad (21.5)$$

Ovde $V_o = a\sqrt{\varkappa/M}$ predstavlja brzinu longitudinalnog zvuka u molekulskom lancu.

Jednačina (21.4) opisuje kretanje kvazičestice u potencijalu $U=-\sigma\rho(x,t)$ koji nastaje zbog lokalne deformacije. Jednačina (21.5) određuje polje lokalne deformacije uzrokovane kvazičesticom.

Uvodeći novu takozvanu združenu koordinatu

$$\eta = \frac{x - Vt}{a} , \qquad (21.6)$$

gdje je V brzina kvazičestice, te koristeći (21.5), dobija se

$$\rho(x,t) = \frac{\sigma}{\varkappa(1-s^2)} |\psi(x,t)|^2 , \qquad (21.7)$$

gdje je $s^2=V^2/V_0^2 \ll 1$ i $\rho(x,t) \ll a$.

Uvrštavanjem (21.7) u (21.4) slijedi

$$\left[i\hbar \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + 2gJ|\psi(x,t)|^2\right]\psi(x,t) = 0 , \qquad (21.8)$$

gdje je g bezdimenzioni parametar međudjelovanja kvazičestice sa lokalnom deformacijom koji je definiran pomoću:

$$g = \frac{\sigma^2}{2\varkappa(1-s^2)J} . \qquad (21.9)$$

Rješenje jednačine (21.8) traži se u obliku

$$\psi(x,t) = \Phi(\eta)e^{i(kx-\omega t)} , \qquad (21.10)$$

gdje je $k=mV/\hbar$ a $\hbar\omega$ je energija pobuđenja.

Relacije (21.8) i (21.10) daju

$$\left[\hbar\omega - \frac{1}{2}mV^2 + J \frac{\partial^2}{\partial\eta^2} + 2gJ\Phi^2(\eta)\right]\Phi(\eta) = 0 . \qquad (21.11)$$

Normirano rješenje ove jednačine je

$$\Phi(\eta) = \frac{1}{2} \sqrt{g}\, sch\frac{g\eta}{2} , \qquad (21.12)$$

pri čemu je

$$\hbar\omega = \frac{1}{2}mV^2 - \frac{1}{4}g^2J . \qquad (21.13)$$

Iz (21.12) slijedi širina područja lokalizacije kvazičestice

$$\Delta\xi = \frac{2\pi}{g} . \qquad (21.14)$$

Za deformaciju molekulskog lanca potrebna je slijedeća energija

$$W = \frac{1}{2}\varkappa(1+s^2)\int_{-\infty}^{\infty}\rho^2(\eta)d\eta = \frac{g^2J(1+s^2)}{6(1-s^2)} \quad . \tag{21.15}$$

Ukupna energija koju prenosi soliton, mjerena od dna provodne vrpce slobodne kvazičestice, je

$$E_s(V) = \hbar\omega + W = E_s(0) + \frac{1}{2}M_sV^2 \quad , \tag{21.16}$$

gdje je $E_s(0)$ energija solitona u sistemu mirovanja a M_s efektivna masa solitona za koje vrijedi

$$E_s(0) = -\frac{g^2J}{12} \quad , \tag{21.17}$$

$$M_s = m\left(1 + \frac{g^2JM}{3\varkappa a^2m}\right) \quad . \tag{21.18}$$

Relacija (21.17) kaže da je energija mirovanja solitona ispod dna provodne vrpce slobodne kvazičestice što je u skladu sa zahtijevom stabilnosti solitona. U skladu sa tim zahtijevom je i brzina solitona koja je uvijek manja od brzine zvuka pa soliton ne emitira fonone a njegova kinetička energija ne pretvara se u termičku. Osim toga soliton ima topološku stabilnost jer je za poništenje solitonskog pobuđenja potrebno vratiti molekule na položaje koje su imale prije nastanka solitona.

Dvokomponentni solitoni nastaju interakcijom kvazičestica sa lokalnim deformacijama opisanim virtuelnim akustičkim fononima velike disperzije. Njihova velika stabilnost rezultat je kompenzacije disperzije i nelinearnosti.

21.3 Bisolitoni

U slučaju dvije kvazičestice u kvazijednodimenzionom molekulskom lancu, imaju se diferencijalne jednačine (Davydov 1990):

$$\left[i\hbar\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2}{\partial x_i^2} + \sigma\rho(x_i,t)\right]\phi_j(x_i,t) = 0 \ ; \ i,j=1,2 \ ; \quad (21.19)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - V_0^2\frac{\partial^2}{\partial x^2}\right)\rho(x,t) + \frac{\sigma a^2}{M}\frac{\partial^2}{\partial x^2}\left[|\phi_1(x,t)|^2 + |\phi_2(x,t)|^2\right] = 0 \quad (21.20)$$

Ovde je $\phi_j(x_i,t)$ koordinatna funkcija kvazičestice i u stanju j.

Simetrična koordinatna funkcija singletnog spinskog stanja kvazičestičnog para je

$$\psi(\eta_1,\eta_2,t) = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\phi_1(\eta_1)\phi_2(\eta_2) + \phi_1(\eta_2)\phi_2(\eta_1)\right] e^{-i\varepsilon_p t/\hbar} , \quad (21.21)$$

gdje je $\eta_i=(x_i-Vt)/a$ dok je ε_p energija kvazičestičnog para u potencijalnom polju $-\sigma\rho(x,t)$.

Funkcija jednočestičnog stanja traži se u obliku:

$$\phi_j(\eta_i) = \Phi(\eta_i)e^{ik_j\eta_i} \ ; \ i,j=1,2 \ ; \quad (21.22)$$

gdje je $k_j=mV/\hbar$.

Koristeći relacije (21.19)-(21.22) slijedi:

$$\psi(\eta_1,\eta_2,t)=\frac{g}{\sqrt{2}}sch(g\eta_1)sch(g\eta_2)e^{i\left[mV(\eta_1+\eta_2) - (mV^2-2g^2J)t\right]/\hbar} . \quad (21.23)$$

Pri $s^2 \ll 1$, bisoliton (par vezanih kvazičestica i lokalna deformacija) prenosi energiju

$$E_{bs}(V) = E_{bs}(0) + \frac{1}{2}M_{bs}V^2 , \quad (21.24)$$

gdje je

$$E_{bs}(0) = -5g^2J/3 \quad , \tag{21.25}$$

$$M_{bs} = 2m(1 + 7g^2JM/3\varkappa a^2 m) \quad . \tag{21.26}$$

Da bi se bisoliton raspao na dva solitona potrebno je sistemu dovesti energiju

$$2E_s(0) - E_{bs}(0) = \frac{27}{18}g^2J \quad . \tag{21.27}$$

Do sad nije uzeto u obzir kulonsko odbijanje kvazičestica. Zbog tog odbijanja najvjerovatniji položaji kvazičestica para bit će razdvojeni. Bisoliton je stabilan ako je udaljenost najvjerovatnijih položaja kvazičestica manja od dimenzije bisolitona $2\pi a/g$. To znači da za stabilan bisoliton važi:

$$g \geq \sqrt{e_{eff}^2/4a\pi^2 J} \quad , \tag{21.28}$$

gdje je e_{eff} efektivno ekranizirano naelektrisanje kvazičestice.

21.4 Bisolitonski kondenzat

Kad je koncentracija bisolitona malena, nastaje bozonski kondenzat - kolektivno stanje sa periodično raspoređenim bisolitonima koji se kreću kao cjelina bez otpora (Davydov and Ermakov 1988, Davydov 1990).

Posmatramo kvazijednodimenzioni lanac sa N_0 elementarnih ćelija koji sadrži N parova kvazičestica.

Kvazičestični par u singletnom stanju opisan je funkcijom oblika (21.21) dok funkcija jednočestičnog stanja ima oblik (21.22). Pri tome je

$$k_1 = 2k + k_F \quad , \quad k_2 = -k_F \tag{21.29}$$

$$k = 2\pi\mu/aN_0 \quad ; \quad \mu = 0, \pm1, \pm2, \ldots, \pm N_0/2 \tag{21.30}$$

$$k_F = \pi N/a N_0 . \tag{21.31}$$

Ovde je k_F talasni broj Fermijeve površine.

Iz zahtijeva periodičnosti

$$\Phi(\eta_i + L) = \Phi(\eta_i) \quad , \quad L = N_0/N \quad , \tag{21.32}$$

i rješavanjem jednačina (21.19) i (21.20) , dobija se

$$\Phi_q(\eta) = \sqrt{g/2}\, E^{-1}(q)\, dn(u,q) \; ; \quad u \equiv g\eta/E(q) \quad ; \tag{21.33}$$

gdje je $dn(u,q)$ Jakobijeva eliptička funkcija modula q.

Ovde su:

$$E(q) = \int_0^{\mathcal{K}(q)} dn^2(u,q)du \quad , \tag{21.34}$$

$$\mathcal{K}(q) = \int_0^1 \left[(1-t^2)(1-q^2t^2)\right]^{-1/2} dt \quad , \tag{21.35}$$

$$gL = 2E(q)\mathcal{K}(q) \quad . \tag{21.36}$$

$\mathcal{K}(q)$ je eliptički integral prve vrste a $E(q)$ je eliptički integral druge vrste.

Koordinatna talasna funkcija bisolitonskog kondenzata je

$$\psi_q(\eta_1,\eta_2,t) = \frac{g}{\sqrt{2}} E^{-2}(q)\cos\left[(k+k_F)(\eta_1-\eta_2)a\right] \times$$

$$\times\, dn\left[g\eta_1/E(q),q\right] dn\left[g\eta_2/E(q),q\right] \times$$

$$\times\, e^{i\left[\phi(k) - \mathcal{E}_p(V)t/\hbar\right]} \quad , \tag{21.37}$$

gdje je

$$\phi(k) = 2k(R-Vt) \quad , \quad R = \frac{1}{2}(x_1+x_2) \quad . \tag{21.38}$$

Pri $s^2 \ll 1$, energija bisolitona je

$$E_c(V) = E_c(0) + \frac{1}{2}M_{bs}V^2 + 2\hbar k_F V \quad , \tag{21.39}$$

gdje je

$$E_c(0) = \frac{\hbar^2 k_F^2}{m} - 2\Delta(q) \quad . \qquad (21.40)$$

$2\Delta(q)$ je energija vezanja dviju kvazičestica u mirujućem bisolitonu, na apsolutnoj nuli, za koju vrijedi

$$2\Delta(q) = g^2 JF(q) \quad , \qquad (21.41)$$

pri čemu je

$$F(q) = \frac{D(q) - 4q}{2E(q)} \quad , \qquad (21.42)$$

$$D(q) = \frac{1}{3}\left[2(2-q^2)E(q) - (1-q^2)K(q)\right] \quad . \qquad (21.43)$$

Masa bisolitona je

$$M_{bs} = 4m + \frac{2g^2 JD(q)}{E(q)V_0^2} \quad . \qquad (21.44)$$

Pri maloj gustini nosilaca naelektrisanja, što je slučaj kod visokotemperaturnih superprovodnika, modul eliptičke funkcije q je malo manji od 1.

Pri maloj brzini, stabilnost bisolitonskog kondenzata osigurana je odsutnošću jednočestičnog pobuđenja čija energija bi bila ispod bisolitonske vrpce i zadovoljenošću Landauovog uslova superfluidnosti

$$\left[\frac{dE_c(V)}{dV}\right]_{V\to 0} > 0 \quad . \qquad (21.45)$$

21.5 Najvažniji rezultati bisolitonske teorije

Bisolitonska teorija objašnjava niz svojstava visokotemperaturnih superprovodnika.

Mali korelacioni radijus sparenih čestica u poređenju sa BCS teorijom može se objasniti malenom dimenzijom bisolitona $2\pi a/g$.

Relacija (21.39) kaže da samo kinetička energija bisolitona ovisi o masi jona M. Zato je, pri $V^2 \ll V_0^2$, vrlo malen izotopski efekt.

Ovisnost modula eliptičke funkcije o koncentraciji nosilaca naelektrisanja dana je relacijom (21.36). Pretpostavi li se proporcionalnost kritične temperature i energije vezanja bisolitona, relacija (21.41) može objasniti nemonotonu ovisnost T_c o koncentraciji nosilaca naelektrisanja.

Ako samo dio kvazičestica učestvuje u sparivanju, dobijeni energijski procijep proporcionalan je sa $1/\nu$, gdje je $\nu=1,2,3,\ldots$ Ovo objašnjava multiplicitet energijskog procijepa nekih visokotemperaturnih superprovodnika.

Bisolitonski model objašnjava slabu ovisnost T_c o koncentraciji magnetskih nečistoća za koncentracije manje od neke kritične i naglo razaranje superprovodnosti za koncentracije veće od kritične. Također je objašnjena nemonotona ovisnost T_c o jačini vanjskog magnetskog polja (Davydov 1990).

Bisolitonska teorija objašnjava nesimetričnost volt-ampernih karakteristika i linearnu zavisnost struje o naponu pri naponima manjim od onoga koji odgovara energiji procijepa (Ermakov et al. 1991).

Ovaj model objašnjava nemonotonu ovisnost T_c superprovodnika $Tl_1Ba_2Ca_{N-1}Cu_NO_{2N+3}$ o N. Pri tome je uzeta u obzir interakcija susjednih CuO_2 ravnina, razdvojenih jonima Ca, i promjena rastojanja između ravnina (Davydov and Kruchinin 1991).

Analiziran je lanac sa dva različita atoma u elementarnoj ćeliji (Brizhik and Eremko 1991). U slučaju velike razlike masa susjednih atoma, kad atom veće mase ima viši term, šupljina u valentnoj zoni je autolokalizirana a elektron u vodljivoj zoni je delokaliziran. Pri obrnutom odnosu masa autolokaliziran je elektron u vodljivoj zoni.

U prvom slučaju prisutan je bisolitonski mehanizam superprovodnosti sa šupljinama kao nosiocima naelektrisanja a u drugom slučaju sa elektronima.

Bisolitonski model može objasniti i Majsnerov efekt (Davydov 1990, Satarić et al. 1990).

Četvrti dio

BIGAUSONSKI MODEL VISOKOTEMPERATURNE SUPERPROVODNOSTI

22. Logaritamska nelinearnost

Bigausonski model visokotemperaturne superprovodnosti analogan je Davidovljevom bisolitonskom modelu a razlikuje se od njega po tipu nelinearnosti. U bigausonskom modelu pretpostavljamo da je nelinearnost logaritamska svuda osim tamo gdje je vjerovatnoća nalaska kvazičestice zanemariva.

Nelinearnu talasnu mehaniku zasnovanu na jednačini Šredingerovog tipa, koja sadrži logaritamsku nelinearnost, konstruirali su Bjaljnicki-Birula i Micielski (Białynicki--Birula and Mycielski 1976). Oni su predložili jednačinu

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\psi(\vec{r},t) = \left[-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + U(\vec{r},t) - b\ln(a^n|\psi|^2)\right]\psi(\vec{r},t)\ , \quad (22.1)$$

gdje je a proizvoljna realna pozitivna konstanta dimenzije dužine, n je dimenzija konfiguracionog prostora, a b je konstanta dimenzije energije.

Prethodni pokušaji konstrukcije nelinearne teorije koja bi zamijenila standardnu verziju kvantne mehanike bili su praćeni ozbiljnim problemima interpretacije i korespondencije sa linearnom teorijom. Jednačina (22.1) može opisati kvantne fenomene bez bitne izmjene interpretacije talasne funkcije. Logaritamska nelinearnost kakva se ima u jednačini (22.1) jedini je tip nelinearnosti koji zadovoljava zahtijev separabilnosti neinteragirajućih podsistema. Ako sistem sadrži dva neinteragirajuća podsistema, rješenje jednačine (22.1) za cijeli sistem može se predočiti kao proizvod rješenja odgovarajućih jednačina za podsisteme. Sad je moguća Bornova statistička interpretacija nelinearne talasne mehanike.

Jednačina (22.1), sa $U(\vec{r},t)=0$, ima solitonsko rješenje koje se naziva gauson:

$$\psi(\vec{r},t) = \left(\frac{\hbar^2\pi}{2mb}\right)^{1/2\;-n/2} e^{(i/\hbar)\left[\vec{p}\cdot\vec{r} - (p^2/2m)t\right]} \times$$
$$\times\, e^{-\left[\vec{r} - \vec{r}_0 - (\vec{p}/m)t\right]^2 mb/\hbar^2} \times e^{i\phi_0} \quad . \quad (22.2)$$

Bjaljnicki-Birula i Micielski procijenili su da je univerzalna konstanta b vrlo malena : $2.5\times10^{-12}\mathrm{eV} < b < 4\times10^{-10}\mathrm{eV}$.

Numerički eksperimenti pokazuju da se gausoni stvarno ponašaju kao solitoni pri sudaru. Dva gausona daju konačno stanje u kojem se nalaze dva ili tri gausona, ovisno o relativnoj brzini i fazi (Oficjalski and Białynicki-Birula 1978).

Hefter je predložio primjenu jednačine (22.1) na nukleone i α čestice (Hefter 1985).

Jednačina (22.1) nema disipativna rješenja (Brito et al. 1988).

23. Dvokomponentni gausoni

Posmatramo kvazičesticu koja interagira sa deformacijom kristala proizvedenom samom kvazičesticom. Pretpostavljamo da polje $\vec{\rho}(\vec{r},t)$, koje opisuje lokalnu deformaciju kristala, i polje $\psi(\vec{r},t)$, koje određuje položaj kvazičestice, zadovoljavaju slijedeće vezane diferencijalne jednačine (Rajilić and Mirjanić 1992 a) :

$$\left[i\hbar\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\hbar^2}{2}\left(\frac{\nabla_\parallel^2}{m_\parallel} + \frac{\nabla_\perp^2}{m_\perp}\right) + \vec{\sigma}\cdot\vec{\rho}(\vec{r},t)\right]\psi(\vec{r},t) = 0 \quad , \quad (23.1)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - V_{o\parallel}^2\nabla_\parallel^2 - V_{o\perp}^2\nabla_\perp^2\right)\vec{\rho}(\vec{r},t) + \left(\frac{V_{o\parallel}^2\vec{\sigma}_\parallel}{\varkappa_\parallel}\nabla_\parallel^2 + \frac{V_{o\perp}^2\vec{\sigma}_\perp}{\varkappa_\perp}\nabla_\perp^2\right)F(\vec{r},t) = 0, \quad (23.2)$$

gdje su

$$\vec{r} = \vec{r}_\parallel + \vec{r}_\perp \quad , \quad (23.3)$$

$$\psi(\vec{r},t) = \psi_\parallel(\vec{r}_\parallel,t)\psi_\perp(\vec{r}_\perp,t) \quad , \quad (23.4)$$

$$F(\vec{r},t) = F_\parallel(|\psi_\parallel(\vec{r}_\parallel,t)|^2) + F_\perp(|\psi_\perp(\vec{r}_\perp,t)|^2) \quad , \quad (23.5)$$

$$F_{\parallel(\perp)}(|\psi_{\parallel(\perp)}|^2) = \begin{cases} ln\left(\dfrac{e^{\alpha_{\parallel(\perp)}}}{\alpha_{\parallel(\perp)}}|\psi_{\parallel(\perp)}|^2\right), & \text{za } |\psi_{\parallel(\perp)}|^2 \geq \alpha_{\parallel(\perp)} \\ |\psi_{\parallel(\perp)}|^2, & \text{za } |\psi_{\parallel(\perp)}|^2 \leq \alpha_{\parallel(\perp)} \end{cases} \quad (23.6)$$

Operatori, vektori i skalari koji se odnose na ravninu (smjer) paralelnu (okomit) obzirom na CuO_2 ravnine označeni su pomoću simbola $\parallel(\perp)$.

Ovde $\vec{\sigma}$ opisuje interakciju između kvazičestice efektivne mase $m_{\parallel(\perp)}$ i lokalne deformacije, $\vec{V}_o$ je brzina zvuka, $\varkappa_{\parallel(\perp)}$ je koeficijent elastičnosti, a $\alpha_{\parallel(\perp)}$ je realan broj.

Definiramo bezdimenzione parametre nelinearnosti:

$$g_{\parallel} = \frac{\sigma_{\parallel}^2}{2\varkappa_{\parallel}(1-s_{\parallel}^2)J_{\parallel}} \quad , \quad g_{\perp} = \frac{\sigma_{\perp}^2}{2\varkappa_{\perp}(1-s_{\perp}^2)J_{\perp}} \quad , \quad (23.7)$$

gdje su

$$s_{\parallel(\perp)}^2 = \frac{V_{\parallel(\perp)}^2}{V_{o\parallel(\perp)}^2} < 1 \quad , \quad J_{\parallel(\perp)} = \frac{\hbar^2}{2m_{\parallel(\perp)}a^2} \quad . \quad (23.8)$$

Ovde je $\vec{V}$ brzina kvazičestice, a konstanta a ima red veličine dimenzije zrna oksidnog superprovodnika.

Jednačina (23.2) daje

$$\vec{\rho}_{\parallel}(\vec{r}_{\parallel},t) = \frac{\vec{\sigma}_{\parallel}}{\varkappa_{\parallel}(1-s_{\parallel}^2)} F_{\parallel}(|\psi_{\parallel}(r_{\parallel},t)|^2) \quad , \quad (23.9)$$

$$\vec{\rho}_{\perp}(\vec{r}_{\perp},t) = \frac{\vec{\sigma}_{\perp}}{\varkappa_{\perp}(1-s_{\perp}^2)} F_{\perp}(|\psi_{\perp}(\vec{r}_{\perp},t)|^2) \quad . \quad (23.10)$$

Vidimo da nelogaritamska nelinearnost osigurava da $\vec{\rho}_{\parallel(\perp)}$ ide u nulu onda kad $|\psi_{\parallel(\perp)}|^2$ ide u nulu.

Uzimamo

$$\psi(\vec{r},t) = \Phi(\vec{\eta})e^{i(\vec{k}\cdot\vec{r}-\Omega t)} \quad , \quad (23.11)$$

$$\vec{\eta} = \frac{\vec{r} - \vec{V}t}{a} \quad , \quad \vec{k}_{\parallel} = \frac{m_{\parallel}\vec{V}_{\parallel}}{\hbar} \quad , \quad \vec{k}_{\perp} = \frac{m_{\perp}\vec{V}_{\perp}}{\hbar} \quad , \quad (23.12)$$

gdje je

$$\Phi(\vec{\eta}) = \Phi_{\parallel}(\vec{\eta}_{\parallel})\Phi_{\perp}(\vec{\eta}_{\perp}) \quad (23.13)$$

realna funkcija, a $\hbar\Omega$ je energija pobuđenja.

Koristeći relaciju (23.1) i relacije (23.9)-(23.13), nalazimo normirana lokalizirana rješenja

$$\Phi_{\parallel}(\vec{\eta}_{\parallel}) = \sqrt{\frac{2g_{\parallel}}{\pi}}\, e^{-g_{\parallel}\eta_{\parallel}^2} \quad , \quad \Phi_{\perp}(\vec{\eta}_{\perp}) = \sqrt[4]{\frac{2g_{\perp}}{\pi}}\, e^{-g_{\perp}\eta_{\perp}^2} \quad , \quad (23.14)$$

gdje je $|\vec{\eta}_{\parallel(\perp)}| \leq |\vec{\eta}_{o\parallel(\perp)}|$ i $\Phi^2_{\parallel(\perp)}(\vec{\eta}_{o\parallel(\perp)}) = \alpha_{\parallel(\perp)}$.
Pri tome zanemarujemo $\Phi_{\parallel(\perp)}(\vec{\eta}_{\parallel(\perp)})$ za $|\vec{\eta}_{\parallel(\perp)}| \geq |\vec{\eta}_{o\parallel(\perp)}|$.

Pretpostavljamo da je vjerovatnoća nalaska kvazičestice zanemariva, i pri tome nelinearnost nelogaritamska, ako kvazičesticom izazvana deformacija nije veća od fluktuacije položaja molekule. Onda na apsolutnoj nuli imamo

$$\rho^2_\parallel(\vec{\eta}_{o\parallel}) = \frac{\hbar}{M\omega_\parallel} \quad , \quad \rho^2_\perp(\vec{\eta}_{o\perp}) = \frac{\hbar}{2M\omega_\perp} \quad , \tag{23.15}$$

gdje je M masa molekule, a $\omega_{\parallel(\perp)} = \sqrt{\varkappa_{\parallel(\perp)}/M}$ fononska frekvencija. Relacije (23.6),(23.7),(23.9),(23.10) i (23.15) daju

$$\alpha_\parallel = \sqrt{\frac{\hbar\omega_\parallel(1-s^2_\parallel)}{2J_\parallel g_\parallel}} \quad , \quad \alpha_\perp = \sqrt{\frac{\hbar\omega_\perp(1-s^2_\perp)}{4J_\perp g_\perp}} \; . \tag{23.16}$$

Energija gausona je

$$E_{\parallel(\perp)}(V) = \hbar\Omega_{\parallel(\perp)} + W_{\parallel(\perp)} \quad , \tag{23.17}$$

gdje je

$$\Omega = \Omega_\parallel + \Omega_\perp \tag{23.18}$$

dok $W_{\parallel(\perp)}$ predstavlja energiju defor macije, koju računamo pomoću izraza:

$$W_\parallel = \frac{1}{2}\varkappa_\parallel(1+s^2_\parallel)\int_0^{\eta_{1\parallel}} \rho^2_\parallel(\eta)\cdot 2\pi\eta \, d\eta \quad , \tag{23.19}$$

$$W_\perp = \frac{1}{2}\varkappa_\perp(1+s^2_\perp)\int_{-\eta_{1\perp}}^{\eta_{1\perp}} \rho^2_\perp(\eta) d\eta \quad , \tag{23.20}$$

pri čemu je

$$\vec{\rho}_{\parallel(\perp)}(\eta_{1\parallel(\perp)}) = 0 \quad . \tag{23.21}$$

U relacije (23.19) i (23.20) uvrštavamo $\rho_{\parallel(\perp)}$ kao da je nelinearnost u cijelom području integracije logaritamska. Ovim pravimo grešku koja nije fizikalna jer pri $|\vec{\eta}_{\parallel(\perp)}| \geq |\vec{\eta}_{0\parallel(\perp)}|$ deformcija je manja od fluktuacije položaja molekule.

Koristeći relacije (23.1),(23.9),(23.10) i (23.16)-(23.21) dobijamo energiju mirovanja gausona

$$E_{\parallel}(0) = 4J_{\parallel}g_{\parallel}(1 - \frac{1}{2}Z_{\parallel} + \frac{\pi}{24g_{\parallel}}Z_{\parallel}^{3}) \quad , \qquad (23.22)$$

$$E_{\perp}(0) = 2J_{\perp}g_{\perp}(1 - Z_{\perp} + \frac{8}{15\sqrt{2g_{\perp}}} Z_{\perp}^{5/2}) \quad , \qquad (23.23)$$

gdje su:

$$Z_{\parallel} = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{8J_{\parallel}g_{\parallel}^{3}}{\pi^{2}\hbar\omega_{\parallel}} \right) + \sqrt{\frac{\hbar\omega_{\parallel}}{2J_{\parallel}g_{\parallel}}} \quad , \qquad (23.24)$$

$$Z_{\perp} = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{8J_{\perp}g_{\perp}^{2}}{\pi\hbar\omega_{\perp}} \right) + \sqrt{\frac{\hbar\omega_{\perp}}{4J_{\perp}g_{\perp}}} \quad . \qquad (23.25)$$

Za dovoljno velik $g_{\parallel(\perp)}$, gauson je stabilan. Uzmemo li $m_{\parallel}=m_{e}$, $m_{\perp}=50m_{\parallel}$, $a=2.65\times10^{-6}m$, $\omega_{\parallel}=1.02\times10^{13}Hz$ i $\omega_{\perp}=1.49\times10^{13}Hz$, dobijamo $E_{\parallel}(0)<0$ za $g_{\parallel}>10^{3}$ i $E_{\perp}(0)<0$ za $g_{\perp}>5\times10^{4}$.

Za $V^{2} \ll V_{0}^{2}$, imamo

$$E_{\parallel(\perp)}(V) = E_{\parallel(\perp)}(0) + \frac{1}{2}M_{\parallel(\perp)}V^{2} \quad , \qquad (23.26)$$

pri čemu je $M_{\parallel(\perp)} > m_{\parallel(\perp)}$.

Širina područja lokalizacije gausona je

$$\delta\eta_{\parallel} = \sqrt{\frac{2}{g_{\parallel}}} \quad , \quad \delta\eta_{\perp} = \sqrt{\frac{2}{g_{\perp}}} \quad , \qquad (23.27)$$

što dobijamo pomoću relacija (23.14).

24. Bigausoni

Dvije kvazičestice i lokalnu deformaciju kristala opisujemo slijedećim jednačinama:

$$\left[i\hbar\frac{\partial}{\partial t} + \sum_{j=1}^{2}\left(\frac{\hbar^2}{2}\left(\frac{\nabla^2_{j\parallel}}{m_\parallel} + \frac{\nabla^2_{j\perp}}{m_\perp}\right) + \vec{\sigma}\cdot\vec{\rho}(\vec{r}_j,t)\right)\right]\psi(\vec{r}_1,\vec{r}_2,t) = 0 , \tag{24.1}$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - V^2_{o\parallel}\nabla^2_\parallel - V^2_{o\perp}\nabla^2_\perp\right)\vec{\rho}(\vec{r},t) + $$

$$+ \left(\frac{V_{o\parallel}\vec{\sigma}_\parallel}{\varkappa_\parallel}\nabla^2_\parallel + \frac{V_{o\perp}\vec{\sigma}_\perp}{\varkappa_\perp}\nabla^2_\perp\right)\sum_{j=1}^{2}F_j(\vec{r},t) = 0 , \tag{24.2}$$

gdje je

$$F_j(\vec{r},t) = F_\parallel(|\phi_{j\parallel}(\vec{r}_\parallel,t)|^2) + F_\perp(|\phi_{j\perp}(\vec{r}_\perp,t)|^2) . \tag{24.3}$$

Ovde je ϕ_j koordinatna funkcija kvazičestice u stanju j a $F_{\parallel(\perp)}$ definirano je relacijom (23.6).

Pretpostavljamo

$$\psi(\vec{r}_1,\vec{r}_2,t) = \psi_\parallel(\vec{r}_{1\parallel},\vec{r}_{2\parallel},t)\psi_\perp(\vec{r}_{1\perp},\vec{r}_{2\perp},t) , \tag{24.4}$$

gdje je

$$\psi_\parallel(\vec{r}_{1\parallel},\vec{r}_{2\parallel},t) = \frac{1}{\sqrt{2}}|\phi_{1\parallel}(\vec{\eta}_{1\parallel})\phi_{2\parallel}(\vec{\eta}_{2\parallel}) + \phi_{1\parallel}(\vec{\eta}_{2\parallel})\phi_{2\parallel}(\vec{\eta}_{1\parallel})| \times$$

$$\times e^{i\vec{k}_\parallel\cdot(\vec{r}_{1\parallel}+\vec{r}_{2\parallel}) - \frac{i\mathcal{E}_{p\parallel}t}{\hbar}} , \tag{24.5}$$

$$\phi_{j\parallel}(\vec{r}_{i\parallel},t) = \Phi_{bg\parallel}(\vec{\eta}_{i\parallel})e^{i\vec{k}_\parallel\cdot\vec{\eta}_{i\parallel}a} ; \quad i,j=1,2 ; \tag{24.6}$$

i analogno za $\psi_\perp(\vec{r}_{1\perp},\vec{r}_{2\perp},t)$.

Računajući kao u prethodnom paragrafu, dobijamo

$$\Phi_{bg\parallel}(\vec{\eta}_\parallel) = \sqrt{\frac{4g_\parallel}{\pi}}\, e^{-2g_\parallel\eta^2_\parallel} , \quad \Phi_{bg\perp}(\vec{\eta}_\perp) = \sqrt[4]{\frac{4g_\perp}{\pi}}\, e^{-2g_\perp\eta^2_\perp} . \tag{24.7}$$

Energija mirovanja bigausona je

$$E_{bg\parallel}(0) = 16J_{\parallel}g_{\parallel}(1 - \frac{1}{2}Z_{bg\parallel} + \frac{\pi}{48g_{\parallel}}Z^{3}_{bg\parallel}) \quad , \qquad (24.8)$$

$$E_{bg\perp}(0) = 8J_{\perp}g_{\perp}(1 - Z_{bg\perp} + \frac{4}{15\sqrt{g_{\perp}}}Z^{5/2}_{bg\perp}) \quad , \qquad (24.9)$$

gdje je

$$Z_{bg\parallel} = Z_{\parallel} - \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\hbar\omega_{\parallel}}{2J_{\parallel}g_{\parallel}}} + 2ln2 \quad , \qquad (24.10)$$

$$Z_{bg\perp} = Z_{\perp} - \frac{1}{4}\sqrt{\frac{\hbar\omega_{\perp}}{J_{\perp}g_{\perp}}} + \frac{3}{2}ln2 \quad . \qquad (24.11)$$

$Z_{\parallel}$ i $Z_{\perp}$ definirani su relacijama (23.24) i (23.25) .

Za $V^2 \ll V_o^2$ dobijamo

$$E_{bg\parallel(\perp)}(V) = E_{bg\parallel(\perp)}(0) + \frac{1}{2}M_{bg\parallel(\perp)}V^2_{\parallel(\perp)} \quad , \qquad (24.12)$$

gdje je $M_{bg\parallel(\perp)} > 2m_{\parallel(\perp)}$.

Relacije (23.22)-(23.25) i (24.8)-(24.11) daju

$$2E_{\parallel(\perp)}(0) - E_{bg\parallel(\perp)}(0) > 0 \quad , \qquad (24.13)$$

u cijelom području stabilnosti gausona. To znači da imamo stabilan bigauson.

Pomoću (24.7) dobijamo dimenziju bigausona:

$$\delta\eta_{\parallel} = \frac{1}{\sqrt{g_{\parallel}}} \quad , \quad \delta\eta_{\perp} = \frac{1}{\sqrt{g_{\perp}}} \quad . \qquad (24.14)$$

Sad ćemo uzeti u obzir kulonsko odbijanje kvazičestica (Davydov 1984, Davydov 1990). Zbog tog odbijanja, položaji na kojima se kvazičestice nalaze sa maksimalnom vjerovatnoćom razmaknuti su pa imamo dodatni uslov:

$$\phi_2(\xi) = \phi_1(\xi + d) \quad . \qquad (24.15)$$

Sad imamo energiju bigausona

$$E_{bg\parallel}(d_\parallel) = m_\parallel V_\parallel^2 + 8g_\parallel J_\parallel\left[1 + 2g_\parallel d_\parallel^2 - ln\left(\frac{e^{\alpha_\parallel}}{\alpha_\parallel}\sqrt{\frac{4g_\parallel}{\pi}}\right)\right] +$$

$$+ \frac{e^2_{eff\parallel}}{\alpha d_\parallel} \quad , \qquad (24.16)$$

gdje je $e_{eff\parallel}$ efektivno ekranizirano naelektrisanje. Analogno je za $E_{bg\perp}(d_\perp)$.

Energija (24.16) je minimalna za $d_\parallel = d_{o\parallel}$, gdje je

$$d_{o\parallel} = \left(\frac{e^2_{eff\parallel}}{32\alpha g_\parallel^2 J_\parallel}\right)^{1/3} \quad . \qquad (24.17)$$

Bigauson je stabilan ako je udaljenost kvazičestica (24.17) manja od dimenzije bigausona (24.14). To znači da je uslov stabilnosti bigausona:

$$\left(\frac{e^2_{eff\parallel}}{32\alpha J_\parallel}\right)^2 < g_\parallel \quad , \quad \left(\frac{e^2_{eff\perp}}{32\alpha J_\perp}\right)^2 < g_\perp \quad . \qquad (24.18)$$

25. Bigausonski kondenzat

Ovde ćemo pokazati da bigausoni, kad im je koncentracija vrlo malena, proizvode kolektivno stanje sa periodično raspoređenim bigausonima koji se kreću kao cjelina bez otpora.

Funkciju jednočestičnog stanja tražimo u obliku

$$\phi_{cj\parallel}(\vec{\eta}_{i\parallel}) = \Phi_{c\parallel}(\vec{\eta}_{i\parallel})e^{i\vec{k}_{j\parallel}\cdot\vec{\eta}_{i\parallel}a} \quad ; \; i,j=1,2 \; ; \qquad (25.1)$$

gdje je

$$\vec{k}_{1\parallel} = 2\vec{k}_{\parallel} + \vec{k}_{F\parallel} \,, \qquad \vec{k}_{2\parallel} = - \vec{k}_{F\parallel} \,, \tag{25.2}$$

i analogno za $\phi_{cj\perp}(\vec{\eta}_{i\perp})$. Ovde je $\vec{k}_F$ talasni vektor Fermijeve površine.

Realne funkcije $\Phi_{c\parallel}(\vec{\eta}_{i\parallel})$ i $\Phi_{c\perp}(\vec{\eta}_{i\perp})$ treba da zadovolje uslov periodičnosti

$$\Phi_{c\parallel}(\vec{\eta}_{i\parallel} + \vec{L}_{\parallel}) = \Phi_{c\parallel}(\vec{\eta}_{i\parallel}) \,, \quad \Phi_{c\perp}(\vec{\eta}_{i\perp} + \vec{L}_{\perp}) = \Phi_{c\perp}(\vec{\eta}_{i\perp}) \,. \tag{25.3}$$

Pretpostavljamo da je gustina nosilaca naelektrisanja malena, tj.

$$g_{\parallel}L_x^2 \,, \; g_{\parallel}L_y^2 \,, \; g_{\perp}L_{\perp}^2 \gg 1 \,, \tag{25.4}$$

gdje je $L_x^2 + L_y^2 = L_{\parallel}^2$.

Koristeći relacije (24.1)-(24.5),(25.1),(25.2) i (25.4) dobijamo

$$\Phi_{c\parallel}(\vec{\eta}_{\parallel}) = A_{\parallel} \sqrt{\frac{4g_{\parallel}}{\pi}} \; e^{-\frac{2g_{\parallel}}{\pi^2}\left[L_x^2\left(\sin\frac{\pi\eta_x}{L_x}\right)^2 + L_y^2\left(\sin\frac{\pi\eta_y}{L_y}\right)^2\right]} \,, \tag{25.5}$$

$$\Phi_{c\perp}(\vec{\eta}_{\perp}) = A_{\perp} \sqrt[4]{\frac{4g_{\perp}}{\pi}} \; e^{-\frac{2g_{\perp}L_{\perp}^2}{\pi^2}\left(\sin\frac{\pi\eta_{\perp}}{L_{\perp}}\right)^2} \,, \tag{25.6}$$

$$A_{\parallel} = \frac{\sqrt{\pi}\, e^{g_{\parallel}L_{\parallel}^2/\pi^2}}{2\left[g_{\parallel}L_xL_yI_o\left(\frac{2g_{\parallel}L_x^2}{\pi^2}\right)I_o\left(\frac{2g_{\parallel}L_y^2}{\pi^2}\right)\right]^{1/2}} \,, \tag{25.7}$$

$$A_{\perp} = \frac{\pi^{1/4} e^{g_{\perp}L_{\perp}^2/\pi^2}}{\left[2\sqrt{g_{\perp}}\, L_{\perp} I_o\left(\frac{2g_{\perp}L_{\perp}^2}{\pi^2}\right)\right]^{1/2}} \,. \tag{25.8}$$

Ovde je I_o modificirana Beselova funkcija prve vrste.

Energija mirovanja bigausona je u ovom slučaju:

$$E_{c\parallel(\perp)}(0) = \frac{\hbar^2 k^2_{F\parallel(\perp)}}{m_{\parallel(\perp)}} - 2\Delta_{\parallel(\perp)} \quad , \qquad (25.9)$$

gdje je $2\Delta_{\parallel(\perp)}$ energija vezanja dviju kvazičestica u mirujućem bigausonu na apsolutnoj nuli.

Nalazimo dalje:

$$\Delta_\parallel = \frac{4J_\parallel \alpha^2}{\xi^2_\parallel}\left(Q_\parallel - 2 - \frac{\pi\xi^2_\parallel}{24\alpha^2} Q^3_\parallel\right) \quad , \qquad (25.10)$$

$$\Delta_\perp = \frac{4J_\perp \alpha^2}{\xi^2_\perp}\left(Q_\perp - 1 - \frac{4\xi_\perp}{15\alpha} Q^{5/2}_\perp\right) \quad , \qquad (25.11)$$

$$Q_\parallel = \frac{\xi_\parallel}{\alpha}\sqrt{\frac{\hbar\omega_\parallel}{8J_\parallel}} + ln\left(\frac{4A^2_\parallel \alpha^3}{\pi\xi^3_\parallel}\sqrt{\frac{8J_\parallel}{\hbar\omega_\parallel}}\right) \quad , \qquad (25.12)$$

$$Q_\perp = \frac{\xi_\perp}{4\alpha}\sqrt{\frac{\hbar\omega_\perp}{J_\perp}} + ln\left(\frac{8A^2_\perp \alpha^2}{\xi^2_\perp}\sqrt{\frac{J_\perp}{\pi\hbar\omega_\perp}}\right) \quad , \qquad (25.13)$$

gdje su

$$\xi_\parallel = \frac{\alpha}{\sqrt{g_\parallel}} \quad i \quad \xi_\perp = \frac{\alpha}{\sqrt{g_\perp}} \qquad (25.14)$$

dužine koherentnosti. Ovde pretpostavljamo $s^2_{\parallel(\perp)} \ll 1$.

Ukupna energija bigausona je

$$E_{c\parallel}(\vec{V}_\parallel) = 2m_\parallel V^2_\parallel + 2\hbar\vec{k}_F \cdot \vec{V}_\parallel + \frac{\hbar^2 k^2_{F\parallel}}{m_\parallel} +$$

$$+ 16J_\parallel g_\parallel\left[1 - \frac{1}{4}\alpha_\parallel - \frac{1}{2}ln\left(\frac{8g_\parallel A^2_\parallel}{\pi\alpha_\parallel}\right)\right] + W_\parallel \quad , \qquad (25.15)$$

$$E_{c\perp}(V_\perp) = 2m_\perp V_\perp^2 + 2\hbar k_{F\perp} V_\perp + \frac{\hbar^2 k_{F\perp}^2}{m_\perp} +$$

$$+ 8J_\perp g_\perp\left[1 - \alpha_\perp - ln\left(\frac{A_\perp^2}{\alpha_\perp}\sqrt{\frac{4g_\perp}{\pi}}\right)\right] + W_\perp . \quad (25.16)$$

Ovde je $W_{\parallel(\perp)}$ energija deformacije.

Veoma lako se vidi da je zadovoljen Landauov uslov superfluidnosti.

26. Izraz za kritičnu gustinu struje

Pretpostavimo da u vrlo kratkom vremenskom intervalu, u kojem se lokalna deformacija ne promijeni, kvazičestice pređu iz vezanog stanja u slobodno sa kvaziimpulsima $\hbar(2\vec{k}+\vec{k}_F)$ i $-\hbar\vec{k}_F$. Poređenjem ukupne energije kvazičestičnog para i deformacije nakon razdvajanja kvazičestica sa energijom bigausona (25.15), zaključujemo da je raspad bigausona zabranjen za $s^2_{\parallel(\perp)} \ll 1$.

Koristeći relacije (23.7) nalazimo neodređenost energije mirovanja dvokomponentnog gausona:

$$\delta E_\parallel(0) = \frac{1}{8}J_\parallel g_\parallel \quad , \quad \delta E_\perp(0) = \frac{1}{8}J_\perp g_\perp \quad . \quad (26.1)$$

Koristeći relacije (24.14) nalazimo neodređenost energije mirovanja bigausona:

$$\delta E_{bg\parallel}(0) = \frac{1}{4}J_\parallel g_\parallel \quad , \quad \delta E_{bg\perp}(0) = \frac{1}{4}J_\perp g_\perp \quad . \quad (26.2)$$

Relacije (23.7),(26.1) i (26.2) kažu nam da će dvokomponentni gausoni i bigausoni biti nestabilni pri $s^2_{\|(\perp)} \to 1$. Uporeďujući relacije (26.1) i (26.2) zaključujemo da su dvokomponentni gausoni stabilniji nego bigausoni. To znači da su nosioci kritične struje dvokomponentni gausoni a kritična brzina je uporediva sa brzinom zvuka.

Pretpostavimo da struja teče paralelno CuO_2 ravninama. Onda imamo kritičnu gustinu struje

$$j_c = \frac{e}{a^3} \Phi^2_{\|}(0)\Phi^2_{\perp}(0)V_{o\|} \quad . \tag{26.3}$$

Koristeći relacije (23.14),(25.14) i (26.3) , nalazimo izraz za kritičnu gustinu struje, kad su temperatura i vanjsko magnetsko polje jednaki nuli,

$$j_c = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{3/2} \frac{eV_{o\|}}{\xi^2_{\|}\xi_{\perp}(1-s^2_{\|})\sqrt{1-s^2_{\perp}}} \quad . \tag{26.4}$$

Pretpostavimo stabilnost nosilaca kritične struje $(1 - s^2_{\|(\perp)} \simeq 1)$ i uzmimo eksperimentalne vrijednosti : $2\times10^3 ms^{-1} \le V_{o\|} \le 5\times10^3 ms^{-1}$ (Gor'kov and Kopnin 1988), $2\times10^{-9} m \le \xi_{\|} \le 3\times10^{-9} m$ i $3.8\times10^{-10} m \le \xi_{\perp} \le 6\times10^{-10} m$ (Worthington et al. 1987). Onda relacija (26.4) daje

$$3\times10^6 \frac{A}{cm^2} \le j_c \le 2.7\times10^7 \frac{A}{cm^2} \quad , \tag{26.5}$$

što je u skladu sa eksperimentalnim rezultatima za monokristalni $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-y}$ (Worthington et al. 1987, Moshchalkov et al. 1990).

Relacija (26.4) može također objasniti istovremeni porast j_c i brzine zvuka $V_{o\|}$ pri povećanju pritiska i nakon termičke obrade keramike $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-y}$ (Gor'kov and Kopnin 1988, Chunlin et al. 1988, Mihailov and Burhanov 1991).

Pretpostavimo da se u svakom trenutku većina nosilaca struje kreće unutar CuO lanaca. Onda imamo

$$V_{\perp} \simeq \frac{\hbar}{m_{\parallel} L} \quad , \qquad (26.6)$$

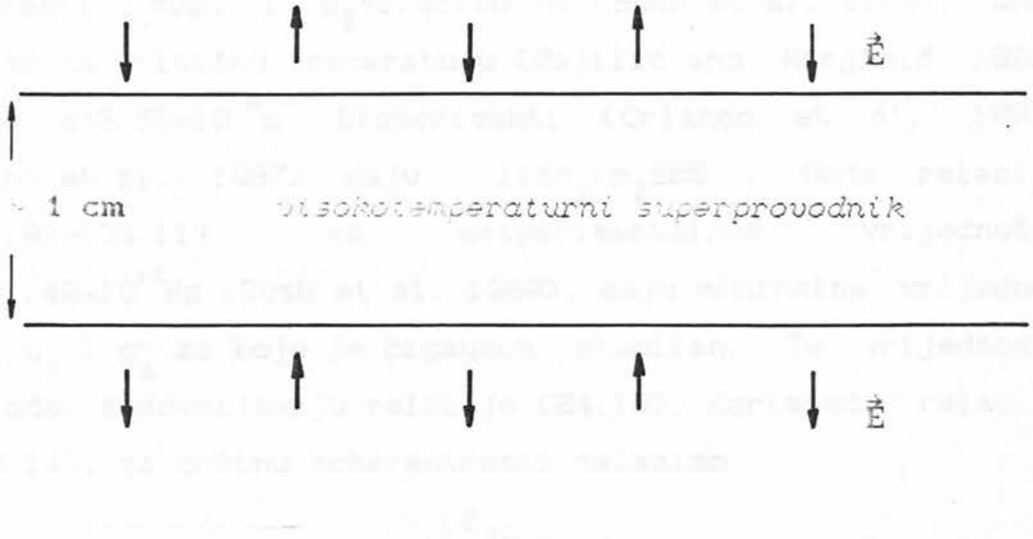
gdje je L debljina strukture, u c smjeru.

Za tanki epitaksijalni film možemo uzeti $L \simeq 10^{-7}$m pa uz $m_{\parallel} \simeq m_e$ dobijamo $(1-s_{\perp}^2) \ll 1$. Onda iz relacije (26.4) slijedi da je j_c tankog epitaksijalnog filma znatno veće od j_c monokristalnog uzorka istog jedinjenja. Moguće je $s_{\perp}^2=0.995$ i onda

$$\frac{j_{c\ film}}{j_{c\ monokristal}} = 10 \quad , \qquad (26.7)$$

što je u skladu sa eksperimentom (Zhukov et al. 1991).

Sad ćemo razmatrati mogućnost povećanja j_c pomoću vanjskog periodičnog električnog polja koje povećava komponentu brzine $V_{\perp}$ (sl. 26.1) . Posmatramo masivni uzorak visokotemperaturnog superprovodnika sa orijentiranom strukturom (Mihailov and Burhanov 1991, Tihenko et al. 1991). Prostorni period vanjskog električnog polja približno je jednak debljini uzorka (~ 1 cm).



Sl. 26.1
Visokotemperaturni superprovodnik u vanjskom periodičnom električnom polju

Ako maksimalna vrijednost električnog polja ima red veličine 10V/cm, očekujemo znatan porast $V_\perp$. Na osnovu relacije (26.4) zaključujemo da će j_c biti znatno veće nego kad je vanjsko električno polje jednako nuli. Ovaj rezultat nije eksperimentalno provjeravan.

27. Anizotropija kupratnih superprovodnika

Pomoću bigausonskog modela možemo dobiti anizotropiju dužine koherentnosti, energijskog procijepa i kritične gustine struje kupratnih superprovodnika. Ovde ćemo uporediti izračunate vrijednosti sa eksperimentalnim podacima za $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-y}$.

Pretpostavljamo $m_\parallel=m_e$ i uzimamo eksperimentalne vrijednosti T_c=93K i $\omega_\parallel=1.02\times10^{13}$Hz (Bush et al. 1989). Onda izraz za kritičnu temperaturu (Rajilić and Mirjanić 1991) daje $a=2.65\times10^{-6}$m . Eksperimenti (Orlando et al. 1987, Junod et al. 1987) daju $11\le m_\perp/m_\parallel\le65$. Onda relacije (24.8)-(24.11), sa eksperimentalnom vrijednošću $\omega_\perp=1.49\times10^{13}$Hz (Bush et al. 1989), daju minimalne vrijednosti $g_\parallel$ i $g_\perp$ za koje je bigauson stabilan. Te vrijednosti također zadovoljavaju relacije (24.18). Koristeći relacije (25.14), za dužinu koherentnosti nalazimo

$$3.3 \le \frac{\xi_{\parallel max}}{\xi_{\perp max}} \le 5.5 \qquad . \qquad (27.1)$$

Eksperimentalne vrijednosti (Walter et al. 1987, Kapitulnic et al. 1988) zadovoljavaju relaciju $3.3 \leq \xi_{\parallel}/\xi_{\perp} \leq 7.9$.

Pretpostavljamo da je energija vezanja $2\Delta_{\parallel(\perp)}$ proporcionalna superprovodnom energijskom procijepu na apsolutnoj nuli. Uzevši u obzir relacije (25.4), uzimamo $A_{\parallel(\perp)} \to 1$. Ako je $\xi_{\parallel}=2.1\times10^{-9}$m, $\xi_{\perp}=4.5\times10^{-10}$m i $m_{\perp}=38.46m_{\parallel}$, što eksperimenti dozvoljavaju, koristeći relacije (25.10)-(25.14) dobijamo

$$\frac{\Delta_{\parallel}}{\Delta_{\perp}} = 2.67 \quad . \tag{27.2}$$

To je u skladu sa eksperimentom (Collins et al. 1989).

Za kritičnu gustinu struje imamo

$$\frac{j_{c\parallel}}{j_{c\perp}} = \frac{\Phi_{\parallel}^{2}(0)V_{o\parallel}}{\Phi_{\perp}^{2}(0)V_{o\perp}} . \tag{27.3}$$

Koristeći relacije (23.14),(25.14) i

$$V_{o\parallel} = \omega_{\parallel}d_{\parallel} \quad , \quad V_{o\perp} = \omega_{\perp}d_{\perp} \quad , \tag{27.4}$$

gdje je $d_{\parallel(\perp)}$ udaljenost susjednih molekula, dobijamo

$$\frac{j_{c\parallel}}{j_{c\perp}} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \; \frac{\alpha\xi_{\perp}\omega_{\parallel}d_{\parallel}\sqrt{1-s_{\perp}^{2}}}{\xi_{\parallel}^{2}\omega_{\perp}d_{\perp}(1-s_{\parallel}^{2})} \quad . \tag{27.5}$$

Ako uzmemo eksperimentalne vrijednosti $d_{\parallel}=3.85\times10^{-10}$m i $d_{\perp}=11.7\times10^{-10}$m , koristeći relaciju (27.5) nalazimo

$$20 \leq \frac{j_{c\parallel}}{j_{c\perp}} \quad . \tag{27.6}$$

Eksperimentalna vrijednost (Worthington 1987) na temperaturi 4.5K je $j_{c\parallel}/j_{c\perp}=20$.

28. Izraz za kritičnu temperaturu

Ovde posmatramo kupratni superprovodnik na temperaturi višoj od nule (Rajilić and Mirjanić 1991, Rajilić et al. 1992 b). Uzet ćemo u obzir rast kvantne fluktuacije položaja molekule i opadanje parametra nelinearnosti pri porastu temperature (Davydov 1980, Davydov 1984). Pretpostavljamo da je vjerovatnoća nalaska kvazičestice zanemariva ako izazvana deformacija molekulskog lanca nije veća od fluktuacije položaja molekule.

Kad se temperatura približava kritičnoj, period $L_{\parallel(\perp)}$ postaje beskonačan što znači da $A_{\parallel(\perp)}$ postaje jednako jedinici, a to slijedi iz relacija (25.7) i (25.8). Približavanje temperature kritičnoj uzrokuje također iščezavanje energije vezanja kvazičestica.

Relacije (25.10) i (25.11) daju

$$Q_{\parallel}(T_c) - 2 - \frac{\pi}{24g_{\parallel}(T_c)}\left(Q_{\parallel}(T_c)\right)^3 = 0 \quad , \qquad (28.1)$$

$$Q_{\perp(0)}(T_c) - 1 - \frac{4}{15\sqrt{g_{\perp(0)}(T_c)}}\left(Q_{\perp(0)}(T_c)\right)^{5/2} = 0 \quad , \qquad (28.2)$$

gdje je

$$Q_{\parallel}(T_c) = \ln\left(\frac{4g_{\parallel}(T_c)e^{\alpha_{\parallel}(T_c)}}{\pi\alpha_{\parallel}(T_c)}\right) \quad , \qquad (28.3)$$

$$Q_{\perp(0)}(T_c) = \ln\left(\frac{e^{\alpha_{\perp(0)}(T_c)}}{\alpha_{\perp(0)}(T_c)}\sqrt{\frac{4g_{\perp(0)}(T_c)}{\pi}}\right) \quad . \qquad (28.4)$$

Ovde se indeks "0" odnosi na jedan pravac paralelan CuO_2 ravninama.

Pri $T=T_c$ raspada se i dvokomponentni gauson. Maksimalna gustina vjerovatnoće za dvokomponentni gauson mora onda biti jednaka $\alpha_{\parallel}(T_c)$ ili $\alpha_{\perp(0)}(T_c)$. To znači da imamo

$$g_{\parallel}(T_c) = \frac{\pi}{2}\,\alpha_{\parallel}(T_c) \quad , \quad g_{\perp(o)}(T_c) = \frac{\pi}{2}\,\alpha^2_{\perp(o)}(T_c) \ . \qquad (28.5)$$

Iz relacija (28.1)-(28.5) slijedi

$$\alpha_{\parallel}(T_c) + ln2 - 2 - \frac{1}{12\alpha_{\parallel}(T_c)}\left(\alpha_{\parallel}(T_c) + ln2\right)^3 = 0 \ , \qquad (28.7)$$

$$\alpha_{\perp(o)}(T_c) + \frac{ln2}{2} - 1 - \sqrt{\frac{2}{\pi}}\,\frac{4}{15\alpha_{\perp(o)}(T_c)}\left(\alpha_{\perp(o)}(T_c) + \frac{ln2}{2}\right)^{5/2} = $$
$$= 0 \ , \qquad (28.8)$$

Rješavanjem jednačina (28.7) i (28.8) dobijamo

$$\alpha_{\parallel}(T_c) = 2.252343 \ \text{ ili } \ 7.68745 \ , \qquad (28.9)$$

$$\alpha_{\perp(o)}(T_c) = 1.167488 \ \text{ ili } \ 18.78099 \ . \qquad (28.10)$$

Fluktuaciju položaja molekule opisujemo relacijama

$$\langle x^2\rangle = \langle y^2\rangle = \frac{\hbar}{M\omega_{\parallel}}\left[\frac{1}{2} + \frac{1}{e^{\hbar\omega_{\parallel}/kT} - 1}\right] \ , \qquad (28.11)$$

$$\langle z^2\rangle = \frac{\hbar}{M\omega_{\perp}}\left[\frac{1}{2} + \frac{1}{e^{\hbar\omega_{\perp}/kT} - 1}\right] \ , \qquad (28.12)$$

dok lokalnu deformaciju molekulskog lanca pomoću:

$$\vec{\rho}_{\parallel}(\vec{r}_{\parallel},t) = \frac{\vec{\sigma}_{\parallel}}{\varkappa_{\parallel}(1-s^2_{\parallel})}\left[F_{\parallel}(|\phi_{1\parallel}|^2) + F_{\parallel}(|\phi_{2\parallel}|^2)\right] \ , \ s^2_{\parallel} = \frac{V^2_{\parallel}}{V^2_{o\parallel}} \ll 1 , \qquad (28.13)$$

i analogno za $\vec{\rho}_{\perp}(\vec{r}_{\perp},t)$. $F_{\parallel(\perp)}(|\phi_{j\parallel(\perp)}|^2)$ definirano je relacijom (23.6) .

Kad $|\phi_{j\parallel(\perp)}|^2$ postaje jednako $\alpha_{\parallel(\perp)}$, tad $\rho^2_{\parallel}(\vec{r}_{\parallel},t)$ postaje jednako $2\langle x^2\rangle$ dok $\rho^2_{\perp}(\vec{r}_{\perp},t)$ postaje jednako $\langle z^2\rangle$. Onda iz relacija (28.1)-(28.13) slijedi

$$T_c = \frac{\hbar\omega}{2k} \frac{1}{Ar\ th w} , \qquad (28.14)$$

gdje je

$$\left.\begin{array}{ll} \omega = \omega_\perp \ \text{ i } \ w = w_\perp = \dfrac{m_\perp a^2 \omega_\perp}{4\pi\hbar a_\perp^4}, & \text{za smjer okomit na } CuO_2 \text{ ravnine} \\ \omega = \omega_\parallel \ \text{ i } \ w = w_\parallel = \dfrac{m_\parallel a^2 \omega_\parallel}{2\pi\hbar a_\parallel^3}, & \text{za ravninu paralelnu } CuO_2 \text{ ravninama} \\ \omega = \omega_\parallel \ \text{ i } \ w = w_o = \dfrac{m_\parallel a^2 \omega_\parallel}{4\pi\hbar a_o^4}, & \text{za smjer paralelan } CuO_2 \text{ ravninama.} \end{array}\right] \qquad (28.15)$$

Vidimo da je

$$w < 1 \qquad (28.16)$$

uslov za superprovodnost.

Ako za smjer paralelan CuO_2 ravninama uzmemo da je kritična temperatura 100K i pretpostavimo $\omega_\parallel = 10^{13}$Hz , relacija (28.14) daje w_o=0.36 . Onda moramo uzeti veću od vrijednosti a_o , jer je $m_\parallel \simeq m_e$ a karakteristične vrijednosti a zadovoljavaju relaciju

$$10^{-6}\text{m} \le a \le 10^{-5}\text{m} \quad . \qquad (28.17)$$

Onda imamo $w_\parallel \gg w_o$ i $w_\perp \gg w_o$, uz pretpostavku $m_\perp \gg m_\parallel$. Slijedi

$$w_o < 1 \ , \ w_\perp > 1 \ , \ w_\parallel > 1 \ . \qquad (28.18)$$

To znači: (i) ako je anizotropija efektivne mase nosilaca struje vrlo velika, svi superprovodni lanci su paralelni CuO_2 ravninama, (ii) moguće je da ravnina paralelna CuO_2 ravninama sadrži samo nesuperprovodne lance i (iii) ravnina koja sadrži superprovodne lance mora sadržavati i nesuperprovodne.

Ovi rezultati u skladu su sa eksperimentalnim podacima o kupratnim superprovodnicima. Uočeno je da su CuO_2 slojevi i CuO lanci izuzetno značajni za visokotemperaturnu superprovodnost (Gor'kov and Kopnin 1988, Bukhan'ko et al. 1991). Poznato je da slojevi sa atomima rijetkih zemalja nisu relevantni za superprovodnost i da postoje nesuperprovodna jedinjenja koja sadrže CuO lance.

Pogledajmo kvazijednodimenzioni molekulski lanac sa fononskom frekvencijom $\omega_{\|}=\sqrt{\varkappa_{\|}/M}$ čije karakteristične vrijednosti zadovoljavaju relaciju (Bush et al. 1989)

$$0.46\times10^{13}\text{Hz} \le \omega_{\|} \le 1.51\times10^{13}\text{Hz} \quad . \tag{28.19}$$

Kad odaberemo α i $\omega_{\|}$ koji zadovoljavaju relacije (28.17),(28.19) i istovremeno $w_0<1$, sa većom vrijednošću α_0 iz (28.10), relacija (28.14) daje

$$5\text{K} < T_c < 700\text{K} \quad . \tag{28.20}$$

Naprimjer, sa $\alpha=2.5\times10^{-6}$m i $\omega_{\|}=1.5\times10^{13}$Hz , dobijamo $T_c=100$K . Manja vrijednost α_0 iz (28.10) ne zadovoljava uslov superprovodnosti (28.16).

U ovom modelu imamo inverzni izotopski efekt. Izotopski pomak T_c pri zamjeni ^{16}O sa ^{18}O u $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_8$ ($T_c=75$K) , izračunat pomoću (28.14) sa $\alpha=3\times10^{-6}$m i $\omega_{\|}=0.53\times10^{13}$Hz , je 0.028K. To je unutar granica utvrđenih eksperimentom (Katayama-Yoshida et al. 1988).

Bigausonski model može također objasniti uticaj pritiska na temperaturu superprovodnog prelaza. Pretpostavljamo da pritisak p uzrokuje elastičnu deformaciju elementarne ćelije sa dimenzijama (b,b,3b). Koristeći relaciju (28.14) (sa $\alpha=2.5\times10^{-6}$m , $\omega_{\|}=1.5\times10^{13}$Hz , $b=4\times10^{-10}$m, $M=8.3\times10^{-25}$kg) nalazimo

$$\frac{dT_c}{dp} = 1.7\times10^{-9}\ \frac{\text{K}}{\text{Pa}} \quad . \tag{28.21}$$

Red veličine tog rezultata u skladu je sa eksperimentom (Schirber et al. 1989).

Bigausonski model dozvoljava da među jednakim molekulskim lancima, na istoj temperaturi, ima superprovodnih lanaca (sa većom vrijednošću $\alpha_o(T_c)$) i nesuperprovodnih lanaca (sa manjom vrijednošću $\alpha_o(T_c)$). To može objasniti slijedeća dva eksperimenta.

U prvom eksperimentu (Wäppling et al. 1987) pokazano je za $La_{1.85}Sr_{0.15}CuO_{4-y}$ da u samo malom dijelu uzorka postoji balk Majsnerov efekt.

U drugom eksperimentu (Djurek et al. 1987) viđen je nagli pad otpora u $Y_{1.2}Ba_{0.8}CuO_{4-y}$ na 281K . To možemo shvatiti kao superprovodnost pojedinih molekulskih lanaca.

Neodređenost energije mirovanja bigausona (26.2) daje nam, za temperaturu malo nižu od kritične, neodređenost energije vezanja kvazičestica. Na kritičnoj temperaturi energija vezanja je u granicama neodređenosti, tako da u kvazijednodimenzionom slučaju imamo

$$0 \leq \Delta_o(T_c) \leq \frac{1}{4} J_{\parallel} g_{\parallel}(T_c) \quad . \qquad (28.22)$$

Izraz za Δ_o ima formu izraza za $\Delta_\perp$ s tim da, umjesto $\xi_\perp, \omega_\perp, J_\perp, g_\perp$ i $L_\perp$, imamo $\xi_\parallel$, $\omega_\parallel, J_\parallel, g_\parallel$ i $L_\parallel$.

Pomoću relacija (25.11),(28.3),(28.5) i (28.22) dobijamo:

$$\alpha_1 \leq \alpha_o(T_c) \leq \alpha_2 \qquad , \qquad (28.23)$$

(Rajilić and Mirjanić 1992 c) pri čemu vrijedi

$$\alpha_j - 1 + \frac{ln2}{2} - \frac{4\sqrt{2}}{15\sqrt{\pi}\alpha_j} \left[\alpha_j + \frac{ln2}{2} \right]^{5/2} = \begin{cases} 1/16 \ , & j=1 \\ 0 \ , & j=2 \end{cases} \ .$$

(28.24)

Jednačina (28.24) daje dvije vrijednosti α_1 i dvije vrijednosti α_2 . Manju vrijednost α_j odbacujemo jer ne zadovoljava uslov superprovodnosti (28.16). Slijedi

$$\alpha_1 = 18.62528 \quad , \quad \alpha_2 = 18.78099 \quad . \qquad (28.25)$$

Pomoću (28.14),(28.15) i (28.25) možemo dobiti T_{cj} (j=1,2) i širinu superprovodnog prelaza

$$\delta T_c = T_{c2} - T_{c1} \quad . \tag{28.26}$$

Pri računanju koristimo karakteristične vrijednosti α i $\omega_\parallel$ koje zadovoljavaju relacije (28.17) i (28.19). Za $m_\parallel$ uzimamo masu elektrona. Imamo slaganje teorije i eksperimenta u redu veličine δT_c. Naprimjer, za α=4×10^{-6}m i $\omega_\parallel$=0.86×10^{13}Hz dobijamo $T_c \simeq 32K$ i $\delta T_c \simeq 2K$. Eksperiment (Kwok et al. 1987) sa $La_{1.85}Sr_{0.15}CuO_4$ daje srednju tačku prelaza 33.4K i 10-90% širinu prelaza 3.17K .

Bigausonski model dakle objašnjava veliku razliku u δT_c između konvencionalnih i visokotemperaturnih superprovodnika.

Zastupljenost fononskih frekvencija u superprovodniku opisat ćemo gustinom raspodjele vjerovatnoće $p(\omega)$.

Pretpostavljamo da za stabilan superprovodnik određene kritične temperature pri $\omega \le \omega_0$ (određena granična frekvencija) i temperaturi malo nižoj od kritične, $p(\omega)$ maksimalno brzo raste sa $1/\delta E_{bg\parallel}(0)$. Onda imamo

$$p(\omega) \sim 1/\delta E_{bg\parallel}(0) \quad , \quad 0 \le \omega \le \omega_0 \quad . \tag{28.27}$$

Pretpostavljamo također

$$p(\omega_0) = e^{-1} p(0) \quad ; \quad p(\omega) \to 0 \text{ za } \omega > \omega_0 \quad . \tag{28.28}$$

Koristeći (26.1),(28.5),(28.14),(28.15) (kvazijednodimenzioni slučaj), te (28.27) i (28.28) dobijamo

$$\overline{\omega} = 2.3 \, \frac{kT_c}{\hbar} \quad . \tag{28.29}$$

Ovaj rezultat, po redu veličine, u skladu je sa eksperimentalnim podacima za kupratne superprovodnike (Bush et al. 1989).

Pošto smo relaciju (28.29) dobili na osnovu pretpostavke o stabilnosti superprovodnosti, znatnije odstupanje od te relacije mora, prema našem modelu, imati za posljedicu nestabilnost. To je u skladu sa eksperimentima

(Jostarndt et al. 1989) u kojima je utvrđena nestabilna superprovodnost YBaCuO, površinskog ili vrpčastog karaktera, sa kritičnom temperaturom iznad 200K .

Sudeći po relaciji (28.29) , možemo očekivati da će izuzetno visoka srednja fononska frekvencija biti praćena izuzetno visokom kritičnom temperaturom.

29. Multiplicitet energijskog procijepa

Posmatramo kvazijednodimenzioni molekulski lanac paralelan CuO_2 ravninama koji prolazi kroz N_0 zrna keramike i sadrži N kvazičestičnih parova, na temperaturi nula (Rajilić and Mirjanić 1992 b).

Bigausonski kondenzat opisan je talasnom funkcijom

$$\psi_c(x_1,x_2,t) = \sqrt{2}\,\Phi_c(\eta_1)\Phi_c(\eta_2)\left|\cos\left(a(k+k_F)(\eta_1-\eta_2)\right)\right|\times$$

$$\times e^{ik(x_1+x_2) - \frac{i\mathcal{E}_p t}{\hbar}} \qquad (29.1)$$

Ovde je $\eta_j=(x_j-Vt)/a$, dok $\Phi_c(\eta_j)$ ima formu kao $\Phi_{c\perp}$ dano relacijom (25.6), uz izmjene veličina koje odgovaraju smjeru okomitom na CuO_2 ravnine veličinama koje odgovaraju smjeru paralelnom CuO_2 ravninama.

Ako pretpostavimo

$$k \ll k_F = \frac{\pi N}{a N_0} \quad , \qquad (29.2)$$

dobijamo za period

$$L = \nu\,\frac{N_0}{N} \quad ; \quad \nu = 1,2,3,\ldots \qquad (29.3)$$

Pretpostavimo da je η_o, za kojeg vrijedi $\phi^2(\eta_o)=\alpha_o$, proporcionalan sa L i da je $g_\parallel$ proporcionalno sa N^2/N_o^2, što znači da je dimenzija bigausona proporcionalna minimalnoj udaljenosti susjednih bigausona. Onda je

$$K = \frac{4g_\parallel N_o^2}{\pi^2 N^2} \left(\sin\frac{\pi\eta_o}{L} \right)^2 \qquad (29.4)$$

konstanta.

Veličinu D definiramo ovako

$$D = \frac{\Delta_o}{4J_\parallel g_\parallel} , \qquad (29.5)$$

gdje je energija vezanja Δ_o dana relacijom

$$\Delta_o = 4J_\parallel g_\parallel \left[K\nu^2 - 1 - \frac{4}{15\sqrt{g_\parallel}} (K\nu^2)^{5/2} \right] . \qquad (29.6)$$

Ovaj izraz dobijen je uz pretpostavku $\alpha_o \ll 1$. Ta pretpostavka ne mora biti u skladu sa relacijom oblika (23.16). Ako α_o koji zadovoljava takvu relaciju zamijenimo manjim, time pomičemo granicu primjene logaritamske nelinearnosti u područje u kojem kvazičestica nema fizikalni efekt. Time ne odstupamo u fizikalnom smislu od osnovnih pretpostavki bigausonskog modela.

Zavisnost D o ν i $g_\parallel$, za K=10 , prikazana je slikom 29.1 .

Imamo multiplicitet energije vezanja kvazičestica. Broj različitih pozitivnih vrijednosti Δ_o zavisi od $g_\parallel$.

Pretpostavljamo da je energija vezanja proporcionalna superprovodnom energijskom procijepu na apsolutnoj nuli.

Za $g_\parallel = 1.48\times10^4$ dobijamo dva energijska procijepa koji su u odnosu 2:1 (sl. 29.1) . To je u skladu sa eksperimentalnim podacima (Yanson et al. 1989) za $La_{1.8}Sr_{0.2}CuO_4$.

Za $g_\parallel = 7.3\times10^4$ dobijamo tri energijska procijepa u odnosu 30:15:10 . To može opisati rezultate eksperimenta

(Naito et al. 1987) sa tankim filmovima superprovodnika La-Sr-Cu-O .

Za $g_{\|} = 1.4\times10^{8}$ dobijamo šest energijskih procijepa u odnosu 180:173:164:134:126:100 . Ako pretpostavimo da energijski procijepi za ν=1,2,3,4 i 11 nisu izmjereni jer su relativno maleni, naš rezultat može opisati eksperiment (Akimenko et al. 1989) sa $SmBa_2Cu_3O_{7-y}$.

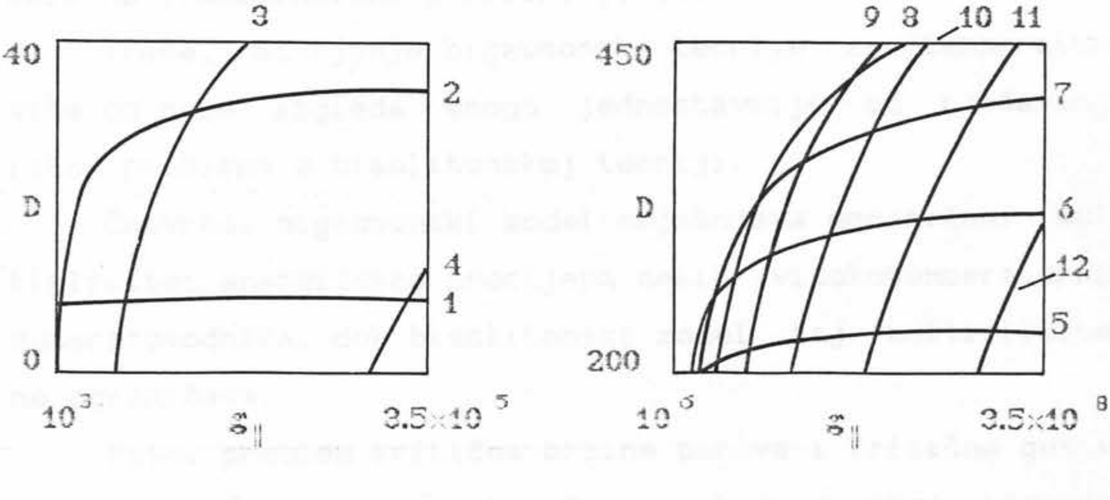
Davidovljev model (Davydov 1990) ne objašnjava zašto je energijski procijep realiziran za samo nekoliko vrijednosti ν . U tom modelu mora se pretpostaviti $6\le\nu\le11$ za $SmBa_2Cu_3O_{7-y}$.

Za konstantan $g_{\|}$ imamo nemonotonu zavisnost D o ν (sl. 29.1). Ako je D proporcionalno sa T_c, imamo eksperimentalno viđenu nemonotonu zavisnost T_c o koncentraciji nosilaca naelektrisanja (Khurana 1987).

Koristeći relacije (25.14) i (28.17) i pretpostavljajući $8\times10^{3}\le g_{\|}\le2\times10^{8}$ (sl. 29.1) , dobijamo za dužinu koherentnosti

$$10^{-10}\mathrm{m} \le \xi_{\|} \le 10^{-7}\mathrm{m} . \qquad (29.7)$$

To je u skladu sa eksperimentalnim podacima (Kapitulnik 1988) .



Sl. 29.1
Zavisnost D o $g_{\|}$, za K=10 i ν=1,2,...,12

30. Odnos bisolitonskog i bigausonskog modela

Dvokomponentni gausoni, bigausoni i bigausonski kondenzat imaju u bigausonskom modelu onu ulogu koju dvokomponentni solitoni, bisolitoni i bisolitonski kondenzat imaju u Davidovljevom modelu.

Pretpostavka o logaritamskoj nelinearnosti u području u kojem vjerovatnoća nalaska kvazičestice nije zanemariva donosi bigausonskom modelu nekoliko prednosti obzirom na bisolitonski.

Prvo, u bigausonskom modelu imamo talasne funkcije koje je moguće interpretirati na uobičajeni Bornov statistički način.

Drugo, poopštenje jednodimenzionog bigausonskog modela na trodimenzioni prilično je jednostavno.

Treće, razvijanje bigausonske teorije za temperature više od nule izgleda mnogo jednostavnije od rješavanja istog problema u bisolitonskoj teoriji.

Četvrto, bigausonski model objašnjava ograničeni multiplicitet energijskog procijepa nekih visokotemperaturnih superprovodnika, dok bisolitonski model taj multiplicitet ne ograničava.

Peto, problem kritične brzine parova i kritične gustine struje adekvatnije je riješen u bigausonskoj teoriji. Čini se da je kritična brzina bisolitona potpuno pogrešno procijenjena jer je relacija (5.4) iz rada (Davydov and

Ermakov 1988) netačna. Iz relacija (4.14) i (5.3) tog rada (Davydov and Ermakov 1988) slijedi $V > \hbar k_F/m$, što znači da nema kritične brzine znatno manje od brzine zvuka. Ova greška prenesena je u naredne radove (Davydov 1990, Davydov 1991).

31. Mogući prigovori bigausonskom modelu

Izotopski efekt dobijen pomoću izraza za kritičnu temperaturu (28.14) je malen, što je u skladu sa eksperimentima, ali predznak izotopskog pomaka T_c kojeg daje relacija (28.4) nije u skladu sa većinom eksperimenata.

Opadanje T_c iz (28.14) pri porastu dimenzije zrna α također nije u skladu sa eksperimentima. Razumljivo je da T_c raste sa α jer površina zrna proporcionalna je sa α^2 dok je broj zrna u uzorku fiksnog volumena proprcionalan sa $1/\alpha^3$. Porastom dimenzije zrna opada ukupna površina svih zrna u uzorku što pogoduje superprovodnosti. U bigausonskom modelu nije uzeta u obzir granica između zrna koja otežava uspostavljanje superprovodnog stanja.

Nemonotonu promjenu T_c porastom pritiska bigausonski model ne objašnjava.

Pretpostavka o graničnoj fononskoj frekvenciji, definiranoj relacijom (28.28), nije obrazložena.

Pretpostavke koje vode na konstantnost izraza (29.4) nisu obrazložene.

Ovi problemi su zasad neriješeni, ali ne izgledaju nerješivi.

ZAKLJUČAK

Visokotemperaturni superprovodnici pobuđuju veliki interes jer je sa stajališta tehnološke primjene vrlo bitno da se kritična temperatura što više približi sobnoj temperaturi. Jeftino hlađenje tečnim azotom pogoduje širokoj upotrebi ovih superprovodnika.

Niska kritična gustina struje i mehanička svojstva keramičkih superprovodnika otežavaju njihovu široku primjenu.

Mikroskopska teorija visokotemperaturne superprovodnosti još nije izgrađena. Predloženi su mnogi modeli, nefononski i fononski, o čijoj adekvatnosti ne postoji opšta saglasnost. Eksperimentalni podaci o ulozi fonona i teoretski rezultati o nezaobilaznosti fonona, čak i onda kad se pretpostavi nefononski mehanizam elektron-elektronske interakcije, daju prednost fononskim modelima.

Jedan od fononskih modela visokotemperaturne superprovodnosti je i ovde predloženi bigausonski model, analogan Davidovljevom bisolitonskom modelu.

Bigausonski model objašnjava slijedeća svojstva visokotemperaturnih superprovodnika:

(1) vrlo visoka kritična temperatura u poređenju sa onom u BCS teoriji,

(2) nemonotona zavisnost kritične temperature o koncentraciji nosilaca naelektrisanja,

(3) proporcionalnost srednje fononske frekvencije i kritične temperature,

(4) uticaj pritiska na kritičnu temperaturu,

(5) vrlo malen izotopski efekt,

(6) vrlo velika širina superprovodnog prelaza u poređenju sa onom kod konvencionalnih superprovodnika,

(7) vrlo malen korelacioni radijus sparenih kvazičestica u

poređenju sa onim u BCS teoriji,

(8) kritična gustina struje monokristala, kad su temperatura i vanjsko magnetsko polje jednaki nuli, ima red veličine $10^6 A/cm^2$,

(9) istovremeni porast kritične gustine struje i brzine zvuka pri povećanju pritiska i nakon termičke obrade keramike,

(10) veliki omjer kritične gustine struje tankog epitaksijalnog filma i kritične gustine struje monokristala istog jedinjenja,

(11) multiplicitet energijskog procijepa,

(12) izuzetni značaj CuO_2 slojeva i CuO lanaca,

(13) anizotropija dužine koherentnosti, energijskog procijepa i kritične gustine struje,

(14) superprovodnost samo dijela uzorka i

(15) nestabilnost superprovodnosti u slučaju kad je kritična temperatura iznad 200K.

Prema bigausonskom modelu, za povišenje kritične temperature potrebno je povišenje srednje fononske frekvencije. Predviđena je također mogućnost povećanja kritične gustine struje postavljanjem masivnog uzorka sa orijentiranom strukturom u periodično električno polje.

LITERATURA

Agranovich V M, Denisov V N, Kravtsov V E, Mavrin B N and Podobedov V B 1988 Phys.Lett.A **134** 186

Akimenko A J, Ponomarenko N M, Gudimenko V A, Yanson I K, Samuely P and Kuš P 1989 Fiz.Nizk.Temp. **15** 1242

Aleksandrov A S and Samarchenko D A 1991 Zh.Teor.Eksper. Fiz. **99** 574

Alekseevskii N E, Mitin A V, Khlybov E P, Kuzmicheva G M, Nizhankovskii V J, Warchulska J and Gilewski A 1990 Zh.Eksper.Teor.Fiz. **97** 263

Alfeyev V N and Neustroyev L N 1990 Fiz.Tverd.Tela **32** 616

Asadov A K and Doroshenko N A 1991 Fiz.Tverd.Tela **33** 3216

Anderson P W 1987 Science **235** 1196

Babushkina N A, Arnol'd I Yu, Voinova S E, Kobrin I K, Dobrotvorskaya M V, Kasatkina N A, Poltoratskii Yu B and Sobolev V A 1991 Fiz.Nizk.Temp. **17** 1352

Baikov Yu M, Filatov S K, Semin V V, Gorskaya M G and Shohor S L 1990 Pis'ma v Zh.Eksper.Teor.Fiz. **16** 76

Banduryan B B, Dmitrenko I M, Efremenko V G, Lavreshin V Yu, Shustakova G V, Gaponov S V, Klimov A Yu and Pavel'ev D G 1991 Fiz.Nizk.Temp. **17** 1464

Barbee III T W, Cohen M L and Penn D R 1991 Phys.Lett.A **161** 85

Bardeen J, Cooper L and Schrieffer J 1957 Phys.Rev. **108** 1175

Baszyński J, Maćkowiak M and Zdanowska-Fraczek 1987 Phys.Lett.A **126** 130

Batlog B, Ramirez A P, Cava R J, Van Dover R B and Rietman E A 1987 Phys.Rev.B **35** 5340

Bednorz J G and Müller K A 1986 Z.Phys.B **64** 189

Belinicher V I 1990 Zh.Eksper.Teor.Fiz. **98** 931

Belyaeva A I, Yur'ev V P, Foshan A L, Golovenchits E I, Morozov N V, Shul'pina I L and Shcheglov M P 1991 Fiz.Tverd.Tela **33** 2896

Berman I V, Brandt N B, Kurkin Yu P, Naumova E A, Romashkina I L, Sidorov V I, Akimov A I, Gapal'skaya V I and Strubuk 1989 Pis'ma v Zh.Eksper.Teor.Fiz. **49** 668

Berman I V and Brandt N B 1990 Fiz.Nizk.Temp. **16** 1227

Białynicki-Birula I and Mycielski J 1976 Ann.Phys. **100** 62

Bishop A R, Martin R L, Müller K A and Tešanović Z 1989 Z.Phys.B **76** 17

Bourne L C, Cohen M L, Creager W N, Crommie M F, Stacy A M and Zettl A 1987 Phys.Lett.A **120** 494

Bourne L C, Hoen S, Crommie M F, Creager W N, Zettl A, Cohen M L, Bernadex L, Kinney J and Morris D E 1988 Sol.St.Comm. **67** 707

Brito R, Cuesta J A and Rañada A F 1988 Phys.Lett.A **128** 360

Brizhik L S and Davydov A S 1987 Phys.Stat.Sol.(b) **143** 689

Brizhik L S and Eremko A A 1991 Phys.Stat.Sol.(b) **164** 525

Bud'ko S L, Gapotchenko A G, Itskevich E S and Luppov A E 1989 Phys.Lett.A **140** 197

Bukhan'ko F N et al. 1991 Fiz.Tverd.Tela **33** 1754

Bulaevskii L N and Zyskin M V 1990 Phys.Rev.B **42** 10230

Bush A A, Dubenko I S, Limonov M F, Markov Yu F, Panfilov A G, Razbirin B S and Sokolova O B 1989 Fiz.Tverd. Tela **31** 300

Bussmann-Holder A, Bishop A R and Batistić I 1991 Phys.Rev.B **43** 13728

Bussmann-Holder A and Bishop A R 1992 Ferroelectrics **128** 99

Bussmann-Holder A et al. 1992 Ferroelectrics **128** 105

Bussmann A, Bilz H, Roenspiess R and Schwarz K 1980 Ferroelectrics **25** 343

Camps R A, Evetts J E, Glowacki B A, Newcomb S B, Somekh R E and Stobbs W M 1987 Nature **329** 229

Capponi J J, Chaillout C, Hewat A W, Lejay P, Marezio M, Nguyen N, Raveau B, Soubeyroux J L, Thoulence J L and Tournier R 1987 Europhys.Lett. **3** 1301

Cava R J, Santoro A, Johnson Jr. D W and Rhodes W W 1987 Phys.Rev.B **35** 6716

Chaudhari P, Collins R T, Freitas P, Cambino R J, Kirtley J R, Koch R H, Laibowitz R B, Le Goues F K, McGuire T R, Penney T, Schlesinger Z, Segmüller A P, Foner S and McNiff E J 1987 Phys.Rev.B **35** 8329

Cheong S W,Brown S E, Cooper R J, Fisk Z, Kwok R S, Petersen D E, Thompson J D, Wells G L, Zirngiebl E, Gruner G 1987 Preprint Los Alamos Nat. Lab.

Chunlin J, Kuihan W, Zhanguo F, Sulan L, Chuanmeng C, Guofan Z, Guiyi Z, Cuenfu Q and Shilan W 1988 Sol.St. Comm. **65** 863

Collins R T, Schlesinger Z, Holtzberg F and Feild C 1989 Phys.Rev.Lett. **63** 422

Davydov A S 1980 Zh.Eksper.Teor.Fiz. **33** 1754

Davydov A S 1984 Solitony v molekulyarnykh sistemakh (Kiev: Naukova dumka)

Davydov A S 1988 Phys.Stat.Sol.(b) **146** 619

Davydov A S and Ermakov V N 1988 Phys.Stat.Sol.(b) **148** 305

Davydov A S 1990 Phys.Rep. **190** 191

Davydov A S and Kruchinin S P 1991 Fiz.Nizk.Temp. **17** 1205

Davydov A S 1991 Solitons in Molecular Systems (Dordrecht: Kluwer Academic Publishers)

Djurek D et al. 1987 Phys.Lett.A **123** 481

Dmitriev V M, Panfilov A S, Svechkarev I V, Deineka T G, Korshikova T J and Ramakaeva R F 1989 Fiz.Nizk.Temp. **15** 998

Dmitriev V M, Prikhod'ko O R, Khristenko E V, Bandarenko A V and Obolenskii M A 1990 Fiz.Nizk.Temp. **16** 1483

Dobrosavljević-Grujić Lj 1988 SFIN **2** 1

Van Dover R B, Cava R J, Batlogg B and Rietman E A 1987 Phys.Rev.B **35** 5337

Drobinin A V, Lutovinov V S and Starostenko I V 1991 Fiz.Nizk.Temp. **17** 1473

Durán C, Esquinazi P, Luzuriaga J and Brandt E H 1987 Phys.Lett.A **123** 485

Durchok S, Limonov M F, Markov Yu F, Nevřiva M, Pollert E and Triska A 1989 Fiz.Tverd.Tela **31** 282

Dzyaloshinskii I E 1991 Phys.Lett.A **155** 62

Đajić R P, Šetrajčić J P, Mirjanić D Lj and Tošić B S 1987 Int.J.Mod.Phys.B **1** 353

Ekino T 1992 Fiz.Nizk.Temp. **18** 574

Elesin V F, Kashurnikov V A, Openov L A and Podlivaev A I 1991 Zh.Eksper.Teor.Fiz. **99** 237

Emery V J 1987 Phys.Rev.Lett. **58** 2794

Ermakov V N, Kruchinin S P and Ponezha E A 1991 Fiz.Nizk.Temp. **17** 811

Filippov A T 1986 Mnogolikii soliton (Moscow: Nauka)

Fink J, Nücker N, Romberg H and Fuggle J C 1989 IBM J.Res.Dev.

Fleming R M, Batlogg B, Cava R J and Rietman E A 1987 Phys.Rev.B **35** 7191

Friedberg R and Lee T D 1989 Phys.Lett.A **138** 423

Friedberg R, Lee T D and Ren H C 1991 a Phys.Lett.A **152** 417

Friedberg R,Lee T D and Ren H C 1991 b Phys.Lett.A **152** 423

Gaididei Yu B and Loktev V M 1988 Phys.Stat.Sol.(b) **147** 307

Gasparov L V, Kulakovskii V D, Misochko O V, Timofeev V B, Kolesnikov N N and Kulakov M P 1989 Pis'ma v Zh. Eksper.Teor.Fiz. **49** 58

Gershenzon E M, Gershenzon M E, Gol'tsman G N, Karasik B S, Semenov A D and Sergeev A V 1987 Pis'ma v Zh.Eksper. Teor.Fiz. **46** 226

Ginzburg V L 1964 Zh.Eksper.Teor.Fiz. **47** 2318

Ginzburg V L and Kirzhnits D A 1987 Usp.Fiz.Nauk **152** 575

Gnezdilov V P, Eremenko V V, Kurnosov V S, Peschansky A V and Fomin V J 1989 Fiz.Nizk.Temp. **15** 823

Gogolin A O and Ioselevich A S 1991 Pis'ma v Zh.Eksper. Teor.Fiz. **53** 358

Goncharov A F, Denisov V N, Zibrov I P, Mavrin B N, Podobedov V B, Shapiro A Ya and Stishov S M 1988 Pis'ma v Zh.Eksper.Teor.Fiz. **48** 453

Goncharuk I N, Limonov M F, Markov Yu F, Novikov A A, Syrnikov P P and Turaev A Sh 1991 Fiz.Tverd.Tela **33** 1282

Gor'kov L P and Kopnin N B 1988 Usp.Fiz.Nauk **156** 117

Gough C E, Colclough M S, Forgan E M, Jordan R G, Keene M, Muirhead C M, Rae A J, Thomas N, Abell J S and Sutton S 1987 Nature **326** 855

Grande V B, Müller-Buschbaum H and Schweizer M 1977 Z.Anorg.Allg.Chem. **428** 120

Gridnev S A and Ivanov O N 1992 Ferroelectrics **128** 185

Gulyan A M and Nersesyan H N 1991 Fiz.Nizk.Temp. **17** 1081

Gurevich A V and Rakhmatov A L 1989 Fiz.Tverd.Tela **31** 255

Hefter E F 1985 Phys.Rev.A **32** 1201

Hirsch J E 1989 Phys.Lett.A **134** 451

Hirsch J E and Marsiglio F 1989 Phys.Lett.A **140** 122

Hoen S, Creager W N, Bourne L C, Crommie M F, Barbee T W, Cohen M L and Zettl A 1989 Phys.Rev.B **39** 2269

Ihm J and Yu B D 1989 Phys.Rev.B **39** 4760

Iye Y, Tamegai T, Takeya H and Takei H 1987 Japan J. Appl.Phys. **26** 1057

Jorgensen J D, Schüttler H B, Hinks D G, Capone II D W, Zhang K, Brodsky M B and Scalapino D J 1987 Phys.Rev.Lett. **58** 1024

Jostarndt H D, Galffy M, Freimuth A and Wohlleben D 1989 Sol.St.Comm. **69** 911

Junod A, Bezinge B and Craft T 1987 Europhys.Lett. **4** 247

Kabanov V V and Mashtakov O Yu 1991 Fiz.Nizk.Temp. **17** 1230

Kadomtsev V I and Karpman V I 1971 Usp.Fiz.Nauk **109** 193

Kapitulnic A et al. 1991 Fiz.Tverd.Tela **33** 1754

Kapitulnik A, Beasley M R, Castellani C and Castro C Di 1988 Phys.Rev.B **37** 537

Katayama-Yoshida H et al. 1988 Physica C **156** 481

Khurana A 1987 Phys.Tod. **40** 17

Khurana A 1988 Phys.Tod. april 21

Kiefl R F et al. 1990 Phys.Rev.Lett. **64** 2082

Kikin A D, Kolesnikov A V and Karimov Yu S 1989 Fiz.Tverd.Tela **31** 273

Kikuchi M, Nakajima S, Syono Y et al. 1989 Physica C **158** 79

King R B 1990 J.Mat.Sci.Lett. **9** 5

Kirk M D, Smith D P E, Mitzi D B, Sun J Z, Webb D J, Char K, Hahn M R, Naito M, Oh B, Beasley M R, Geballe T H, Hammond R H, Kapitulnik A and Quate C F 1987 Phys.Rev.B **35** 8850

Kivelson S, Rokhsar D and Sethna J 1987 Phys.Rev.B **35** 8865

Kobelev N P, Kondakov S F and Soifer Ya M 1989 Fiz.Tverd.Tela **31** 57

Kosov A A 1992 Fiz.Nizk.Temp. **18** 115

Kovalyova V N, Moskalenko V A, Natsik V D, Smirnov S N, Zagoskin V T and Litvinenko Yu G 1991 Fiz.Nizk.Temp. **17** 46

Krasin'kova M V and Moizhes B Ya 1990 Fiz.Tverd.Tela **32** 2975

Kulik I O 1987 Fiz.Nizk.Temp. **13** 879

Kulik I O 1988 Fiz.Nizk.Temp. **14** 209

Kulik I O 1989 Pis'ma v Zh.Eksper.Teor.Fiz. **49** 683

Kulik I O 1991 Fiz.Nizk.Temp. **17** 1195

Kumakura H, Uehara M, Yoshida Y and Togano K 1987 Phys.Lett.A **124** 367

Kumzerov Yu A, Leshchenko M E, Romanov S G and Suvorov A V 1991 Fiz.Tverd.Tela **33** 41

Kutelia E R, Asatiani D M, Dzigrashvili T A, Tsivtsivadze D M, Vardosanidze T O, Kobakhidze M V, Miminoshvili E B, Sagaradze V R, Mogilyanskii D A, Kukava T G and Gurgenadze M A 1989 Fiz.Nizk.Temp. **15** 926

Kuwabara M 1992 Ferroelectrics **128** 237

Kuz'micheva G M 1991 Fiz.Nizk.Temp. **17** 1567

Kwok W K, Grabtree G W, Hinks D G, Capone D W, Jorgensen J D and Zhang K 1987 Phys.Rev.B **35** 5343

Lappo I S, Reiderman A F, Taluts G G, Glazer B A and Zolotovitskii A B 1991 Fiz.Nizk.Temp. **17** 1448

Larbalestier D, Fisk G, Montgomery B and Hawksworth D 1986 Phys.Tod. march 24

Laughlin R B 1988 Phys.Rev.Lett. **60** 2677

Limonov M F, Markov Yu F, Panfilov A G and Razbirin B S 1991 Fiz.Nizk.Temp. **17** 1314

Little W 1964 Phys.Rev.A **134** 1416

Little W A 1965 Usp.Fiz.Nauk **86** 315

Liu J Z, Crabtree G W, Umezawa A and Zongquan L 1987 Phys.Lett.A **121** 305

Livdan D O, Tokar' O I and Fil' D V 1989 Fiz.Nizk.Temp. **15** 1004

Lu J P, Arya K and Birman J L 1989 Phys.Rev.B **40** 7372

Maksimov A A, Tartakovskii I I and Timofeev V B 1989 Pis'ma v Zh.Eksper.Teor.Fiz. **50** 44

Maleta H, Shafer M W, Penney T, Olson B L, Torressen A M and Green R L 1987 Physica B **148** 233

Mattheiss L F 1987 Phys.Rev.Lett. **58** 1028

Midaka Y, Enomoto Y, Suzuki M, Oda M and Murakami T 1987 Japan J.Appl.Phys. **26** L377

Mihailov B P and Burhanov G S 1991 Fiz.Nizk.Temp. **17** 1483

Mirjanić D Lj, Đajić R P, Tošić B S and Šetrajčić J P 1989 Fizika **21** (Supp. 3) 303

Mirjanić D Lj,Rajilić Z, Šetrajčić J P and Tošić B S 1990 Proc. 1-st International Conference about Technique of Low Temperatures (Košice: House of Technology CSSTS) p. 155

Mitra T K 1989 Phys.Lett.A **142** 398

Monarkha Yu P 1989 Fiz.Nizk.Temp. **15** 1204

Moreland J, Ekin J W, Goodrich L F, Capobianco T E and Clark A F 1987 Phys.Rev.B **35** 8856

Moshchalkov V V 1987 Vysokotemperaturnye sverkhprovodniki (Moscow: Znanie)

Moshchalkov V V, Zhukov A A, Petrov D K et al. 1990 Physica C **166** 185

Moss S C, Forster K, Axe J D, You H, Hohlwein D, Cox D E, Hor P H, Meng R L and Chu C W 1987 Phys.Rev.B **35** 7195

Murphy D W, Sunshine S, Van Dover R B, Cava R J, Batlogg B, Zahurak S M, Schneemeyer L F 1988 Phys.Rev.Lett. **58** 1888

Naito M, Smith D P E, Kirk M D, Oh B, Hahn M R, Char K, Mitzi D B, Sun J Z, Webb D J, Beasley M R, Fischer O, Geballe T H, Hammond R H, Kapitulnik A and Quate C F 1987 Phys.Rev.B **35** 7228

Namgung C, Irvine J T S, Binks J H and West A R 1988 Supercond.Sci.Technol. **1** 169

Novak I 1988 Kem.Ind. **37** 9

Oficjalski J and Białynicki-Birula I 1978 Acta Phys.Pol.B **9** 759

Okomel'kov A V 1991 Fiz.Nizk.Temp. **17** 1369

Omelyanchouk A N and Kulik I O 1990 Fiz.Nizk.Temp. **16** 1133

Ong N P 1987 Phys.Rev.B **35** 3807

Orlando T P, Pelin K A and Foner S 1987 Phys.Rev.B **35** 5347

Orlova T S, Peschanskaya N N, Markov L K, Smirnov B J, Shpeizman V V, Engert J, Kauffmann H J, Schlaefer U and Schneider L 1991 Fiz.Tverd.Tela **33** 166

Palatnik L S and Fal'ko I I 1988 Fiz.Nizk.Temp. **14** 103

Palstra T T M, Batlog B, Van Dover R B et al. 1989 Appl.Phys.Lett. **54** 763

Panfilov A S, Rybalko Yu I, Samovarov V N, Svechkarev I V, Smirnov A I and Fugol' I Ya 1989 Fiz.Nizk.Temp. **15** 792

Pickett W E 1989 Rev.Mod.Phys. **61** 433

Ponosov Yu S and Bolotin G A 1989 Pis'ma v Zh.Eksper. Teor.Fiz. **49** 16

Popov V N 1992 Phys.Lett.A **161** 387

Przystupski P, Baran M, Igalson J, Dobrowolski W, Shośkiewicz T and Raułuszkiewicz 1987 Phys.Lett.A **124** 460

Rajilić Z and Mirjanić D 1991 Phys.Stat.sol.(b) **166** K95

Rajilić Z and Mirjanić D 1992 a Phys.Stat.Sol.(b) **173** 699

Rajilić Z and Mirjanić D 1992 b Ferroelectrics Lett. **14** 9

Rajilić Z and Mirjanić D 1992 c Proc. of XII Yugoslav Symposium on the Physics of Condensed Matter (Skopje) p.37

Rajilić Z, Mirjanić D Lj and Šetrajčić J P 1992 a Ferroelectrics **130** 151

Rajilić Z, Mirjanić D Lj and Šetrajčić J P 1992 b Proc. of the Second International Conference Cryogenics '92 (Brno: House of Technology) p.173

Remova A A and Shapiro B Ya 1988 Phys.Lett.A **133** 335

Rudolf P, Paulus W and Schöllhorn R 1991 Adv.Mater. **3** 438

Ryzhov V A, Bershtein V A, Melekh B T and Filin Yu N 1991 Fiz.Tverd.Tela **33** 182

Samuely P, Vedeneev S I, Meshkov S V, Eliashberg G M, Jansen A G M and Wyder P 1992 Fiz.Nizk.Temp. **18** 567

Satarić M V, Shemsedini Z, Stamenković S and Žakula R B 1990 Phys.Stat.Sol.(b) **162** K95

Schafroth M, Butler S and Blatt J 1957 Helv.Phys.Acta **30** 93

Schirber J E, Morison B and Ginley D S 1989 Physica C **157** 237

Schulz R, Trudeau M, Mirza J, Critchlow P, Begin G, Roberge R, Parent L and Moreau C 1988 Supercond.Sci.Technol. **1** 180

Seidel P, Hohn N and Wohlleben D 1992 Fiz.Nizk.Temp. **18** 577

Semenoff G and Weiss N 1990 Phys.Lett.B **250** 117

Shchedrina N V and Shchedrin M I 1990 Fiz.Tverd.Tela **32** 2431

Su W P, Schrieffer J R and Heeger A J 1980 Phys.Rev.B **22** 2099

Suslov I M 1990 Fiz.Tverd.Tela **32** 2971

Suzuki M, Moriwaki K and Murakami T 1987 Japan J.Appl. Phys.Suppl. **26** 1021

Syrkin E S and Feodos'ev S B 1991 Fiz.Nizk.Temp. **17** 1055

Šetrajčić J P, Đajić R P, Mirjanić D Lj and Tošić B S 1990 Phys.Scripta **42** 732

Tao R 1987 Phys.Lett.A **123** 254

Tavrin Yu A, Pavlyuk V A, Shikov A K and Khlebova N E 1991 Fiz.Nizk.Temp. **17** 1462

Tihenko E V, Batrak A G, Pinchuk A P, Merenkov D N, Nechiporenko I N and Kiryushin A A 1991 Fiz.Nizk. Temp. **17** 1537

Tošić B S, Šetrajčić J P, Timotić U Đ, Đajić R P and Mirjanić D Lj 1988 Int.J.Mod.Phys.B **5** 383

Tošić B S, Šetrajčić J P, Đajić-Jovanović R P and Mirjanić D Lj 1987 Phys.Rev.B **36** 9094

Tozer S W, Kleinsasser A W, Penney T, Kaiser D and Holtzberg F 1987 Phys.Rev.Lett. **59** 1768

Vasil'ev M A and Filippov A S 1991 Fiz.Nizk.Temp. **17** 1456

Vedeneev S I and Stepanov V A 1989 Pis'ma v Zh.Eksper. Teor.Fiz. **49** 510

Veljković V and Lalović D 1989 Phys.Lett.A **142** 528

Vysheslavtsev P P, Genkin G M, Nozdrin Yu N and Okomel'kov A V 1990 Pis'ma v Zh.Eksper.Teor.Fiz. **52** 1238

Walter U et al. 1987 Phys.Rev.B **35** 537

Wäppling R, Hartmann O, Senateur J P, Madar R, Rouault A and Yaouanc A 1987 Phys.Lett.A **122** 209

Weber W 1987 Phys.Rev.Lett. **58** 1371

Weiss N 1991 Fiz.Nizk.Temp. **17** 1105

Wilson J A 1987 J.Phys.C **20** L911

Wittlin A, Genzel L, Cardona M, Bauer M and König W 1988 Phys.Rev.B **37** 652

Wolf E L, Tao H J and Susla B 1991 Sol.St.Comm. **77** 519

Worthington T K, Gallagher W J and Dinger T R 1987 Phys.Rev.Lett. **59** 1160

Wu M K, Ashburn J R, Torng C J, Hor P H, Meng R L, Gao L, Huang Z H, Wang Y Q and Chu C W 1987 Phys.Rev.Lett. **58** 908

Yanson I K, Rybalchenko L F, Fisun V V, Bobrov N L, Obolensky M A, Tret'yakov Yu D, Kaul' A R and Graboi I E 1989 Fiz.Nizk.Temp. **15** 803

Yusheng H, Sihan L, Baiwen Z, Jiong X, Wanqiu C, Yue L, Jian Z, Caidong L, Jianzhong L, Chuanyi L and Daole Y 1988 J.Phys.C **21** L783

Zabusky N J and Kruskal M D 1965 Phys.Rev.Lett. **15** 240

Zaitsev R O 1989 Fiz.Tverd.Tela **31** 233

Zavaritsky N V, Makarov V I, Klochko V S, Molchanov V N, Tamazyan R A and Yurgeńs A A 1991 Zh.Eksper.Teor. Fiz. **100** 1987

Zeyher R Z.Phys.B **80** 187

Zhukov A A, Moshchalkov V V, Kuznetsov V D, Metlushko V V, Karapetrov G T, Pechen' E V and Timashev I V 1991 Zh.Eksper.Teor.Fiz. **100** 605

MECHANISMS OF HIGH-TEMPERATURE SUPERCONDUCTIVITY - BIGAUSSON MODEL

Zoran Rajilić

ABSTRACT

The properties of the high-temperature superconductors are presented. In these superconductors the magnitude of isotopic effect is much lower than that observed in conventional superconductors. All high-temperature oxide superconductors are characterized by a very large anisotropy manifested in their layered structure. The coherence lenght of oxide materials is thousands of times smaller than in ordinary superconductors. The dependence of the critical temperature on the concentration of charge carriers has nonmonotonic character.

The theoretical attempts to explain the specific features of high-temperature superconductors are reviewed. Some experimental and theoretical works give support to the BCS theory as the proper basis for understanding high-temperature superconductivity. But the original BCS model is in conflict with the results based on the assumption about strong electron-phonon interaction.

The non-phonon model of resonanting valence bonds suggested by Anderson is discussed most often. But Anderson's initial idea to construct the superconductivity theory of new superconductors without taking into account the electron-phonon interaction failed to be realized.

A nonlinear bisoliton model of high-temperature superconductivity is proposed by Davydov. A quasi-one-dimensional molecular chain is considered containing quasi-parti-

cles with spin 1/2 and positive electric charge due to crystal doping. These quasi-particles induce local chain deformations and each deformation can contain two quasi--particles with opposite spins. The bisoliton model explains several characteristics of oxide superconductors without employing non-phonon pairing mechanisms.

In the present thesis it is proposed a new (bigausson) model analogous to the Davydov model which differs in the kind of nonlinearity. It is assumed that the nonlinearity is logarithmic everywhere except where the probability of finding the quasi-particle is negligible. This kind of nonlinearity is consistent with the Born interpretation of the wave function and admits soliton-like solutions with Gaussian shape - gaussons.

The one-dimensional bigausson model at zero temperature enables us to explain the restricted multiplicity of the energy gap, the very small isotopic effect, the nonmonotonic dependence of the critical temperature on the concentration of excess quasi-particles and the correlation radius of paired quasi-particles which is small as compared to that in the BCS theory. The one-dimensional bigausson model at nonzero temperature can explain very high critical temperature, the effect of pressure on critical temperature and the superconductivity of only a part of the sample.

The three-dimensional bigausson model can explain the anisotropy of the following parameters of cuprate superconductors: coherence lenght, energy gap and critical current density.

The thesis contains 141 pages, 20 figures, 1 table and 211 references.