

Magnetski ovisan odziv visokotemperaturnih supravodiča na mikrovalno zračenje

Požek, Miroslav

Doctoral thesis / Disertacija

1992

Degree Grantor / Ustanova koja je dodijelila akademski / stručni stupanj: **University of Zagreb, Faculty of Science / Sveučilište u Zagrebu, Prirodoslovno-matematički fakultet**

Permanent link / Trajna poveznica: <https://urn.nsk.hr/urn:nbn:hr:217:546715>

Rights / Prava: [In copyright](#) / [Zaštićeno autorskim pravom.](#)

Download date / Datum preuzimanja: **2024-04-17**



Repository / Repozitorij:

[Repository of the Faculty of Science - University of Zagreb](#)



**Prirodoslovno-matematički fakultet
Sveučilišta u Zagrebu**

Miroslav Požek

**MAGNETSKI OVISAN ODZIV
VISOKOTEMPERATURNIH SUPRAVODIČA
NA MIKROVALNO ZRAČENJE**

Disertacija

Zagreb 1992.

je disertacija predana na ocjenu Prirodoslovno-matematičkom fakultetu Sveučilišta u
Ova
Zagrebu u svrhu stjecanja znanstvenog stupnja doktora prirodnih znanosti iz područja fizike.

Ovaj rad izrađen je u Laboratoriju za magnetske rezonancije Instituta "Ruđer Bošković" pod voditeljstvom prof. dr. Antonija Dulčića. Ovom mu prigodom želim zahvaliti na uvođenju u znanstveni rad, odabiru teme i pomoći pri pisanju disertacije. Također želim zahvaliti dr. Borisu Rakvinu i inž. Igoru Ukrainczykku koji su sudjelovali u izvođenju eksperimenata i korisnim diskusijama.

Svi članovi Laboratorija iskazali su veliko razumijevanje za moj rad i bili spremni pomoći u svakom trenutku. Liana Reić izradila je slike vrlo savjesno i strpljivo. Sve primjedbe koje je dao dr. Mladen Andreis pokazale su se ispravnima i korisnima. Ovom prigodom najsrdačnije im zahvaljujem.

Najtoplije zahvaljujem svojoj djevojci Eli koja je imala dovoljno strpljenja da lektorira cijeli rad i usto podnosi moja različita raspoloženja.

Rad je izrađen u sklopu projekta br. 1-03-063 Ministarstva znanosti, tehnologije i informatike Republike Hrvatske.

S A D R Ź A J

1. Uvod	1
2. Visokofrekventna elektrodinamika supravodiča	4
2.1. Elektrodinamika u Meissnerovom stanju	5
2.1.1. Londonova lokalna elektrodinamika	6
2.1.2. Pippardova nelokalna elektrodinamika	9
2.1.3. Model dviju tekućina	12
2.1.4. Kompleksna vodljivost	13
2.1.5. Površinska impedancija	15
2.1.6. Visokofrekventna elektrodinamika u BCS teoriji	19
2.2. Supravodiči II. vrste	30
2.2.1. Teorija Ginzburga i Landaua	30
2.2.2. Miješano stanje u supravodičima II. vrste	34
2.2.3. Model kritičnog stanja	36
2.2.4. Gibanje virova i tečenje magnetskog toka	38
2.2.5. Gibanje virova u izmjeničnim poljima	41
2.3. Elektrodinamika Josephsonovog spoja	44
2.3.1. Josephsonov efekt	44
2.3.2. Općeniti Josephsonov spoj	46
3. Eksperimentalni uređaj	49
3.1. Spektrometar za ESR	49
3.2. Izravno opažanje mikrovalne apsorpcije	53
3.3. Kontrola temperature	54

3.3.1. Kriostat s tekućim dušikom	57
4. Uzorci	58
4.1. Svojstva visokotemperaturnih supravodiča	58
4.2. Keramički uzorci $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$	61
4.3. Monokristali $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$	61
5. Prikaz rezultata mjerenja	63
5.1. Izravno opažanje apsorpcije mikrovalova	63
5.1.1. Keramički uzorak	63
5.1.2. Monokristal	69
5.2. Opažanje moduliranog signala pomoću faznog pojačala	74
5.2.1. Keramički uzorak	74
5.2.2. Monokristal	82
6. Modeli mikrovalne apsorpcije	85
6.1. Smanjenje mikrovalne apsorpcije snižavanjem temperature	86
6.2. Mikrovalna apsorpcija u slabim poljima	91
6.2.1. Mreža Josephsonovih spojeva u magnetskom polju	92
6.3. Mikrovalna apsorpcija u jakim magnetskim poljima	101
6.3.1. Model efektivne vodljivosti u miješanom stanju	101
6.3.2. Modulirana mikrovalna apsorpcija	107
7. Zaključci	117
8. Literatura	119
Sažetak	124
Summary	125
Životopis i popis radova	126

1. Uvod

Potkraj 1986. godine otkriven je novi tip supravodiča. Za razliku od dotad poznatih, koji su bili metali ili legure metala, novi supravodič $\text{La}_{1.8}\text{Ba}_{0.2}\text{CuO}_x$ (što su ga otkrili Bednorz i Müller¹) bio je perovskitne strukture u kojoj je ključnu komponentu predstavljao bakreni oksid. Temperatura supravodljivog prijelaza tog materijala bila je iznad 30 K što je znatno nadmašilo sve dotad poznate supravodiče. Ubrzo je razvijena široka fronta istraživača koji su proučavali novu skupinu materijala pa je već u proljeće godine 1987. pronađen spoj $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ koji je imao supravodljivi prijelaz pri temperaturi 91 K . Tako je premašena temperatura ukapljivanja dušika što je otvorilo pristup mnogim fizikalnim metodama istraživanja koje dotad nisu bile korištene u proučavanju supravodljivih svojstava materijala ili je njihovo korištenje bilo vrlo ograničeno. Među inim metodama, novi materijali proučavani su i metodom elektronske spinske rezonancije (ESR). Ubrzo je ustanovljeno da se signal od Cu^{2+} opaža samo u onim uzorcima koji su imali lošija supravodljiva svojstva, dok su najbolji uzorci bili potpuno bez signala ESR. Međutim, ti su supravodiči ispod temperature supravodljivog prijelaza pokazivali veliku ovisnost mikrovalne apsorpcije o promjeni magnetskog polja, osobito u slabim poljima. Spektrometar za ESR vrlo je pogodan za proučavanje promjena mikrovalne apsorpcije u magnetskom polju. Opažen je čitav niz zanimljivih pojava koje su ovisile o jakosti magnetskog polja, o modulaciji magnetskog polja, o temperaturi te, naravno, o kakvoći uzorka. Većina pojava opaženih u slabim magnetskim poljima u keramičkim uzorcima vrlo je rano pripisana svojstvima slabih veza među supravodljivim zrnima u tzv. Josephsonovom mediju, ali nije razvijen model koji bi objasnio sve te pojave, posebice histerezu opaženu u faznoj detekciji moduliranog signala. Ni opažanja na jačim poljima nisu bila zadovoljavajuće objašnjena.

Mikrovalna mjerenja na klasičnim supravodičima odigrala su veliku ulogu u upoznavanju njihove elektrodinamike. Još je H. London 1940. obavljao mikrovalna mjerenja na kositru.² Postoji mnoštvo radova koji proučavaju temperaturnu ovisnost mikrovalne apsorpcije u Meissnerovom stanju supravodiča. Poseban interes za izvođenjem tih mjerenja može se razumjeti usporede li se s mjerenjem otpora istosmjernom strujom. Naime, istosmjerni otpor pada u nulu u vrlo uskom temperaturnom intervalu ispod kritične temperature supravodljivog prijelaza T_c , pa se kod daljnjeg sniženja temperature ne može više pratiti evolucija supravodljivog stanja. Nasuprot tome, visokofrekventna mjerenja površinskog otpora daju informaciju o kondenzaciji elektrona sve do temperatura daleko nižih od T_c . Temperaturna ovisnost mikrovalne apsorpcije može se opisati raznim modelima, od modela dviju tekućina do egzaktnih BCS računa. Također treba spomenuti i mikrovalna mjerenja u miješanom stanju supravodiča II. vrste. Gittleman i Rosenblum pokazali su još 1966. da su mikrovalne frekvencije pogodne za određivanje otpornosti materijala u režimu tečenja magnetskog toka.³ Međutim, vrlo su rijetka mjerenja koja istodobno proučavaju ovisnost apsorpcije mikrovalova i o temperaturi i o magnetskom polju. To je razumljivo iz tehničkih razloga. Kvalitetne mikrovalne šupljine načinjene su od supravodljivih materijala. Stoga je u mjerenjima teško razlučivati mikrovalni magnetootpor supravodljivog uzorka od magnetootpora šupljine. Budući da takvih mjerenja nije bilo, nije postojala ni potreba za razvojem modela koji bi ta mjerenja opisivao.

Cilj ovog rada je da se prouči mikrovalna apsorpcija u visokotemperaturnom supravodiču $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, kako u keramičkom uzorku, tako i u monokristalu. Sveobuhvatnim mjerenjima želi se sustavno prikazati mnoštvo različitih fenomena, kako u slabim, tako i u jakim magnetskim poljima. Uz pregled raznih mjerenja, u radu se želi dati objašnjenje opaženih pojava, tj. postaviti jednostavne modele koji dobro opisuju procese vezane uz

mikrovalnu apsorpciju. Također se želi utvrditi može li se putem mikrovalnih mjerenja pouzdano odrediti neki od parametara koji karakteriziraju supravodljivo stanje.

2. VISOKOFREKVENTNA ELEKTRODINAMIKA SUPRAVODIČA

Dva osnovna elektrodinamička svojstva supravodiča su iščezavanje otpora za istosmjernu električnu struju⁴ i savršeni dijamagnetizam (Meissnerov efekt⁵). Međutim, za karakterizaciju supravodljivog stanja potrebno je proučiti i ostala elektromagnetska svojstva. Odziv supravodiča na mikrovalove može dati informaciju o procesu kondenzacije elektrona u supravodljivo stanje, dubini prodiranja magnetskog polja, kritičnim vrijednostima magnetskog polja itd.

U ovom poglavlju ukratko ćemo dati pregled elektrodinamičkih jednažbi za supravodiče, uključujući i one koje opisuju visokofrekventnu elektrodinamiku. U prvom odjeljku razvit ćemo elektromagnetske jednažbe za supravodič u Meissnerovom stanju kada je polje isključeno iz unutrašnjosti materijala osim u tankom sloju blizu površine.

Elektrodinamika supravodiča postaje složenijom u slučaju kada se supravodljiva valna funkcija znatno mijenja u prostoru pod utjecajem magnetskog polja. U drugom odjeljku objasniti ćemo podjelu materijala na supravodiče I. i II. vrste i razmotriti miješano stanje supravodiča II. vrste. Opisat ćemo gibanje virova magnetskog toka u supravodičima II. vrste s posebnim osvrtom na gibanje virova pod utjecajem mikrovalnih struja u supravodiču.

U ovom se radu susrećemo i sa sinteriranim uzorcima kod kojih se javljaju slabe supravodljive veze među zrnima. Zato ćemo u trećem odjeljku ukratko razmotriti Josephsonov efekt⁶ i ovisnost kritične struje Josephsonovog spoja o magnetskom polju. Postavit ćemo model općenitog Josephsonovog spoja i diferencijalnu jednažbu koja može opisivati prolazak mikrovalne struje kroz takav spoj.

2.1. Elektrodinamika u Meissnerovom stanju

Za određivanje elektromagnetskih polja u bilo kojem sistemu, uz Maxwellove jednačbe potrebne su i tzv. konstitutivne jednačbe, tj. jednačbe koje povezuju struje i polja. U normalnom vodiču to je Ohmov zakon ($\vec{J} = \sigma \vec{E}$). Ohmov zakon je lokalna jednačba jer povezuje vrijednost gustoće struje na nekom mjestu s vrijednošću električnog polja samo na tom mjestu. Takva je aproksimacija u normalnom vodiču dobra ako se električno polje ne mijenja znatno u području srednjega slobodnog puta elektrona. Međutim, mijenja li se električno polje znatno, potrebna je složenija konstitutivna jednačba (Chambers⁷) u kojoj je gustoća struje na nekom mjestu određena vrijednostima električnog polja unutar kugle radijusa srednjega slobodnog puta elektrona. Za takvu konstitutivnu jednačbu kaže se da je nelokalna.

U ovom odjeljku opisat ćemo konstitutivne jednačbe za materijale u supravodljivom stanju. Najprije ćemo uvesti Londonove jednačbe⁸ koje mogu opisati dva osnovna svojstva supravodiča - savršenu vodljivost i savršeni dijamagnetizam. Pomoću Londonovih jednačbi definirat ćemo dubinu prodiranja magnetskog polja. Dubina prodiranja smatra se jednom od karakterističnih duljina supravodljivog stanja. Međutim, Londonove su jednačbe lokalne, što u nekim supravodičima nije zadovoljavajuće, pa ih je potrebno popćiti na nelokalne jednačbe kakve je predložio Pippard.⁹ Pomoću njih uvodimo drugu karakterističnu duljinu, duljinu koherencije. Londonove i Pippardove jednačbe opisuju gibanje kondenziranih (supravodljivih) elektrona. Na konačnim temperaturama u supravodiču postoji i određen broj kvazičestičnih pobuđenja koja se ponašaju kao nespareni (normalni) elektroni. Razmatranje doprinosa normalnih i supravodljivih elektrona na konačnim temperaturama provest ćemo pomoću modela dviju tekućina. Također ćemo uvesti pojam kompleksne vodljivosti pomoću

kojega se visokofrekventna elektrodinamika supravodiča može jednostavno opisati. Nastavit ćemo razmatranjem površinske impedancije u slučaju kompleksne vodljivosti. Iz nje slijedi površinski otpor kao veličina koja određuje mikrovalnu apsorpciju. Odjeljak ćemo završiti prikazom visokofrekventne elektrodinamike u BCS teoriji i pokazati u kojim slučajevima se ona može zamijeniti elektrodinamikom formuliranom pomoću modela dviju tekućina.

2.1.1. Londonova lokalna elektrodinamika

Za razmatranje supravodiča nije dovoljno smatrati ga savršenim vodičem. Takvo bi razmatranje bilo u suprotnosti s Meissnerovim efektom. Stoga su braća London⁸ izvela relacije koje povezuju struju kondenziranih elektrona s vrijednostima polja.

Osnovna je pretpostavka da se za opis fluida elektronskih parova može upotrijebiti makroskopska mnogočestična valna funkcija s dobro definiranom amplitudom i fazom. To, ustvari, nije prava valna funkcija, već valna funkcija usrednjena po ansamblu kondenziranih elektronskih parova. Spomenuta funkcija može se pisati:

$$\psi(\vec{r}) = |\psi| e^{i\vartheta(\vec{r})} = \sqrt{n_s^*} e^{i\vartheta(\vec{r})} \quad (1)$$

gdje je n_s^* gustoća Cooperovih parova,¹⁰ a $\vartheta(\vec{r})$ skalarna funkcija položaja.

Prva Londonova jednadžba predstavlja ubrzano gibanje suprafluida pod utjecajem električnog polja:

$$\Lambda \frac{\partial \vec{J}_s}{\partial t} = \vec{E} \quad (2)$$

uz oznaku

$$\Lambda = \frac{m^*}{n_s^* e^{*2}} \quad (3)$$

gdje je m^* masa, e^* naboj elektronskog para, a $\vec{J}_s = n_s^* e^* \vec{v}_s$ predstavlja gustoću supravodljive struje. Električno polje, ako postoji, kontrolira vremensku derivaciju superstruje. U istosmjernom slučaju električno polje u supravodiču iščezava.

Klasični kanonski impuls za česticu mase m i naboja q dan je relacijom $\vec{p} = m\vec{v} + q\vec{A}$, a za par elektrona možemo pisati:

$$\vec{p} = m^* \vec{v}_s + e^* \vec{A} \quad (4)$$

Očekivana vrijednost kvantnomehaničkog operatora kanonskog impulsa $-i\hbar\nabla$ koji djeluje na fluid parova jest $n_s^* \vec{p}$:

$$n_s^* \vec{p} = \langle \psi | -i\hbar\nabla | \psi \rangle = \hbar(\nabla\psi) \langle \psi | \psi \rangle \quad (5)$$

pa možemo pisati

$$\vec{p} = \hbar\nabla\psi - e^* \Lambda \vec{J}_s + e^* \vec{A} \quad (6)$$

Primijenimo operator rotacije na obje strane jednađbe (4). S lijeve strane imamo rotaciju gradijenta pa konačno dobivamo drugu Londonovu jednađbu:

$$\Lambda(\nabla \times \vec{J}_s) + \vec{B} = 0 \quad (7)$$

Za razliku od relacija između gustoće struje i električnog polja u normalnom vodiču, druga Londonova jednađba pokazuje nam da struju u supravodiču određuje magnetsko polje.

Iz Maxwellove jednađbe slijedi:

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J}_s \quad (8)$$

pa druga Londonova jednađba (7) glasi:

$$\Lambda \nabla \times \nabla \times \vec{H} = -\vec{B}. \quad (9)$$

Budući da je $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$, a $\nabla \vec{B} = 0$, možemo pisati

$$\nabla^2 \vec{B} = -\frac{1}{\lambda_L^2} \vec{B} \quad (10)$$

gdje je

$$\lambda_L \equiv \sqrt{\frac{\Lambda}{\mu_0}} = \sqrt{\frac{m^*}{\mu_0 n_s^* e^2}} \quad (11)$$

Londonova dubina prodiranja.

Londonove jednađbe (2) i (7) korisne su u praktičnom rješavanju problema, ali se ne mogu nekritički primijeniti na supravodiče. Osnovni nedostaci su:

1. To su lokalne jednađbe i ne vrijede u slučajevima kad postoje nagle prostorne promjene polja.
2. Ne uzimaju u obzir prisutnost normalnih elektrona (kvazičestičnih pobuđenja).
3. One vrijede samo za krutu valnu funkciju amplituda koje je neovisna o jakosti magnetskog polja.

2.1.2. Pippardova nelokalna elektrodinamika

Londonove su jednađbe lokalne kao što je to uostalom slučaj i s Ohmovim zakonom. Teškoće pri upotrebi Ohmovog zakona nastaju kad se električno polje naglo mijenja unutar srednjega slobodnog puta elektrona. Primjereno tome, teškoće prilikom upotrebe Londonove lokalne elektrodinamike javljaju se kad se vektorski potencijal naglo mijenja u prostoru, tj. kad se znatnije mijenja na skali manjoj od efektivne rasprostranjenosti Cooperovog para. Efektivna rasprostranjenost para jest područje fazne koherencije valne funkcije i naziva se intrinzična duljina koherencije ξ_0 . (Mikroskopska teorija Bardeena, Coopera i Schrieffer¹¹ daje vrijednost za $\xi_0 = 0.18 \hbar v_F / kT_c$.)

Sličnost Ohmovog zakona $\vec{J} = \sigma \vec{E}$ i Londonove jednađbe $\Lambda \vec{J}_s = -\vec{A}$ (dobivene iz jednađbe (7) uz povoljan odabir baždarne transformacije) navela je Pipparda da iskoristi Chambersovu formulu⁷ za poopćenje Ohmovog zakona u anomalnom skin-efektu. Ohmov zakon mora se poopćiti ako se električno polje u području srednjega slobodnog puta

elektrona l mijenja znatno, pa imamo integralnu relaciju:

$$\vec{J}(\vec{r}) = - \frac{3\sigma}{4\pi l} \int \frac{(\vec{r}-\vec{r}')[(\vec{r}-\vec{r}')\vec{E}(\vec{r}')]e^{-|\vec{r}-\vec{r}'|/l}}{|\vec{r}-\vec{r}'|^4} d^3r' \tag{12}$$

Pippard je predložio da zbog konačne rasprostranjenosti Cooperovog para iskoristimo formalnu sličnost s Chambersovom formulom i pišemo:

$$\vec{J}_s(\vec{r}) = - \frac{3}{4\pi \xi_0 \Lambda} \int \frac{(\vec{r}-\vec{r}')[(\vec{r}-\vec{r}')\vec{A}(\vec{r}')]e^{-|\vec{r}-\vec{r}'|/\xi}}{|\vec{r}-\vec{r}'|^4} d^3r' \tag{13}$$

gdje je ξ_0 intrinzična duljina koherencije, a ξ reducirana duljina koherencije dana empirijskom Pippardovom relacijom:

$$\frac{1}{\xi} = \frac{1}{\xi_0} + \frac{1}{l} \tag{14}$$

gdje je l srednji slobodni put normalnih elektrona. Ako je srednji slobodni put elektrona mnogo dulji od intrinzične duljine koherencije, $l \gg \xi_0$, za supravodič kažemo da je "čist". Ako je $l \ll \xi_0$, kažemo da je "prljav".

Gustoću struje u točki $\vec{r}$ određuje vektorski potencijal $\vec{A}(\vec{r}')$ u području radijusa ξ oko točke $\vec{r}$. Stoga možemo reći da što je duljina koherencije ξ manja, to je relacija (13) bliža lokalnoj (Londonovoj) jednadžbi. Prema toj veličini, supravodiče možemo podijeliti u tri skupine. To su:

1. "čisti" supravodiči s velikom intrinzičnom duljinom koherencije $\xi_0 \gg \lambda_L$,
možemo izraziti relacijom $\xi_0 \gg \lambda_L$,
2. "čisti" supravodiči s malom intrinzičnom duljinom koherencije ($\xi_0 < \lambda_L$) i
3. "nečisti" supravodiči u kojima je ξ određena srednjim slobodnim putem elektrona ($\xi^3 < \xi_0 \lambda_L^3$).

Čisti materijali s velikom duljinom koherencije ($\xi_0 \gg \lambda_L$) zovu se Pippardovi supravodiči. Za njih ne postoji proporcionalnost između gustoće struje i vektorskog potencijala. Magnetsko polje ne trne po eksponencijalnom zakonu, ali se ipak može odrediti dubina prodiranja magnetskog polja, λ , pa vrijedi¹²:

$$\lambda/\lambda_L = 0.65(\xi_0/\lambda_L)^{1/3} \quad (15)$$

Za čiste supravodiče s malom ξ_0 vrijede Londonove jednadžbe s dubinom prodiranja magnetskog polja

$$\lambda = \lambda_L \quad (16)$$

Nečisti materijali i legure imaju $\xi \approx l \ll \xi_0$. Duljina koherencije uglavnom je određena fizičkim defektima i primjesnim atomima. Takvi supravodiči zovu se "prljavi" supravodiči. Za njih također vrijedi Londonova lokalna relacija gustoće struje i vektorskog potencijala, ali s koeficijentom ξ/ξ_0 , tj.

$$\Lambda J_s = -(\xi/\xi_0)A \quad (17)$$

što vodi na dubinu prodiranja magnetskog polja

$$\lambda = \lambda_L \sqrt{\frac{\xi_0}{\xi}} = \lambda_L \sqrt{\frac{\xi_0}{l}} \quad (18)$$

Vidimo da će za supravodiče navedene pod točkom 2. i 3. vrijediti Londonova lokalna elektrodinamika s time da se odabere prava vrijednost za dubinu prodiranja, λ , određena relacijom (16), odnosno (18). Zato se za njih često upotrebljava naziv "Londonovi supravodiči".

2.1.3. Model dviju tekućina

Dosad smo razmatrali gibanje suprafluida elektrona. Međutim, pri konačnoj temperaturi u supravodiču, uz bozonski plin elektronskih parova, postoje i kvazičestična pobuđenja normalnih elektrona. Mnogo prije otkrića BCS teorije razvijeni su fenomenološki modeli dviju tekućina pomoću kojih su objašnjavane temperaturne ovisnosti svojstava supravodiča. Najuspješnija teorija dviju tekućina bila je ona koju su predložili¹³ Gorter i Casimir 1934. Oni su pretpostavili da se udio vodljivih elektrona, koji se nalazi u supravodljivom stanju, n_s , mijenja od $n_s/n = 1$ pri temperaturi $T=0$ do $n_s/n = 0$ pri $T=T_c$. Našli su da se najbolje slaganje s termičkim svojstvima supravodiča dobiva ako se postavi relacija

$$\frac{n_s}{n} = 1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^4 \quad (19)$$

Uvrštavanjem te relacije u (11), dobiva se temperaturna ovisnost Londonove dubine prodiranja

$$\lambda_L(T) = \frac{\lambda_L(0)}{\sqrt{1-(T/T_c)^4}} \quad (20)$$

Dubina prodiranja divergira pri $T=T_c$, ali je pri nižim temperaturama gotovo konstantna.

Visokofrekventna elektrodinamika, formulirana pomoću ovog modela daje vrlo dobre rezultate sve dok frekvencije ne prelaze širinu energijskog procjeka. Tako formulirana elektrodinamika pretpostavlja da se dio elektrona, koji nisu u supravodljivom stanju, podvrgava zakonima elektrodinamike za normalne vodiče, dok se dio elektrona, koji su supravodljivi, podvrgava Londonovim jednačbama.²

2.1.4. Kompleksna vodljivost

U proučavanju visokofrekventnih svojstava supravodiča važno je naći odnos između struje i električnog polja, tj. vodljivost za koju se pokazuje da je kompleksna¹⁴ i ovisna o temperaturi, frekvenciji te o svojstvima materijala. Za samu formulaciju kompleksne vodljivosti koristit ćemo model dviju tekućina, a prikaz kompleksne vodljivosti u BCS teoriji¹⁵ ostavljamo za odjeljak 2.1.6. Postavimo jednačbe za odnos struje i električnog polja u modelu dviju tekućina:

$$m \frac{d\vec{v}_s}{dt} = -e\vec{E} \quad (21)$$

$$m \frac{d\langle \vec{v}_n \rangle}{dt} + m \frac{\langle \vec{v}_n \rangle}{\tau} = -e\vec{E} \tag{22}$$

gdje je τ vrijeme relaksacije impulsa normalnih elektrona. Odgovarajuće gustoće struja su $\vec{J}_s = -n_s e \vec{v}_s$ i $\vec{J}_n = -n_n e \langle \vec{v}_n \rangle$. Pretpostavimo li da je električno polje oblika $\vec{E}(t) = \vec{E} \cdot \exp(i\omega t)$, dobivamo sljedeću relaciju:

$$\vec{J} = \vec{J}_n + \vec{J}_s = (\sigma_1 - i\sigma_2)\vec{E} \tag{23}$$

gdje je

$$\sigma_1 = \frac{n_n e^2 \tau}{m(1 + \omega^2 \tau^2)} \quad i \quad \sigma_2 = \frac{n_s e^2}{m\omega} + \frac{n_n e^2 (\omega \tau)^2}{m\omega(1 + \omega^2 \tau^2)} \tag{24}$$

Na taj smo način uveli kompleksnu vodljivost. Vidimo da realni dio vodljivosti ovisi samo o broju normalnih elektrona dok imaginarni dio ovisi i o broju normalnih i o broju supravodljivih elektrona. Za dovoljno niske frekvencije, $\omega^2 \ll 1/\tau^2$, nalazimo da je vodljivost:

$$\sigma = \sigma_1 - i\sigma_2 \approx \sigma_n \left(\frac{n_n}{n} - i \frac{n_s}{n} \frac{1}{\omega \tau} \right) \tag{25}$$

gdje je $\sigma_n = ne^2 \tau / m$ vodljivost u normalnom stanju pri niskim frekvencijama.

2.1.5. Površinska impedancija

Apsorpcija elektromagnetskih valova na površini metala ovisi o površinskom otporu, $R_s = \text{Re}(Z_s)$, gdje je Z_s površinska impedancija. Površinska impedancija dana je kao omjer komponente električnog polja, paralelnog s površinom, i efektivne površinske struje:¹⁶

$$Z_s = \frac{\vec{E}_s}{\vec{K}_{eff}} = \frac{|\vec{E}_s|}{|\vec{H}_s|} = \frac{1+i}{\sigma \delta} \quad (26)$$

gdje je $\vec{K}_{eff} = \int \vec{J} dz = \vec{n} \times \vec{H}_s$ površinska struja, tj. struja integrirana po poluprostoru koji je ispunjen vodičem, σ je vodljivost materijala, a δ je klasična dubina skina dana izrazom:

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu_0 \omega \sigma}} \quad (27)$$

Apsorbirana snaga po jedinici površine proporcionalna je površinskom otporu materijala:

$$P_{abs} = \frac{1}{2} |\vec{K}_{eff}|^2 \text{Re}(Z_s) = \frac{1}{2} |\vec{H}_s|^2 R_s \quad (28)$$

Podrazumijevajući da su frekvencije dovoljno niske da je σ realna, u normalnom metalu dobivamo:

$$R_s = \text{Re}(Z_s) = \frac{1}{\sigma \delta} = \sqrt{\frac{\mu \omega}{2}} \frac{1}{\sqrt{\sigma}} \quad (29)$$

Koncept površinske impedancije može se prenijeti i na supravodiče:¹⁷

$$Z_s = \frac{1+i}{\sigma \delta} = \sqrt{\frac{i\omega \mu_0}{\sigma}} = \sqrt{\frac{i\omega \mu_0}{\sigma_1 - i\sigma_2}} = \sqrt{\frac{\omega \mu_0}{2}} \frac{1}{|\sigma|} [\sqrt{|\sigma| - \sigma_2} + i\sqrt{|\sigma| + \sigma_2}] \quad (30)$$

Vidimo da će površinski otpor ovisiti i o realnom i o imaginarnom dijelu kompleksne vodljivosti:

$$R_s = \sqrt{\frac{\omega \mu_0}{2}} \sqrt{\frac{\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} - \sigma_2}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}} \quad (31)$$

Iznos površinskog otpora raste s frekvencijom tako da kod mikrovalova postaje eksperimentalno detektabilna veličina čak i na temperaturama znatno ispod T_c . Mjerenja površinskog otpora u mikrovalnom području postaju stoga značajan izvor informacija o elektrodinamici supravodiča na tim temperaturama.

U zadnjoj jednakosti relacije (28) podrazumijeva se lokalna veza između struje i električnog polja. Ta je aproksimacija ispravna ukoliko se električno polje u metalu ne mijenja znatno u području srednjeg slobodnog puta elektrona između dvaju sudara. Međutim, kada je srednji slobodni put elektrona, $l = v_0 \tau$, toliko dugačak da se električno polje duž njega znatno mijenja, za odnos struje i električnog polja potrebno je uzeti Chambersovu nelokalnu relaciju (12). Tada govorimo o anomalnom skin efektu.

Površinska impedancija određena je relacijom ^{18,19}

$$Z_s = \frac{|\vec{E}_s|}{|\vec{H}_s|} = i\mu_0\omega \frac{\pi}{\int_0^\infty \ln[1 + \frac{K(q)}{q^2}] dq} \quad (32)$$

u kojoj je

$$K(q) = i\frac{3}{4}\mu_0\omega\sigma\kappa(lq) \quad (33)$$

$$\kappa(x) = \frac{2}{x^3}[(1+x^2)\arctg x - x] \quad (34)$$

σ je vodljivost metala za istosmjernu struju, l je srednji slobodni put elektrona, a $\kappa(x)$ je strogo padajuća funkcija koja za $x=0$ ima vrijednost $\kappa(0)=4/3$, a za $x \rightarrow \infty$ iznosi $\kappa(x)=\pi/x$. Ako je srednji slobodni put elektrona kratak s obzirom na varijacije električnog polja, najveći doprinos integralu u relaciji (32) dolazit će od područja $x \approx 0$. Tada funkciju $\kappa(x)$ možemo zamijeniti s $\kappa(0)=4/3$ pa je izraz za impedanciju

$$Z_{loc} = i\mu_0\omega \frac{l}{\sqrt{K(0)}} = (1+i)\sqrt{\frac{\mu_0\omega}{2\sigma}} \quad (35)$$

što je upravo izraz (28).

U suprotnom slučaju, kada je srednji slobodni put jako velik, $l \rightarrow \infty$, $K(q)$ možemo u cijelom području integracije aproksimirati izrazom

$$K(q) = i \frac{3}{4} \mu_0 \omega \sigma \frac{\pi}{l q} \tag{36}$$

Taj slučaj zovemo ekstremno anomalnim limesom, a izraz za površinsku impedanciju tada glasi

$$Z_{\infty} = (1+i\sqrt{3}) \left(\frac{\sqrt{3} \mu_0^2 \omega^2 l}{2 \pi \sigma} \right)^{1/3} \tag{37}$$

Pri izvođenju relacije (32) pretpostavljeno je da se elektroni difuzno odbijaju od površine metala. Uz suprotnu pretpostavku da se elektroni zrcalno odbijaju, rezultat za površinsku impedanciju je isti u lokalnom limesu, a umanjen za faktor 8/9 u ekstremno anomalnom limesu.

Zanimljivo je uočiti da u lokalnom limesu površinska impedancija ovisi o $\sigma^{-1/2}$ dok u ekstremno anomalnom limesu ona ovisi o $\sigma^{-1/3}$.

2.1.6. Visokofrekventna elektrodinamika u BCS teoriji

U prethodnim odjeljcima opisali smo odziv supravodiča u Meissnerovu stanju na elektromagnetska polja pomoću fenomenoloških teorija. U ovom odjeljku želja nam je formulirati elektrodinamiku supravodiča pomoću mikroskopske BCS teorije¹¹ i odrediti granice primjenjivosti prethodnih fenomenoloških razmatranja.

Razmotrimo ponašanje supravodiča u magnetskom polju. Da bismo to učinili moramo odrediti gustoću struje $\vec{J}(\vec{r})$ kao odziv sistema na magnetsko polje. Hamiltonijan elektromagnetske interakcije za elektron naboja $-e$ u formalizmu druge kvantizacije glasi:

$$H_I = \int d^3r \psi^*(\vec{r}) \left[-\frac{ie\hbar}{2m} (\vec{A} \nabla + \nabla \vec{A}) + \frac{e^2}{2m} \vec{A}^2(\vec{r}) \right] \psi(\vec{r}) \quad (38)$$

Odabrat ćemo takav baždara da $\nabla \vec{A} = 0$ i da je u odsutnosti magnetskog polja $\vec{A} = 0$. Razvijemo li ψ i ψ^* pomoću operatora stvaranja i poništenja, hamiltonijan interakcije postaje

$$H_I = \frac{e\hbar}{m} \frac{(2\pi)^{2/3}}{\Omega} \sum_{\vec{k}, \vec{q}, \sigma} \vec{A}(\vec{q}) \vec{k} c_{\vec{k}+\vec{q}, \sigma}^\dagger c_{\vec{k}, \sigma} \quad (39)$$

gdje je $\vec{A}(\vec{q})$ Fourierov transformat vektorskog potencijala.

U odsutnosti magnetskog polja sistem je na danoj temperaturi opisan potpunim skupom ortonormiranih valnih funkcija koje označavamo s $\Psi_0(T), \Psi_1(T), \dots, \Psi_n(T), \dots$. Odgovarajuće energije tih stanja su $W_0(T), W_1(T), \dots, W_n(T), \dots$. U prisutnosti elektromagnetskog polja valna funkcija sistema može se napisati kao $\Phi(\vec{A}) = \Phi_0 + \Phi_1 + \dots$, gdje je Φ_1 korekcija u prvom redu računa smetnje:

$$\Phi_1 = \sum_{i \neq 0} \frac{\langle \Psi_i | H_I | \Psi_0 \rangle}{W_0 - W_i} | \Psi_i \rangle \quad (40)$$

Operator struje $\vec{\mathfrak{S}}(\vec{r})$ glasi

$$\vec{\mathfrak{S}}(\vec{r}) = \frac{ie\hbar}{2m}(\psi^* \nabla \psi - \text{Herm.conj.}) - \frac{e^2}{m} \psi^* \vec{A} \psi \quad (41)$$

Uočavamo da ga možemo rastaviti na dva dijela, paramagnetski i dijamagnetski. Razvojem Ψ i Ψ^* po operatorima stvaranja i poništenja paramagnetski i dijamagnetski dio možemo pisati:

$$\vec{\mathfrak{S}}_P(\vec{r}) = \frac{e\hbar}{2m\Omega} \sum_{\vec{k}, \vec{q}, \sigma} c_{\vec{k}+\vec{q}, \sigma}^+ c_{\vec{k}, \sigma} e^{-i\vec{q}\vec{r}} (2\vec{k} + \vec{q}) \quad (42)$$

$$\vec{\mathfrak{S}}_D(\vec{r}) = -\frac{e^2}{m\Omega} \sum_{\vec{k}, \vec{q}, \sigma} c_{\vec{k}+\vec{q}, \sigma}^+ c_{\vec{k}, \sigma} e^{-i\vec{q}\vec{r}} \vec{A}(\vec{r}) \quad (43)$$

Očekivana vrijednost operatora struje je

$$\vec{j}(\vec{r}) = \langle \Phi | \vec{\mathfrak{S}}(\vec{r}) | \Phi \rangle \quad (44)$$

pa za paramagnetski dio dobivamo

$$\vec{j}_P(\vec{r}) = -\frac{e^2\hbar^2}{2m^2} \frac{(2\pi)^{3/2}}{\Omega^2} \sum_{i \neq 0} \sum_{\vec{k}, \vec{q}, \sigma} \sum_{\vec{k}', \vec{q}', \sigma'} (2\vec{k} + \vec{q}) \vec{k}' \cdot \left[\vec{A}(\vec{q}') e^{-i\vec{q}'\vec{r}} \langle \Psi_0 | c_{\vec{k}'+\vec{q}', \sigma'}^\dagger c_{\vec{k}', \sigma'} | \Psi_i \rangle \frac{\langle \Psi_i | c_{\vec{k}+\vec{q}, \sigma}^\dagger c_{\vec{k}, \sigma} | \Psi_0 \rangle}{W_0 - W_i} + c.c. \right] \quad (45)$$

dok je dijamagnetski dio:

$$\vec{j}_D(\vec{r}) = -\frac{ne^2}{m} \vec{A}(\vec{r}) \quad (46)$$

Za razliku od normalnog metala u kojem su svi članovi u sumi (45) neovisni, u supravodiču moramo voditi računa o tome da operatori $c_{k,\sigma}^\dagger c_{k',\sigma}$ i $c_{-k',-\sigma}^\dagger c_{-k,-\sigma}$ djelujući na supravodljivu valnu funkciju stvaraju ista stanja pa ih treba zbrojiti prije kvadriranja.

Paramagnetski dio struje možemo pisati u obliku¹¹

$$\vec{j}_P(\vec{r}) = \frac{e^2\hbar^2}{2m^2} \frac{(2\pi)^{3/2}}{\Omega^2} \sum_{\vec{k}, \vec{q}} (2\vec{k} + \vec{q}) \vec{k} \vec{A}(-\vec{q}) e^{-i\vec{q}\vec{r}} L(\epsilon_k, \epsilon_{k+q}) \quad (47)$$

gdje je ϵ_k Blochova energija elektrona mjerena od Fermijeve razine, a

$$L(\epsilon, \epsilon') = \frac{1}{2} \left(\frac{1-f-f'}{E+E'} \right) \left(1 - \frac{\epsilon\epsilon' + \Delta^2}{EE'} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{f-f'}{E-E'} \right) \left(1 + \frac{\epsilon\epsilon' + \Delta^2}{EE'} \right) \quad (48)$$

uz oznaku $E = (\epsilon^2 + \Delta^2)^{1/2}$.

Za razmatranje elektrodinamike pogodno je odrediti Fourierov transformat gustoće struje $\vec{j}=\vec{j}_P+\vec{j}_D$:

$$\vec{j}(\vec{q}) = -\frac{K(q)}{\mu_0}\vec{A}(\vec{q}) \tag{49}$$

gdje funkciju $K(q)$, uz oznaku $\vec{R}=\vec{r}-\vec{r}'$, možemo pisati u obliku:

$$K(q) = \frac{3\pi}{\Lambda_T\xi_0}\int_0^\infty\int_{-1}^1(1-u^2)e^{iqRu}J(R,T) \, du \, dR \tag{50}$$

Λ_T je temperaturno ovisna Londonova konstanta, a kernel $J(R,T)$ dan je izrazom

$$J(R,T) = \frac{\Lambda_T}{\Lambda\pi^2\Delta_0}\int_{-\infty}^\infty\int_{-\infty}^\infty d\epsilon \, d\epsilon' \left[\frac{f-f'}{\epsilon'-\epsilon} - L(\epsilon,\epsilon') \right] \cos(\epsilon-\epsilon') \frac{R}{\hbar v_0} \tag{51}$$

Δ_0 je vrijednost energijskog procjepa na $T=0$, a v_0 je Fermijeva brzina elektrona. U normalnom metalu parametar Δ iščezava pa funkcija $L(\epsilon,\epsilon')$ postaje $(f-f')/(\epsilon'-\epsilon)$. Stoga se u normalnom metalu dijamagnetski i paramagnetski dio poništavaju i ne javlja se Meissnerov efekt. U supravodiču, naprotiv, paramagnetski dio je po iznosu uvijek manji od dijamagnetskog pa u prisutnosti magnetskog polja teče struja koja ga zasjenjuje.

Da bismo uvidjeli značenje kernela $J(R,T)$ napišimo izraz za gustoću struje u koordinatnom prostoru:

$$\vec{j}(\vec{r}) = -\frac{3}{4\pi\xi_0\Lambda}\int\frac{\vec{R}[\vec{R}\vec{A}]J(R,T)e^{-R/l}}{R^4}d^3r' \tag{52}$$

Ovaj izraz ekvivalentan je Pippardovu izrazu (13) uz zamjenu $\exp(-R/\xi_0) \rightarrow J(R,T)$.

Napomenimo još da vrijedi

$$\int_0^\infty J(R,T) dR = \xi_0 \quad (53)$$

te da funkcija $J(R,T)$ vrlo sliči eksponencijalnoj. Budući da je funkcija $J(R,T)$ vrlo složena, u mnogim praktičnim računima može se zamijeniti eksponencijalnom.

Zanimljivo je odrediti relacije između gustoće struje i vektorskog potencijala u tri granična slučaja.

Ako je supravodič "čist" (tj. $\xi_0 \ll l$) i ima malu intrinzičnu duljinu koherencije (tj. $\xi_0 \ll \lambda_L$), u relaciji (52) možemo pisati $\exp(-R/l) = 1$, a vektorski potencijal možemo smatrati konstantnim u području djelovanja kernela $J(R,T)$ pa ga možemo izlučiti ispred integrala. Tada dobivamo Londonovu jednadžbu za odnos gustoće struje i vektorskog potencijala

$$\vec{j}(\vec{r}) = -\frac{1}{\Lambda_T} \vec{A}(\vec{r}) \quad (54)$$

što daje Londonovu dubinu prodiranja $\lambda_L = (\Lambda/\mu_0)^{1/2}$, a takav supravodič podvrgava se lokalnoj elektrodinamici.

U slučaju "prljavog" supravodiča (tj. $l \ll \xi_0, \lambda$), vrijednosti integrala u (52) doprinosi samo vrijednost funkcije $J(R,T)$ u $R=0$, a vektorski potencijal ponovno možemo izlučiti ispred integrala pa dobivamo

$$\vec{j}(\vec{r}) = -\frac{1}{\Lambda_T} \frac{l}{\xi_0} J(0,T) \vec{A}(\vec{r}) \quad (55)$$

Vrijednost funkcije $J(0, T)$ varira od 1 na $T=0$ do $4/3$ na $T=T_c$ pa dubinu prodiranja $\lambda = \lambda_L (\xi_0 / J(0, T))^{1/2}$ možemo gotovo poistovjetiti s relacijom (18).

Treći zanimljiv slučaj je slučaj "čistog" supravodiča s velikom intrinzičnom duljinom koherencije, tj. $\lambda \ll \xi_0, l$. Tada je potrebno računati pomoću nelokalnih relacija za odnos gustoće struje i vektorskog potencijala. U tom slučaju pogodno je odrediti funkciju $K(q)$. Kada je $\lambda \ll \xi_0$ govorimo o ekstremno anomalnom slučaju pa u izrazu (50) glavni doprinos integralu dolazi od $J(0, T)$. Tada vrijedi

$$K(q) = \frac{3\pi}{4\lambda_L^2} \frac{1}{\xi_0 q} \quad (56)$$

Iz teorije anomalnog skin efekta^{18,19} znamo da je dubina prodiranja određena relacijom

$$\lambda = \frac{\pi}{\int_0^\infty \ln\left(1 + \frac{K(q)}{q^2}\right) dq} \quad (57)$$

što u slučaju $\lambda \ll \xi_0$ daje

$$\lambda_\infty = \left(\frac{\sqrt{3}}{2\pi} \frac{\xi_0 \lambda_L^2}{J(0, T)} \right)^{1/3} \quad (58)$$

Ovaj izraz treba usporediti s jednadžbom (15).

U dosadašnjem razmatranju podrazumijevali smo da je elektromagnetsko polje statičko. Mattis i Bardeen¹⁵ proučavali su odziv supravodiča na vremenski promjenjivo elektromagnetsko polje $A(t) = A \cdot \exp(i\omega t)$. Oni su našli da tada u relaciji (47) treba zamijeniti $L(\epsilon, \epsilon')$ s $L(\omega, \epsilon, \epsilon')$ gdje je

$$L(\epsilon, \epsilon') = \frac{1}{4} \left(1 + \frac{\epsilon \epsilon' + \Delta^2}{EE'} \right) \left(\frac{f' - f}{E - E' - \hbar(\omega - i\delta)} + \frac{f' - f}{E - E' + \hbar(\omega - i\delta)} \right) +$$

$$+ \frac{1}{4} \left(1 - \frac{\epsilon \epsilon' + \Delta^2}{EE'} \right) \left(\frac{1 - f - f'}{E + E' - \hbar(\omega - i\delta)} + \frac{1 - f - f'}{E + E' + \hbar(\omega - i\delta)} \right) \quad (59)$$

Kernel $J(R, T)$ treba zamijeniti s $J(R, \omega, T) = \Lambda_T / (\Lambda \pi^2 \Delta_0) \cdot I(R, \omega, T)$ uz

$$I(R, \omega, T) = -\pi i \int_{\Delta - \hbar\omega}^{\Delta} [1 - 2f(E + \hbar\omega)] [g(E) \cos(\alpha \epsilon_2) - i \sin(\alpha \epsilon_2)] e^{i\alpha \epsilon_1} dE -$$

$$- \pi i \int_{\Delta}^{\infty} ([1 - 2f(E + \hbar\omega)] [g(E) \cos(\alpha \epsilon_2) - i \sin(\alpha \epsilon_2)] e^{i\alpha \epsilon_1} -$$

$$- [1 - 2f(E)] [g(E) \cos(\alpha \epsilon_1) + i \sin(\alpha \epsilon_1)] e^{-i\alpha \epsilon_2}) dE \quad (60)$$

gdje su ϵ_1 i ϵ_2 Blochove energije koje odgovaraju energijama E i $E + \hbar\omega$, $g(E) = (E^2 + \Delta + \hbar\omega E) / \epsilon_1 \epsilon_2$, a $\alpha = R / \hbar v_0$.

Ponovo možemo proučiti tri slučaja. U ekstremno anomalnom limesu vrijedi

$$K(q) = \frac{3}{\Lambda \xi_0 \Delta_0 q} I(0, \omega, T) \tag{61}$$

Želimo li taj izraz napisati u obliku koji bi odgovarao izrazu za $K(q)$ u normalnom metalu (jednadžba (33)) moramo poistovjetiti

$$\sigma = \sigma_n \frac{I(0, \omega, T)}{-i \pi \hbar \omega} \tag{62}$$

Budući da je $I(0, \omega, T)$ kompleksna veličina, ovako dobivena vodljivost je također kompleksna veličina, $\sigma = \sigma_1 - i \sigma_2$. Omjer površinskih impedancija supravodljivog i normalnog metala u ekstremno anomalnom limesu je:

$$\frac{Z_{s\infty}}{Z_{n\infty}} = \left(\frac{\sigma_n}{\sigma_1 - i \sigma_2} \right)^{1/3} \tag{63}$$

gdje vrijedi

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_1}{\sigma_n} = & \frac{2}{\hbar \omega} \int_{\Delta}^{\infty} [f(E) - f(E + \hbar \omega)] \frac{E^2 + \Delta^2 + \hbar \omega E}{\sqrt{E^2 - \Delta^2} \sqrt{(E + \hbar \omega)^2 - \Delta^2}} dE + \\ & + \frac{1}{\hbar \omega} \int_{\Delta - \hbar \omega}^{\Delta} [1 - f(E + \hbar \omega)] \frac{E^2 + \Delta^2 + \hbar \omega E}{\sqrt{E^2 - \Delta^2} \sqrt{(E + \hbar \omega)^2 - \Delta^2}} dE \end{aligned} \tag{64}$$

$$\frac{\sigma_2}{\sigma_n} = \frac{1}{\hbar\omega} \int_{\Delta-\hbar\omega, -\Delta}^{\Delta} \frac{[1-2f(E+\hbar\omega)][E^2+\Delta^2+\hbar\omega E]}{\sqrt{\Delta^2-E^2}\sqrt{(E+\hbar\omega)^2-\Delta^2}} dE \quad (65)$$

U slučaju "prljavog" supravodiča, $l \ll \xi_0, \lambda$, možemo računati u koordinatnom prostoru i dobivamo relaciju za odnos struje i vektorskog potencijala:

$$\vec{j}(\omega, \vec{r}) = -\frac{1}{\Lambda\pi^2\Delta_0} \frac{l}{\xi_0} I(0, \omega, T) \vec{A}(\omega, \vec{r}) \quad (66)$$

Budući da je ta relacija lokalna, možemo je usporediti s Ohmovim zakonom:

$$\vec{j}(\omega, \vec{r}) = \sigma(\omega) \vec{E} = -i\omega\sigma(\omega) \vec{A} \quad (67)$$

Nalazimo da je kompleksna vodljivost $\sigma(\omega) = \sigma_1 - i\sigma_2$ dana potpuno istim izrazom kao i u ekstremno anomalnom limesu. Međutim, omjer površinskih impedancija supravodljivog i normalnog metala u lokalnom limesu je

$$\frac{Z_{s,loc}}{Z_{n,loc}} = \sqrt{\frac{\sigma_n}{\sigma_1 - i\sigma_2}} \quad (68)$$

Treći slučaj vrijedan razmatranja je slučaj "čistog" supravodiča s malom intrinzičnom duljinom koherencije $\xi_0 \ll l, \lambda$. U tom slučaju također vrijedi lokalna elektrodinamika, no kompleksna vodljivost dana je složenim izrazom:

$$\sigma(\omega) = \frac{1}{\Lambda v_0} \frac{1}{i\pi \hbar \omega} \int_0^\infty I(R, \omega, T) e^{-R/l} dR \tag{69}$$

Da bi se odredile vrijednosti za $\sigma(\omega)$ potrebno je provesti numeričku integraciju.²⁰⁻²³ Takav račun proveli su Chang i Scalapino u lokalnom slučaju²³. Analizirat ćemo njihove rezultate. U području niskih frekvencija ($\omega/\Delta \approx 0,01$), za slučaj čistog supravodiča ($\xi_0 < l < 100\xi_0$) numeričke vrijednosti za kompleksnu vodljivost mogu se prikazati u obliku

$$\sigma = \alpha \frac{ne^2\tau}{m} - i(1-\alpha)\frac{ne^2}{m\omega} \tag{70}$$

Faktor α temperaturno je ovisan i usporedimo li ovako izraženu kompleksnu vodljivost s rezultatom dobivenim pomoću modela dviju tekućina možemo identificirati $\alpha = n_n/n$.

U slučaju "prljavog" supravodiča rezultati Changa i Scalapina mogu se pisati:

$$\sigma = \alpha \frac{ne^2\tau}{m} - i(1-\alpha)\frac{l}{\xi_0} \frac{ne^2}{m\omega} \tag{71}$$

To je također rezultat koji se dobiva pomoću modela dviju tekućina uz zamjenu $\lambda_L \rightarrow \lambda = \lambda_L (\xi_0/l)^{1/2}$.

Možemo zaključiti da BCS teorija predviđa da će model dviju tekućina dobro opisivati visokofrekventnu elektrodinamiku supravodiča u slučajevima kada vrijede lokalne relacije za odnos gustoće struje i vektorskog potencijala s tim da je frekvencija elektromagnetskog zračenja mnogo niža od frekvencije energijskog procjepa ($\hbar\omega \ll \Delta_0$).

Chang i Scalapino proveli su zanimljivo razmatranje elektrodinamike visokotemperaturnih supravodiča.²³ Oni su najprije izračunali odzivnu funkciju za jedan sloj dvodimenzionalnog supravodiča, a zatim razmatrali visokotemperaturni supravodič kao mnoštvo dvodimenzionalnih slojeva. Budući da je lokalna odzivna funkcija intrinzično svojstvo dvodimenzionalnih supravodiča, za visokotemperaturne supravodiče uvijek vrijedi lokalna elektrodinamika.

Frekvencija mikrovalnog zračenja koje je primjenjeno u ovom radu je $\approx 10 \text{ GHz}$. Uz BCS relaciju $\Delta_0 = 1,76 kT_c$ i vrijednost $T_c \approx 90 \text{ K}$ nalazimo vrijednost za $\hbar\omega/\Delta_0 \approx 0,003$. Vidimo da je model dviju tekućina prikladan za proučavanje odziva visokotemperaturnih supravodiča na elektromagnetsko zračenje frekvencija $\nu \approx 10 \text{ GHz}$.

2.2. Supravodiči II. vrste

2.2.1. Teorija Ginzburga i Landaua

U dosadašnjem smo razmatranju BCS valnu funkciju osnovnog stanja poistovjetili s makroskopskom valnom funkcijom elektronskog para $\psi(\vec{r}) = |\psi| \exp(i\vartheta(\vec{r}))$. Podrazumijevali smo da je $|\psi|$ prostorna konstanta i neovisna o magnetskom polju. Te pretpostavke vrijede samo u magnetskim poljima slabima u odnosu prema termodinamičkom kritičnom polju i kada nema nehomogenosti u supravodiču. U većini praktičnih slučajeva $|\psi|$ ovisi o polju i položaju.

Ginzburg i Landau²⁴ uveli su parametar uređenja koji može služiti kao mjera kondenzacije u supravodiču:

$$\psi(\vec{r}) = |\psi(\vec{r})| e^{i\vartheta(\vec{r})} \quad (1)$$

Vidimo da parametar uređenja ima isti oblik kao makroskopska valna funkcija (1). Osnovni je postulat da se gustoća slobodne energije može napisati u obliku:

$$f = f_{n0} + \alpha |\psi|^2 + \frac{\beta}{2} |\psi|^4 + \frac{1}{2m^*} |(i\hbar \nabla + e^* \vec{A})\psi|^2 + \frac{b^2}{2\mu_0} \quad (2)$$

gdje f_{n0} predstavlja gustoću slobodne energije za isti materijal u normalnom stanju, a $\vec{b}$ je lokalna vrijednost gustoće magnetskog toka. Koeficijenti $\alpha(T)$ i $\beta(T)$ mogu se odrediti:

$$\alpha(T) = -\frac{\mu_0 H_c^2(T)}{|\psi_0(T)|^2} \quad (3)$$

$$\beta(T) = \frac{\mu_0 H_c^2(T)}{|\psi_0(T)|^4} \quad (4)$$

gdje $|\psi_0|^2$ predstavlja ravnotežnu vrijednost parametra uređenja za minimum slobodne energije, a $H_c(T)$ je termodinamičko kritično polje.

Minimizacija slobodne energije po $\vec{A}$ daje nam prvu GL diferencijalnu jednačbu:

$$-\vec{J}_s = \frac{\nabla^2 \vec{A}}{\mu_0} = \frac{ie^* \hbar}{2m^*} (\psi^* \nabla \psi - \psi \nabla \psi^*) + \frac{e^{*2}}{m^*} |\psi|^2 \vec{A} \quad (5)$$

Drugu GL diferencijalnu jednačbu dobivamo minimizacijom slobodne energije po ψ^* :

$$\alpha(T)\psi + \beta |\psi|^2 \psi + \frac{1}{2m^*} (i\hbar \nabla + e^* \vec{A})^2 \psi = 0 \quad (6)$$

U odsutnosti gradijenta parametra uređenja, tj. u slabim poljima, jednačba (5) po obliku je ekvivalentna Londonovoj jednačbi. Ako poistovjetimo $|\psi_0(T)|^2 = n_s^*$, dobivamo temperaturno ovisnu, ili Ginzburg-Landau (GL), dubinu prodiranja:

$$\lambda_{GL}^2(T) = \frac{m^*}{e^{*2} \mu_0 |\psi_0(T)|^2} \quad (7)$$

koja je analogna izrazu (2.1.11). Tako možemo reći da je $|\psi_0(T)|^2$ određen relacijom:

$$|\psi_0(T)|^2 = \frac{m^*}{e^{*2}\mu_0\lambda_{GL}^2(T)} \tag{8}$$

gdje za $\lambda_{GL}(T)$ možemo uzeti prikladnu dubinu prodiranja koja je određena jednom od relacija (2.1.15), (2.1.16) ili (2.1.18).

U odsutnosti polja jednadžbu (6) možemo pisati s realnim vrijednostima ψ pa dobivamo:

$$\frac{\hbar^2}{2m^*|\alpha(T)|}\nabla^2\psi - \psi - \beta\psi^3 = 0 \tag{9}$$

Prirodno je uvesti karakterističnu duljinu

$$\xi_{GL}^2(T) = \frac{\hbar^2}{2m^*|\alpha(T)|} = \frac{\hbar|\psi_0(T)|^2}{2m^*\mu_0H_c^2(T)} \tag{10}$$

koja označava najmanju udaljenost na kojoj se $|\psi(\vec{r})|$ može znatno promijeniti. Ta duljina, koja se naziva GL duljinom koherencije, bitno je različita od Pippardove intrinzične duljine koherencije ξ_0 . Pippardova ξ_0 je neovisna o temperaturi, dok ξ_{GL} ovisi o temperaturi kao $\alpha(T)^{-1/2}$. Gorkov²⁵ je odredio vezu između tih dviju veličina za "čiste" i za "prljave" supravodiče. Za "čiste" supravodiče dobio je

$$\xi_{GL}(T) = 0.74 \xi_0\sqrt{1-t} \tag{11}$$

a za "prljave"

$$\xi_{GL}(T) = 0.85 \sqrt{\xi_0 l / \sqrt{1-t}} \quad (12)$$

na temperaturama vrlo blizu T_c . Također je odredio ovisnost dubine prodiranja o temperaturi blizu T_c . Za "čiste" supravodiče vrijedi:

$$\lambda_{GL}(T) = \frac{\lambda_L(0)}{\sqrt{2}\sqrt{1-t}} \quad (13)$$

a za "nečiste":

$$\lambda_{GL}(T) = \frac{0.65 \lambda_L(0)}{\sqrt{1-t}} \sqrt{\frac{\xi_0}{l}} \quad (14)$$

Te relacije imaju istu temperaturnu ovisnost kao relacije (2.1.16) i (2.1.18) uz primjenu modela dviju tekućina u blizini temperature supravodljivog prijelaza T_c .

Korisno je još uvesti GL parametar κ koji je definiran kao omjer dviju karakterističnih duljina:

$$\kappa = \frac{\lambda_{GL}(T)}{\xi_{GL}(T)} = \frac{\sqrt{2} \mu_0 e^* \lambda_{GL}^2(T) H_c(T)}{\hbar} \quad (15)$$

Taj je parametar važan za podjelu supravodiča na supravodiče I. i II. vrste.

Parametar κ određuje energiju domenskog zida između supravodljivog i normalnog područja u materijalu koji je izložen magnetskom polju. Ako je $\kappa < 2^{1/2}$, energija domenskog zida je pozitivna, a za $\kappa > 2^{1/2}$, ona je negativna. Zato je za materijale koji imaju $\kappa > 2^{1/2}$

energetski povoljnije da budu podijeljeni na supravodljiva i nesupravodljiva područja ako je vanjsko magnetsko polje jače od neke kritične vrijednosti.

2.2.2. Miješano stanje u supravodičima II. vrste

Supravodljivi materijali za koje je GL parametar κ veći od $2^{1/2}$ nazivaju se supravodičima II. vrste.²⁶ Zbog negativne energije domenskih zidova dolazi do velikog stupnja podijeljenosti materijala na normalna i supravodljiva područja kako bi se minimizirala slobodna energija. No, zbog člana $|\nabla\psi|^2$, znatnije promjene parametra uređenja ne mogu se zbivati na skali manjoj od $\xi_{GL}(T)$.

U teorijski definiranom miješanom stanju nema područja u potpuno normalnom stanju. Parametar uređenja umanjen je u vlaknastim područjima u supravodiču i pada na nulu samo točno u središtima tih područja. Jedan kvant magnetskog toka prolazi kroz svako takvo valjkasto područje. Parametar uređenja raste od nule u središtu do približno konstantne vrijednosti na udaljenosti približno dvije GL duljine koherencije. Ta konstantna vrijednost ovisi o vanjskome magnetskom polju i mijenja se od maksimalne na H_{c1} do 0 na H_{c2} . Magnetskom polju pridružena je kružna struja koja ga zasjenjuje od mnogo jače supravodljivog područja. Kruženje struje u području smanjenog parametra uređenja dovelo je do naziva "vir" (engl. vortex) za takvu cilindričnu strukturu.

Kad polje poraste iznad H_{c1} , energetski je povoljnije propustiti kvante magnetskog toka u obliku virova kroz uzorak, nego zadržavati Meissnerovo stanje. Tada se pojavljuje mnogo virova koji su u idealnom materijalu poredani u pravilnu dvodimenzionalnu rešetku. Konstanta rešetke određena je jakošću primijenjenog polja i međusobnim odbijanjem virova.

Makroskopski usrednjena magnetska indukcija znatno je manja od vanjskog polja, $B < \mu_0 H$ za polja malo jača od H_{c1} , a postaje približno jednaka, $B \approx \mu_0 H$, blizu H_{c2} .

Kada transportna struja gustoće $\vec{J}_T$ prolazi kroz supravodič u miješanom stanju, javlja se Lorentzova sila $\vec{\alpha} = \vec{J}_T \times \vec{B}$ koja nastoji pomaknuti vireve. Gibanje virova inducira elektromotornu silu u smjeru struje čime nastaje disipacija. Stoga supravodič II. vrste pokazuje otpor i ne može se smatrati supravodljivim u praktične svrhe ako ne postoji neki mehanizam koji bi spriječio Lorentzovu silu da giba vireve. Takav se mehanizam zove "sila zapinjanja" (engl. pinning) jer pod njenim utjecajem virevi zapinju na određenim mjestima u materijalu. Zapinjanje virova može biti posljedica bilo koje nehomogenosti u materijalu (defekti, rubovi zrna, nečistoće itd.). Ako je zapinjanje dovoljno jako, gibanje virova može biti tako malo da se supravodič ponaša gotovo kao savršen vodič. Na konačnim temperaturama uvijek će postojati termički pobuđeno "puzanje" (engl. creep) toka u kojem virevi skaču s jednog mjesta zapinjanja na drugo. U nekim slučajevima to gibanje uzrokuje mjerljiv otpor. Ako je zapinjanje virova slabo u odnosu prema Lorentzovoj sili, virevi će se gibati konstantnom brzinom koja je određena viskoznom silom. Taj se režim naziva "tečenje" (engl. flow) magnetskog toka i uzrokuje "otpornost tečenja", ρ_f , koja je usporediva s otpornošću u normalnom stanju. Dakle, za praktične svrhe potrebno je izbjeći tečenje toka, a puzanje toka treba smanjiti da ne izazove mjerljiv otpor.

2.2.3. Model kritičnog stanja

Proučimo slučaj kada je zapinjanje dovoljno jako da spriječi svako gibanje virova.

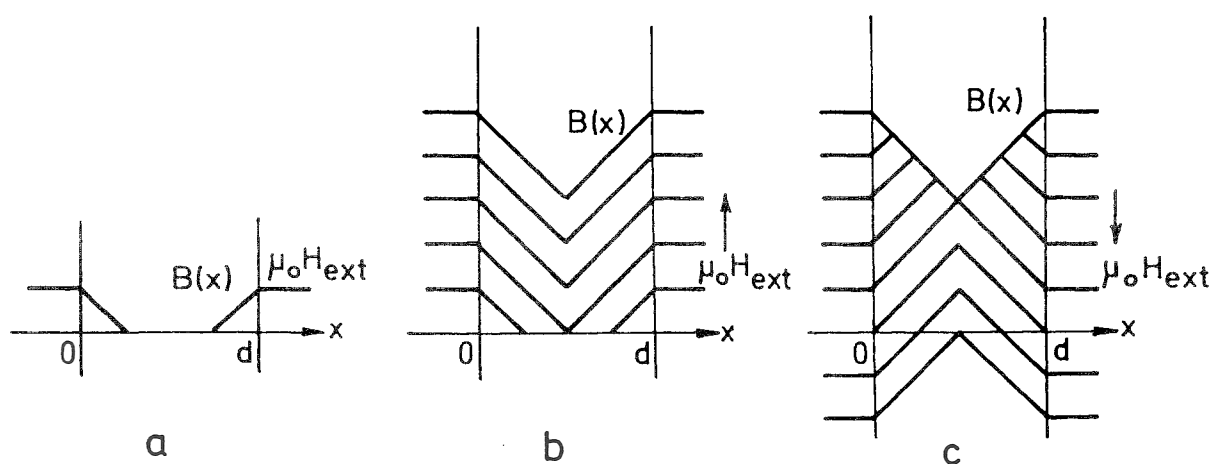
Budući da sila po jediničnom volumenu iznosi

$$\vec{\alpha} \equiv \vec{J}_T \times \vec{B} \quad (16)$$

uvjet da ne bude disipacije jest da α nikad ne premaši maksimalno moguću gustoću sile zapinjanja α_c .

Razmotrimo beskonačnu ploču debljine d načinjenu od supravodiča II. vrste.

Pretpostavimo da je primijenjeno jako vanjsko magnetsko polje B_0 paralelno s pločom. Na slici 2.1a prikazana je gustoća magnetskog toka duž linije okomite na ravninu ploče. Ako je $B_0 > \mu_0 H_{cl}$, virovi će početi ulaziti u ploču. Kada bi magnetska indukcija $B(x)$ naglo pala



Slika 2.1. Raspored gustoće magnetskog toka u supravodljivoj ploči prema modelu kritičnog stanja.

s vrijednosti B_0 izvan ploče na nula u ploči, to bi izazvalo jaku gustoću struje $J_y = (1/\mu_0)(dB/dx)$. Jaka gustoća struje i jako magnetsko polje uvršteno u (16) dat će $\alpha > \alpha_c$. U tom će slučaju virovi prodirati dublje u ploču, nastojeći smanjiti gradijent polja. Taj će se proces nastaviti dok se ne postigne uvjet

$$|\vec{\alpha}| = J_y B = \frac{1}{\mu_0} B \frac{dB}{dx} = \frac{1}{2\mu_0} \frac{d}{dx} B^2 \leq \alpha_c \quad (17)$$

na svakome mjestu u ploči. Taj se slučaj zove kritično stanje.

Gustoća sile zapinjanja α_c ne može biti neovisna o B , jer bi u tom slučaju kritična struja zapinjanja, J_c , divergirala za $B=0$. Tu teškoću zaobišao je Bean²⁷ stavljajući $J_c = konst.$, što znači $\alpha_c \propto 1/B$. U Beanovu su modelu profili gustoće magnetskog toka u uzorku ravne crte nagiba $\mu_0 J_c$. Na slici 2.1b prikazano je prodiranje magnetskog toka u ploču ako se vanjsko polje pojačava, dok je na slici 2.1c prikazan profil gustoće magnetskog toka kad se vanjsko magnetsko polje, nakon povećanja, počinje smanjivati.

Vidljivo je da će takvi supravodiči pokazivati velike histereze u cikliranju magnetskog polja.

2.2.4. Gibanje virova i tečenje magnetskog toka

Razmotrimo sada suprotan slučaj "idealnog" supravodiča II. vrste u kojem nema zapinjanja virova. Transportna struja iz vanjskog izvora može prolaziti kroz unutrašnjost materijala, a ne samo uz površinu. Transportna struja međudjeluje s magnetskim tokom u virovima Lorentzovom silom $\vec{J} \times \vec{B}$. Ta sila tjera vir da se giba okomito na struju. Jakost sile po jedinici duljine jednog vira jest:

$$f_L = J_T \Phi_0, \quad (18)$$

odnosno, ako polje nije okomito na struju:

$$f_L = J_T \Phi_0 \sin \vartheta \quad (19)$$

U idealnom supravodiču bez defekata virovi će se gibati za bilo koju vrijednost transportne struje. U tom će gibanju oni osjećati silu koja je ovisna o brzini:

$$\vec{f}_v = -\eta \vec{v}. \quad (20)$$

Zbog proporcionalnosti s brzinom, $\vec{f}_v$ se zove silom viskoznosti, a $\vec{v}$ je brzina vira. Supravodiči u kojima gibanje virova počinje za bilo koju vrijednost transportne struje ne mogu se smatrati supravodljivima za praktične svrhe. Međutim, u praksi, nehomogenosti u uzorku stvaraju barijere za gibanje virova, pa oni zapinju na mjestima defekata. Međudjelovanje virova prisiljava one virove koji nisu zapeli da se zaustave zajedno s onima koji jesu.

Pojačavanjem transportne struje jača i Lorentzova sila, pa kod neke vrijednosti, koja se naziva strujom "otpuštanja" (engl. depinning), ukupna Lorentzova sila na rešetku virova postaje jednaka ukupnoj sili zapinjanja. Dakle, struja otpuštanja ima iznos Beanove kritične struje J_c . Za veće transportne struje rešetka se giba stalnom brzinom. Viskoznu silu možemo izjednačiti s razlikom Lorentzove sile i sile zapinjanja:

$$\eta v = f_L - f_p = \Phi_0 (J_T - J_c) \quad (21)$$

Ako se virovi gibaju, oni induciraju električno polje

$$\vec{E} = \vec{B} \times \vec{v} \quad (22)$$

koje je paralelno struji $\vec{J}_T$. To djeluje kao pad napona na otporu i snaga se disipira. Iznos polja je:

$$E = vB = \frac{\Phi_0 B}{\eta} (J_T - J_c) \quad (23)$$

Pa je otpornost u tom slučaju:

$$\rho = \frac{E}{J_T} = \frac{\Phi_0 B}{\eta} \left(1 - \frac{J_c}{J_T}\right) \quad (24)$$

Budući da ta otpornost ovisi o iznosu gustoće struje možemo definirati diferencijalnu otpornost tečenja toka

$$\rho_f = \frac{dE}{dJ_T} = \frac{\Phi_0 B}{\eta} \quad (25)$$

u području transportnih struja dovoljno jakih da nadvladaju sile zapinjanja.

Bardeen i Stephen²⁸ pokušali su odrediti koeficijent viskoznosti η pomoću vrlo pojednostavljena modela koji pretpostavlja da je unutar vira materijal potpuno normalan do radijusa ξ , a izvan vira supravodljiv. Ta je pretpostavka prihvatljiva ako je GL parametar $\kappa \gg 1$. U tom modelu disipacija nastaje samo ako se virovi gibaju pa područja koja su bila normalna postaju supravodljiva i obrnuto. Tim jednostavnim modelom Bardeen i Stephen dobili su vrijednost za koeficijent viskoznosti:

$$\eta \approx \frac{\Phi_0 \mu_0 H_{c2}}{\rho_n} \quad (26)$$

gdje ρ_n predstavlja otpornost materijala u normalnom stanju. Koristeći se relacijom (25) možemo pisati:

$$\frac{\rho_f}{\rho_n} = \frac{B}{\mu_0 H_{c2}} \quad (27)$$

Ova relacija, iako proizašla iz vrlo pojednostavljena modela, daje dobra slaganja s realnom situacijom u supravodičima II. vrste.

2.2.5. Gibanje virova u izmjeničnim poljima

Ako je transportna struja kroz supravodič u miješanom stanju manja od kritične struje za zapinjanje virova, pogodno je silu zapinjanja aproksimirati harmoničkom silom $f_p \cong -kx$ gdje je x pomak rešetke virova iz ravnotežnog položaja. Također je zanimljivo uvesti pojam inercijalne mase jednog vira. Suhl²⁹ je razmatrao kinetičku energiju virova u gibanju i uveo pojam mase vira po jedinici duljine. Uz te dvije pretpostavke, možemo napisati jednadžbu gibanja vira na koji djeluje vanjska sila:

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + \eta \frac{dx}{dt} + kx = F(t) \quad (28)$$

Vanjska sila posljedica je transportne struje

$$F = J_T \Phi_0 \quad (29)$$

Razmotrimo slučaj kada je transportna struja vremenski ovisna i manja od kritične:^{3,30}

$$J_T = J_0 e^{i\omega t} < J_c \quad (30)$$

Stavljajući $dx/dt = V_0 \cdot \exp(i\omega t)$ u jednadžbu (28), dobivamo:

$$[i\omega m + \eta + \frac{1}{i\omega}k]V_0 = J_0 \Phi_0 \quad (31)$$

odnosno

$$V_0 = J_0 \Phi_0 \omega \frac{\eta \omega + i(k - m\omega^2)}{(k - m\omega^2)^2 + \eta^2 \omega^2} \tag{32}$$

Budući da član $m\omega^2$ dolazi do izražaja tek na frekvencijama $f > 10^{13} \text{ Hz}$, možemo ga isključiti iz daljnjih razmatranja. Tada (35) možemo pisati

$$V_0 = \frac{J_0 \Phi_0}{\eta} \frac{1 + i\omega_0/\omega}{1 + (\omega_0/\omega)^2} \tag{33}$$

gdje smo definirali veličinu $\omega_0 = k/\eta$ koju zovemo kružnom frekvencijom otpuštanja.³¹ Za kružne frekvencije ω mnogo niže od ω_0 , brzina V_0 bit će zanemariva, dok će za kružne frekvencije više od ω_0 brzina biti

$$V_0 = \frac{J_0 \Phi_0}{\eta} \tag{34}$$

Ako u supravodiču nema termički pobuđenih kvazičestica, virovi svojim gibanjem brzinom $V_0 \cdot \exp(i\omega t)$ induciraju električno polje

$$E = V_0 B e^{i\omega t} \tag{35}$$

Možemo naći otpornost supravodiča u miješanom stanju:

$$\rho = \frac{E}{J_T} = \frac{\Phi_0 B}{\eta} \frac{1 + i\omega_0/\omega}{1 + (\omega_0/\omega)^2} \quad (36)$$

Za $\omega \gg \omega_0$ dobivamo otpornost

$$\rho = - \frac{\Phi_0 B}{\eta} \quad (37)$$

koja je jednaka diferencijalnoj otpornosti u režimu tečenja magnetskog toka za istosmjernu struju. Budući da su frekvencije otpuštanja obično u području $1 \text{ MHz} < \omega/2\pi < 100 \text{ MHz}$,³⁰ mikrovalna su mjerenja pogodna za određivanje diferencijalne otpornosti u režimu tečenja magnetskog toka.

2.3. Elektrodinamika Josephsonovog spoja

2.3.1. Josephsonov efekt

Zanimljivo područje istraživanja jest proučavanje tuneliranja elektrona između supravodiča. Elektroni mogu prelaziti iz jednog supravodiča u drugi ako postoji razlika potencijala među njima. U tom slučaju elektroni prelaze kao kvazičestična pobuđenja. Ako je razlika potencijala manja od energijskog procjeka, $V < 2\Delta/e$, tunelirat će samo termički pobuđene kvazičestice, a ako je $V \geq 2\Delta/e$, ta će razlika potencijala razbijati Cooperove parove pa će se struja elektrona, koji tuneliraju, približiti vrijednosti što bi je imala za tuneliranje između normalnih metala. Na temperaturi $T=0$ neće teći nikakva struja kvazičestica sve dok napon ne poraste iznad energijskog procjeka. Međutim, Josephson je 1962. sugerirao da je moguće tuneliranje parova elektrona između supravodiča čak i onda kada nema razlike potencijala.⁶ Također je predvidio da će, postoji li razlika potencijala, struja supravodljivih elektrona biti izmjenična s frekvencijom $f = 2eV/h$. Danas je poznato da se ideje Josephsonovog tuneliranja mogu primijeniti na mnogo širu klasu "slabih veza" između supravodiča. "Slaba veza" može biti kratko suženje supravodiča, sloj normalnog metala između dvaju supravodiča, tanak sloj izolatora između supravodiča itd. Za struju kroz slabu vezu odgovorna je razlika faza makroskopskih valnih funkcija supravodiča sa suprotnih strana slabe veze:

$$J = J_c \sin \varphi \quad (1)$$

$$\varphi = \vartheta_2 - \vartheta_1 + \frac{2e}{\hbar} \int_1^2 \vec{A}(x,t) d\vec{l} \quad (2)$$

φ je "baždarno invarijantna razlika faza" između točaka 1 i 2 na suprotnim stranama Josephsonovog spoja. Kritična gustoća struje J_c mora se odrediti za određeni tip Josephsonovog spoja. Za tunelski Josephsonov spoj na $T=0$ Anderson³² je našao $J_c = \pi \Delta / 2eAR_n$, gdje je R_n otpor za tuneliranje kad bi dva supravodiča bila u normalnom stanju, a A je poprečni presjek spoja. Vremenska evolucija razlike faza ovisi o razlici potencijala preko spoja:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{2e}{\hbar} V \quad (3)$$

Maksimalna supravodljiva struja koja može proći kroz Josephsonov spoj bez razlike potencijala snažno ovisi o magnetskom polju. Može se pokazati³³ da za jednostavan tunelski Josephsonov spoj, koji se sastoji od dva supravodiča odvojena slojem izolatora uniformne debljine d , ovisnost kritične struje I_c o ukupnome magnetskom toku kroz spoj ima difrakcijski oblik:

$$I_c(\Phi) = I_c(0) \frac{\sin \frac{\pi \Phi}{\Phi_0}}{\frac{\pi \Phi}{\Phi_0}} \quad (4)$$

gdje je $I_c(0)$ kritična struja u slučaju kad nema magnetskog toka kroz spoj.

2.3.2. Općeniti Josephsonov spoj

Relacija (1) opisuje struju koju prenose elektronski parovi. Zbog konfiguracije Josephsonovog spoja, jasno je da će se on ponašati kao kondenzator, pa se mora uzeti u obzir i struja pomaka. Također, na $T \neq 0$, dio struje prenosit će normalni elektroni. Zato općeniti Josephsonov spoj možemo zamijeniti ekvivalentnim krugom prikazanim na slici 2.2. G je vodljivost Josephsonovog spoja za normalne elektrone.

Diferencijalna jednačba za struju u takvom spoju je:

$$I = I_c \sin \varphi + GV + C \frac{dV}{dt} \tag{5}$$

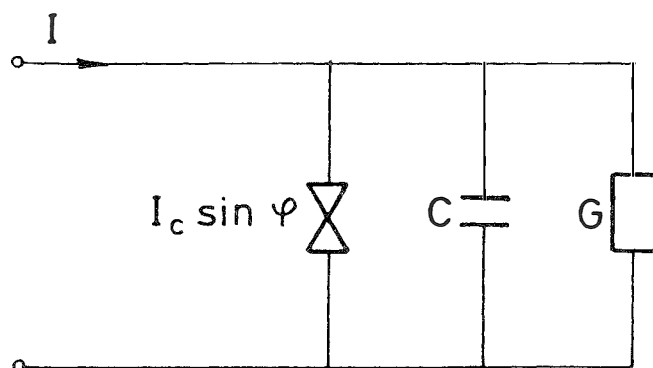
Koristeći se relacijom (3), može se pisati:

$$I = \frac{\hbar C}{2e} \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + \frac{\hbar G}{2e} \frac{d\varphi}{dt} + I_c \sin \varphi \tag{6}$$

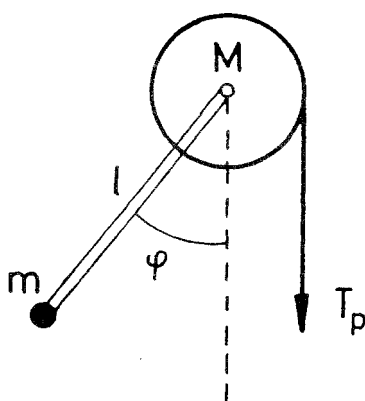
Ova jednačba jednaka je po obliku jednačbi gibanja tjeranog njihala konačnog momenta inercije:

$$M \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + D \frac{d\varphi}{dt} + mgl \sin \varphi = T_p \tag{7}$$

M je moment inercije njihala, $mgl \cdot \sin \varphi$ je gravitacijski zakretni moment na njihalo mase m i duljine klatna l , D je konstanta gušenja, T_p je primijenjen vanjski zakretni moment, a φ je kut odklona njihala od ravnotežnog položaja kad na njega ne djeluje vanjska sila. Vidimo da



Slika 2.2. Ekvivalentni strujni krug za općeniti Josephsonov spoj.



Slika 2.3. Mehanički analogon Josephsonovog spoja.

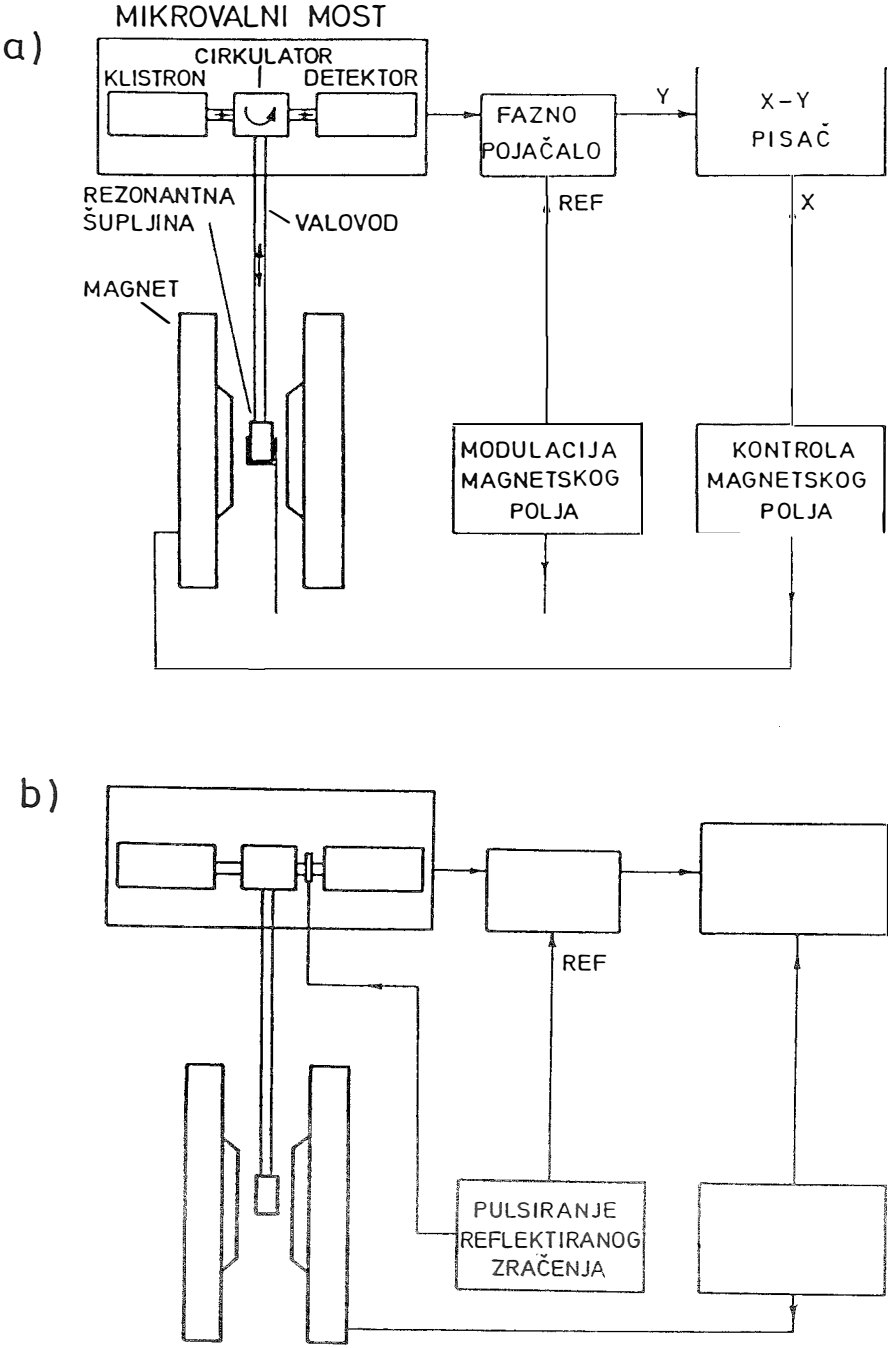
je u Josephsonovom spoju razlika faza analogna kutu otklona, napon je analogan kutnoj brzini, kapacitet je analogan momentu inercije, vodljivost je analogna konstanti gušenja, kritična struja spoja analogna je maksimalnom gravitacijskom zakretnom momentu, a struja izvora primijenjenom zakretnom momentu. Mehanički analogon Josephsonovog spoja prikazan je na slici 2.3.

3. Eksperimentalni uređaj

Mjerenja apsorpcije mikrovalova obavljena su pomoću konvencionalnog spektrometra za elektronsku spinsku rezonanciju kojem su dodani razni elektronički elementi kako bi se mogla obaviti specifična mjerenja. U prvom odjeljku bit će objašnjen način rada konvencionalnog spektrometra za ESR tvrtke Varian, model E-109, koji je korišten kao osnova za nadogradnju, ali i kao samostalan instrument. U drugom su odjeljku opisane modifikacije obavljene na ESR spektrometru da bi se izravno mogla opažati apsorpcija mikrovalova. Također su dane relacije koje povezuju opaženi signal s površinskim otporom uzorka. U trećem odjeljku opisani su sistemi za kontrolu i stabilizaciju temperature.

3.1. Spektrometar za ESR

Da bi se mogla opažati elektronska spinska rezonancija potrebno je imati izvor elektromagnetskog zračenja i promjenljivo magnetsko polje. Opaža se snaga mikrovalnog zračenja koje se reflektira iz rezonantne šupljine u kojoj se nalazi uzorak. Reflektirano zračenje dovodi se na detektor koji ga pretvara u istosmjerni signal. Kada se promjenom magnetskog polja postigne rezonantni uvjet $\hbar\omega = \hbar\gamma_e B_0$, mikrovalno se zračenje pojačano apsorbira u uzorku. Dakle, spektrometar za ESR opaža promjene snage reflektirane iz rezonantne šupljine u ovisnosti o magnetskom polju. No, snaga reflektirana iz šupljine može se mijenjati i zbog drugih razloga. Tako se, npr., Q-faktor šupljine može mijenjati zbog promjena otpora stijenki uslijed zagrijavanja, zbog raznih nečistoća (osobito vlage) u šupljini



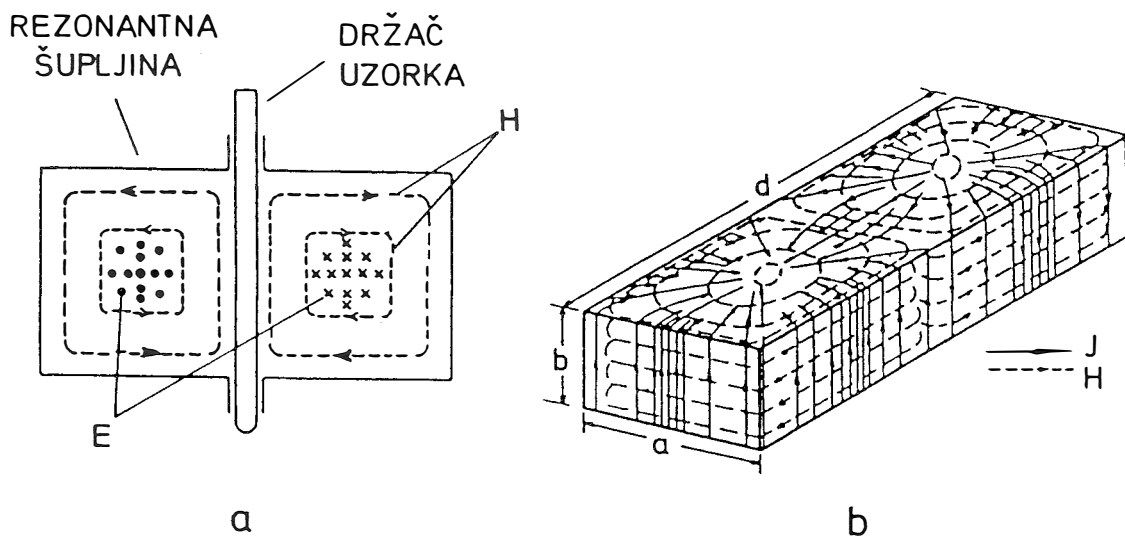
Slika 3.1. Blok shema ESR spektrometra: a) Konvencionalni ESR spektrometar;
b) spektrometar prilagođen za izravno mjerenje apsorpcije.

itd. Također, snaga izvora mikrovalnog zračenja (klistrona) može varirati zbog raznih elektroničkih smetnji i sl. Kako bi se izbjegle sve te neželjene posljedice, uvodi se modulacija magnetskog polja, a izlaz iz detektora dovodi se na fazno pojačalo. Izlaz iz faznog pojačala predstavlja derivaciju apsorpcijske linije po magnetskom polju. Modulacijom magnetskog polja odnos signal/šum popravljiva se 180 puta. Naravno, pretpostavka je te tehnike detekcije da su frekvencije modulacije mnogo manje od recipročnog vremena relaksacije spinskog sistema koji proučavamo. To ujedno znači da apsorpcija u uzorku ovisi samo o trenutnoj vrijednosti magnetskog polja, a ne o prijašnjim vrijednostima polja.

Na slici 3.1a prikazana je blok-shema spektrometra za elektronsku spinsku rezonanciju Varian E-109, koji radi na frekvenciji $f \approx 9,4 \text{ GHz}$. Osnovni elementi spektrometra su mikrovalni most, koji služi kao izvor mikrovalova i detektor reflektiranog zračenja, elektromagnet, rezonantna šupljina s valovodom, sklop za kontrolu magnetskog polja te sistem za modulaciju polja i detekciju pomoću faznog pojačala.

Mikrovalni most sastoji se od klistrona koji je izvor elektromagnetskog zračenja, cirkulatora koji zračenje usmjerava u rezonantnu šupljinu, a reflektirano zračenje prema detektoru, te od detektora.

Rezonantna šupljina je TE_{102} u koju se uzorak postavlja u središte. Raspored magnetskih i električnih silnica te strujnica prikazan je na slici 3.2. Na mjestu uzorka imamo maksimalno magnetsko polje, a električno polje iščezava.³⁴ Impedancije valovoda i rezonantne šupljine prilagođavaju se pomoću irisa koji se nalazi na ulazu u šupljinu. U početku eksperimenta impedancije se prilagođavaju tako da nema refleksije mikrovalova iz šupljine. Na taj način detektor opaža samo pojavu reflektirane snage koja nastaje uslijed promjene mikrovalne apsorpcije u uzorku.



Slika 3.2. Silnice električnog i magnetskog polja te strujnice u TE_{102} rezonantnoj šupljini.

Sistem za modulaciju sastoji se od audiofrekventnoga strujnog izvora i od modulatorskih zavojnica koje su pričvršćene na vanjske stijenke rezonantne šupljine tako da proizvode izmjenično magnetsko polje paralelno istosmjernom magnetskom polju. Ako mikrovalna apsorpcija u uzorku ovisi o magnetskom polju, onda će i reflektirana snaga iz šupljine biti modulirana, pa prema tome i struja koju daje mikrovalni detektor. Strujni modulatorski izvor služi i kao referentni signal za fazno pojačalo. Ulazni signal za fazno pojačalo je izlaz iz mikrovalnog detektora. Time se dobiva da izlazni signal iz faznog pojačala predstavlja derivaciju apsorpcijske linije po magnetskom polju. Na taj se način gubi informacija o apsolutnom iznosu reflektirane snage. Integracija moduliranog signala daje informaciju o ovisnosti o magnetskom polju, ali ne i konstantu integracije.

3.2. Izravno opažanje mikrovalne apsorpcije

U prošlom odjeljku napomenuto je da modulacija magnetskog polja daje na izlazu faznog pojačala signal koji je derivacija apsorpcijske linije po magnetskom polju. To vrijedi samo ako apsorpcija mikrovalova u rezonantnoj šupljini ovisi o trenutačnoj vrijednosti magnetskog polja, a ne o vrijednostima magnetskog polja u prošlim vremenima. Ako, pak, promatrani uzorak pokazuje magnetsku histerezu, modulacija magnetskog polja može zakomplicirati sliku pa je u tom slučaju nužno izravno promatrati apsorpciju mikrovalova. Problem pri izravnom opažanju jest taj da je signal iz detektora vrlo malen u odnosu prema pozadinskom šumu pa ga treba pojačati. Pojačavamo ga ponovno faznim pojačalom, ali ne moduliramo magnetsko polje, već reflektirano zračenje iz rezonantne šupljine. Budući da u mikrovalnom mostu tvrtke Varian nije moguće modulirati mikrovalni signal prije ulaza u detektor, taj mikrovalni most zamijenjen je onim tvrtke Bruker, model ER 046. Korišteno je fazno pojačalo tvrtke EG&G, model 5101. Reflektirana mikrovalna snaga modulirana je pravokutnim pulsovima frekvencije 1 kHz . Generator pulsova bio je tvrtke Wavetek, model 166. Blok-shema tako sklopljena eksperimentalnog uređaja prikazana je na slici 3.1b. On omogućuje opažanje apsolutnog iznosa reflektirane snage.

U mikrovalnom mostu nalazi se linearni detektor. On opaža reflektirano električno polje, E_r , koje ovisi o ulaznom polju E , ukupnom ekvivalentnom otporu rezonantne šupljine, R_c , i parametru ugađanja. Kada je postignuto idealno ugađanje, opažaju se promjene u ukupnome reflektiranom polju ΔE_r .³⁴

$$\frac{\Delta E_r}{E} = \frac{\Delta R_c}{2R_c} \quad (1)$$

gdje ΔR_c označava promjene ekvivalentnog otpora rezonantne šupljine. Ekvivalentan otpor rezonantne šupljine R_c posljedica je apsorpcije u stijenkama šupljine, dielektričnome mediju u šupljini te u uzorku:

$$R_c = R_0 + R_u \quad (2)$$

Promjenom magnetskog polja ili temperature uzorka, mijenja se samo ekvivalentni otpor uzorka, a disipacija u stijenkama šupljine ostaje nepromijenjena:

$$\Delta R_c = \Delta R_u \quad (3)$$

Budući da je ekvivalentni otpor uzorka proporcionalan njegovu površinskom otporu i površini:

$$R_u \propto R_s A \quad (4)$$

signal na izlazu iz detektora proporcionalan je promjeni površinskog otpora uzorka:

$$\Delta E_r \propto \Delta R_s \quad (5)$$

3.3. Kontrola temperature

Mjerenja mikrovalne apsorpcije obavljana su u temperaturnom području $10 - 100\text{ K}$. Za postizanje tih temperatura korišteno je nekoliko raznih sistema. Najjednostavnije stabiliziranje temperature postiže se uranjanjem uzorka u tekući dušik koji se nalazi u kvarcnoj dewar-posudi konstruiranoj specijalno za ESR. Tako postignuta temperatura iznosi 77 K .

Ako se želi promatrati mikrovalna apsorpcija na raznim temperaturama iznad 77 K , onda se koristi propušni sistem. Tada plinoviti dušik, ohlađen na temperaturu nešto iznad 77 K , struji oko uzorka i tako ga hladi. Tim se sistemom mogu postizati temperature od 87 K do 450 K s točnošću $\approx 0.3\text{ K}$.

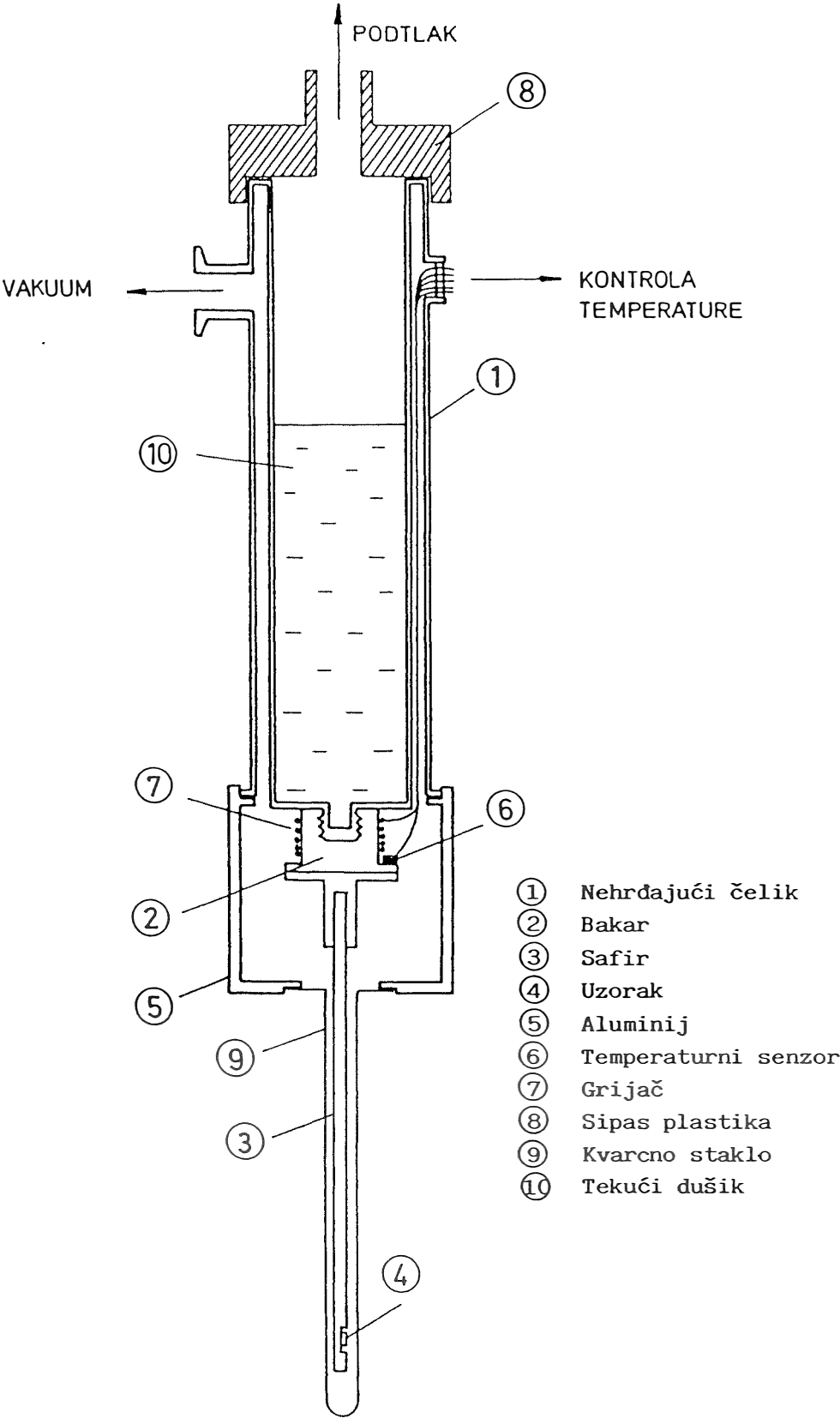
Za temperature od 10 K do 77 K korišten je sistem za hlađenje sa zatvorenim krugom plinovitog helija tvrtke CTI, model 22CH. Komprimirani helij u blizini uzorka naglo ekspandira pa se Joule-Thompsonovim efektom postiže hlađenje do 7 K . Prijenos topline između uzorka i komore s helijem osigurava se tzv. "hladnim prstom". To je štap od monokristala safira koji ima veliku toplinsku vodljivost na temperaturama ispod 100 K . Cijeli sistem nalazi se u vakuumu kako ne bi bilo dovođenja topline iz okoline. Tim se sistemom na uzorku postiže temperatura od 10 K naviše. Kontrola i stabilizacija temperature postiže se uređajem za kontrolu temperature RMC, model 4025. Stabilnost temperature je $0.1 - 0.2\text{ K}$. Mana ovog sistema je da unosi vibracije u rezonantnu šupljinu pa tako onemogućuje izravno opažanje apsorpcije zbog prevelika šuma.

3.3. Kontrola temperature

Mjerenja mikrovalne apsorpcije obavljana su u temperaturnom području $10 - 100\text{ K}$. Za postizanje tih temperatura korišteno je nekoliko raznih sistema. Najjednostavnije stabiliziranje temperature postiže se uranjanjem uzorka u tekući dušik koji se nalazi u kvarcnoj dewar-posudi konstruiranoj specijalno za ESR. Tako postignuta temperatura iznosi 77 K .

Ako se želi promatrati mikrovalna apsorpcija na raznim temperaturama iznad 77 K , onda se koristi propušni sistem. Tada plinoviti dušik, ohlađen na temperaturu nešto iznad 77 K , struji oko uzorka i tako ga hladi. Tim se sistemom mogu postizati temperature od 87 K do 450 K s točnošću $\approx 0.3\text{ K}$.

Za temperature od 10 K do 77 K korišten je sistem za hlađenje sa zatvorenim krugom plinovitog helija tvrtke CTI, model 22CH. Komprimirani helij u blizini uzorka naglo ekspandira pa se Joule-Thompsonovim efektom postiže hlađenje do 7 K . Prijenos topline između uzorka i komore s helijem osigurava se tzv. "hladnim prstom". To je štap od monokristala safira koji ima veliku toplinsku vodljivost na temperaturama ispod 100 K . Cijeli sistem nalazi se u vakuumu kako ne bi bilo dovođenja topline iz okoline. Tim se sistemom na uzorku postiže temperatura od 10 K naviše. Kontrola i stabilizacija temperature postiže se uređajem za kontrolu temperature RMC, model 4025. Stabilnost temperature je $0.1 - 0.2\text{ K}$. Mana ovog sistema je da unosi vibracije u rezonantnu šupljinu pa tako onemogućuje izravno opažanje apsorpcije zbog prevelika šuma.



Slika 3.3. Presjek kriostata s tekućim dušikom.

3.3.1. Kriostat s tekućim dušikom

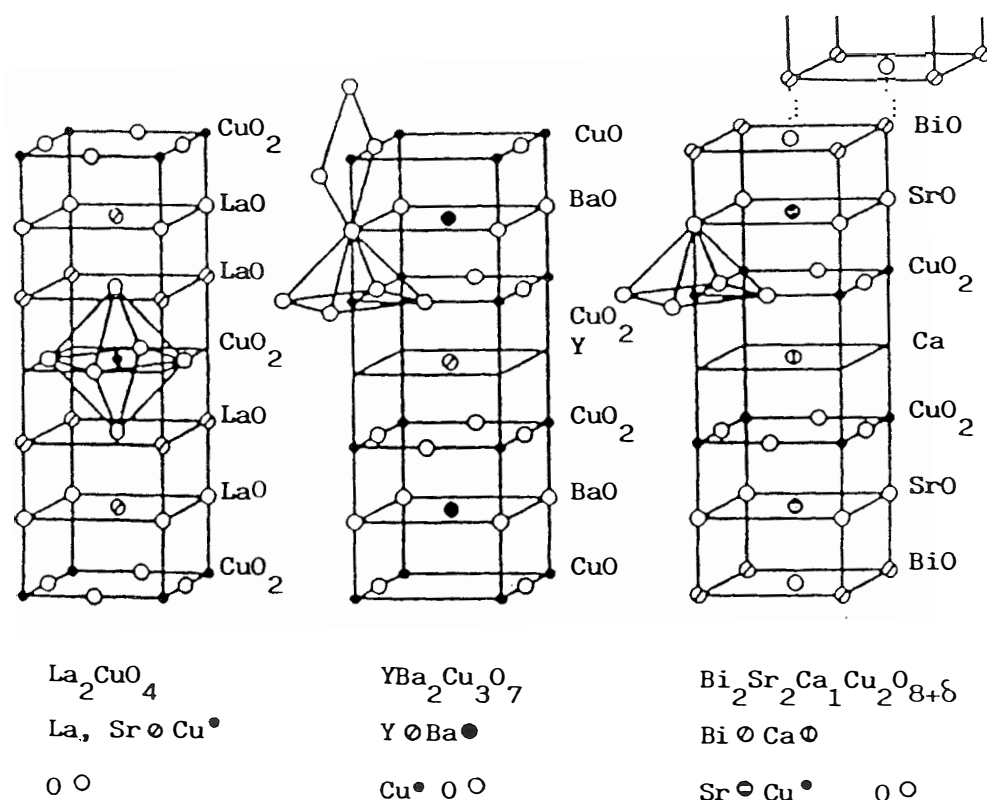
Budući da je postojala potreba za izravnim opažanjem mikrovalne apsorpcije u temperaturnom području $70\text{ K} - 95\text{ K}$ sa stabilnom temperaturom, izrađen je kriostat s tekućim dušikom. Nacrt tog kriostata prikazan je na slici 3.3. Temperature ispod 77 K postignute su prisilnim isparavanjem tekućeg dušika na tlaku znatno nižem od atmosferskog. Za kontrolu i stabilizaciju temperature i dalje se koristi uređaj za kontrolu temperature RMC. Temperatura se može stabilizirati u intervalima od $0,1\text{ K}$, a pogreška je manja od $0,05\text{ K}$. Ovaj kriostat ne unosi vibracije u rezonantnu šupljinu pa je vrlo pogodan za izravno opažanje mikrovalne apsorpcije čak i kod malih uzoraka kao što je monokristal $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ koji je proučavan u ovom radu.

4. Uzorci

U ovom radu obavljena su mjerenja apsorpcije mikrovalova u keramičkim uzorcima $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ kao i u monokristalu $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. Keramički uzorci proizvedeni su u Institutu "Ruđer Bošković" u Laboratoriju za kemiju kompleksnih spojeva. Monokristali su proizvedeni na Cornell University, Ithaca, New York, SAD, s tim da je dodatna obrada u kisiku obavljena na Institutu za fiziku Sveučilišta u Zagrebu. Prvi odjeljak ovog poglavlja posvetit ćemo pregledu svojstava visokotemperaturnih supravodiča s posebnim naglaskom na elektrodinamička svojstva spoja $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$. U drugom odjeljku opisat ćemo pripravu keramičkog uzorka korištenog u ovom radu, a priprava monokristala opisana je u trećem odjeljku.

4.1. Svojstva visokotemperaturnih supravodiča

Proučavanje visokotemperaturnih supravodiča počelo je otkrićem $\text{La}_{1.8}\text{Ba}_{0.2}\text{CuO}_4$ 1986. godine.¹ Temperatura prijelaza bila je $T_c \geq 30 \text{ K}$. Ubrzo nakon tog otkrića, Wu i suradnici³⁵ otkrili su $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ s temperaturom prijelaza $T_c \approx 91 \text{ K}$, što je znatno nadmašilo temperaturu ukapljivanja dušika. Porodica visokotemperaturnih supravodiča naglo je rasla, no spomenimo još samo $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ s $T_c \geq 100 \text{ K}$ ³⁶ i $\text{Tl}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ s $T_c \approx 125 \text{ K}$.³⁷ Svi spomenuti spojevi sadrže isti strukturni element odgovoran za supravodljivost. To su ravnine CuO_2 u kojima su nosioci naboja elektronske šupljine. Otkriveni su i spojevi $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$ u kojima nema Cu atoma,³⁸ kao i $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ u kojem su nosioci naboja elektroni,³⁹ no većina visokotemperaturnih supravodiča ima CuO_2 ravnine i šupljine kao nosioce naboja.



Slika 4.1. Kristalna struktura spojeva La_2CuO_4 , $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ i $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$.

Na slici 4.1 prikazana je kristalna struktura La_2CuO_4 , $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ i $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$. Kristalna rešetka sastavljena je od ravnina. U jediničnoj ćeliji La_2CuO_4 nalazi se jedna ravnina CuO_2 dok u jediničnim ćelijama $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ i $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ postoje dvije takve susjedne ravnine odvojene atomom Y odnosno Ca.

Sastav tih spojeva može se mijenjati, npr. u $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ mijenja se koncentracija Sr, a u $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ izuzima se kisik iz lanaca CuO. Spojevi više simetrije La_2CuO_4 i $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$

izolatori su s antiferomagnetskim uređenjem spinova. Promjene sastava koje su odgovorne za supravodljivost djeluju na broj slobodnih elektrona u strukturi (dopiranje).

Fazni dijagram $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ pokazuje dvije supravodljive faze. Za $0 \leq x \leq 0,2$ imamo $T_c \approx 90\text{K}$, a za $0,25 \leq x \leq 0,5$ vrijedi $T_c \approx 60\text{K}$.⁴⁰

Budući da su u ovom radu najviše ispitivana mikrovalna svojstva $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, navedimo neka elektromagnetska svojstva tog spoja. Kao i ostali visokotemperaturni supravodiči, $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ supravodič je II. vrste. Kvant magnetskog toka iznosi⁴¹ $h/2e$, što dokazuje da je naboj nosilaca naboja jednak $2e$. Dubina prodiranja magnetskog polja je anizotropna i vrijedi $\lambda_c(0) = (130 \pm 10)\text{nm}$, $\lambda_{ab}(0) = (600 \pm 100)\text{nm}$, kako je određeno μSR mjerenjima.⁴² Drugim metodama⁴³ dobivaju se slične vrijednosti: $\lambda_c(0) = 140\text{nm}$, $\lambda_{ab}(0) = 700\text{nm}$ itd. Za keramički uzorak μSR daje $\lambda_{\text{eff}} = (155 \pm 10)\text{nm}$. Korelacijska je duljina vrlo mala: $\xi_{ab} = 3,5\text{nm}$, $\xi_c = 0,34\text{nm}$ prema Yamagishiju i suradnicima,⁴⁴ odnosno $\xi_{ab} = 1,6\text{nm}$, $\xi_c = 0,30\text{nm}$ prema Welpu i suradnicima.⁴⁵ Vidimo da u smjeru osi c korelacija postoji samo između susjednih ravnina CuO_2 u istoj jediničnoj ćeliji. U ravnini ab korelacijska je duljina kraća od srednjeg slobodnog puta normalnih elektrona pa možemo govoriti o "čistom" limesu, ali je primjenjiva lokalna elektrodinamika. Donje kritično polje $\mu_0 H_{c1}(0)$ u intervalu je od 16 do 30mT za ravninu $a-b$,^{43,46,47} odnosno od 53 do 70mT za smjer osi c .^{46,41} Određivanje gornjeg kritičnog polja $H_{c2}(0)$ vrlo je teško, ali se mjerene vrijednosti kreću u intervalu od 100 do 200T za ravninu $a-b$, a $H_{c2}(0) \approx 40\text{T}$ za smjer osi c .⁴⁷⁻⁴⁹

Otpornost u normalnom stanju pokazuje metalno ponašanje s velikom anizotropijom.⁵⁰

Otpornost u ravnini $a-b$, ρ_{ab} , reda je veličine $100 - 500\ \mu\Omega\text{cm}$, a anizotropija $\rho_c/\rho_{ab} \approx 100$.

Spomenimo da spoj $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,6}$ pokazuje poluvodičko ponašanje u normalnom stanju.

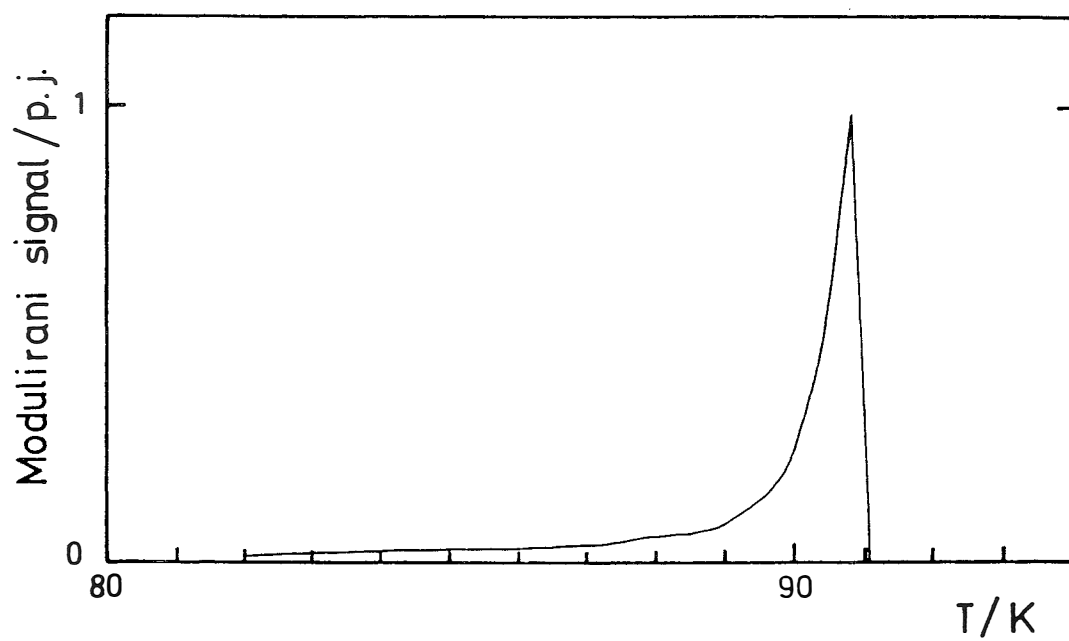
Dubina prodiranja mikrovalnog zračenja u normalnom stanju $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ je $\delta_n \approx 2,5\ \mu\text{m}$.⁴³

4.2. Keramički uzorci

Kao polazni materijali za proizvodnju $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ korišteni su Y_2O_3 , BaCO_3 i CuO . Oni su pomiješani u stehiometrijskom omjeru, homogenizirani i stisnuti u palete. Tako pripremljeni uzorci postavljeni su na termovagu i termički obrađivani.⁵¹ Najprije su grijani pri 860°C 18 sati, zatim su ohlađeni pa pri 900°C grijani 16 sati, ponovno ohlađeni i grijani pri 950°C 16 sati pa ohlađeni. Zatim su postavljeni u struju kisika, zagrijani na 535°C , a onda držani dva sata pri 440°C te potom ohlađeni. Tako je dobiven stehiometrijski sastav $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.93}$. Uzorci su imali supravodljiv prijelaz pri $T=91\text{K}$, a širina prijelaza bila je 1K .

4.3. Monokristali $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$

Monokristali $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ dobiveni su kristalizacijom iz taline nominalnog sastava $\text{YBa}_4\text{Cu}_{10}\text{O}_x$. Smjesa je polako zagrijana do 1000°C i pri toj je temperaturi zadržana 3-5 sati. Zatim je polako hlađena, brzinom 4°C na sat, ispod temperature taljenja koja je $\approx 880^\circ\text{C}$. Kristali koji strše iz stvrdnute smjese mehanički su odvojeni. Da bi kristali postali homogeni, nominalnog sastava $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, držani su nekoliko sati u struji kisika pri temperaturi 450°C . Kakvoća uzoraka ispitana je moduliranom mikrovalnom apsorpcijom u magnetskom polju $\sim 1\text{mT}$ kako su to predložili Glarum i suradnici.⁵² Za daljnja mjerenja odabran je kristal za koji je temperaturna ovisnost modulirane mikrovalne apsorpcije prikazana na slici 4.2. Dimenzije tog kristala su $0.8 \times 0.6 \times 0.03 \text{ mm}^3$.



Slika 4.2. Temperaturna ovisnost modulirane mikrovalne apsorpcije proučavanog monokristala $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7.8}$ u magnetskom polju 1 mT .

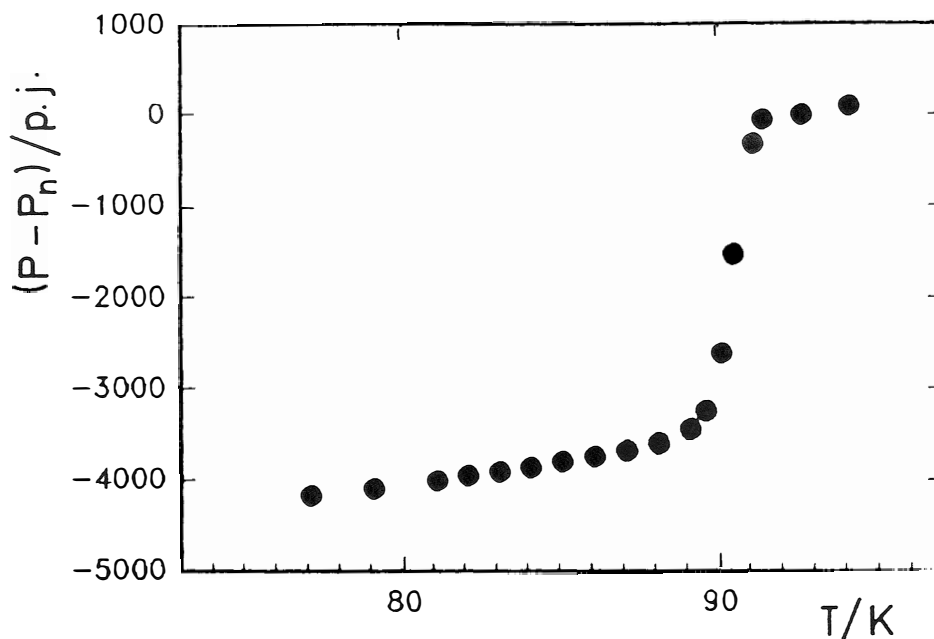
5. Prikaz rezultata mjerenja

U ovom će poglavlju biti dan sustavan pregled mjerenja mikrovalne apsorpcije u visokotemperaturnom supravodiču $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. U prvom su odjeljku opisani rezultati izravnog mjerenja apsorpcije u keramičkom uzorku i u monokristalu, a u drugom rezultati mjerenja pomoću modulacije magnetskog polja. Razvoj modela za objašnjenje opaženih pojava ostavljen je za 6. poglavlje.

5.1. Izravno opažanje apsorpcije mikrovalova

5.1.1. Keramički uzorak

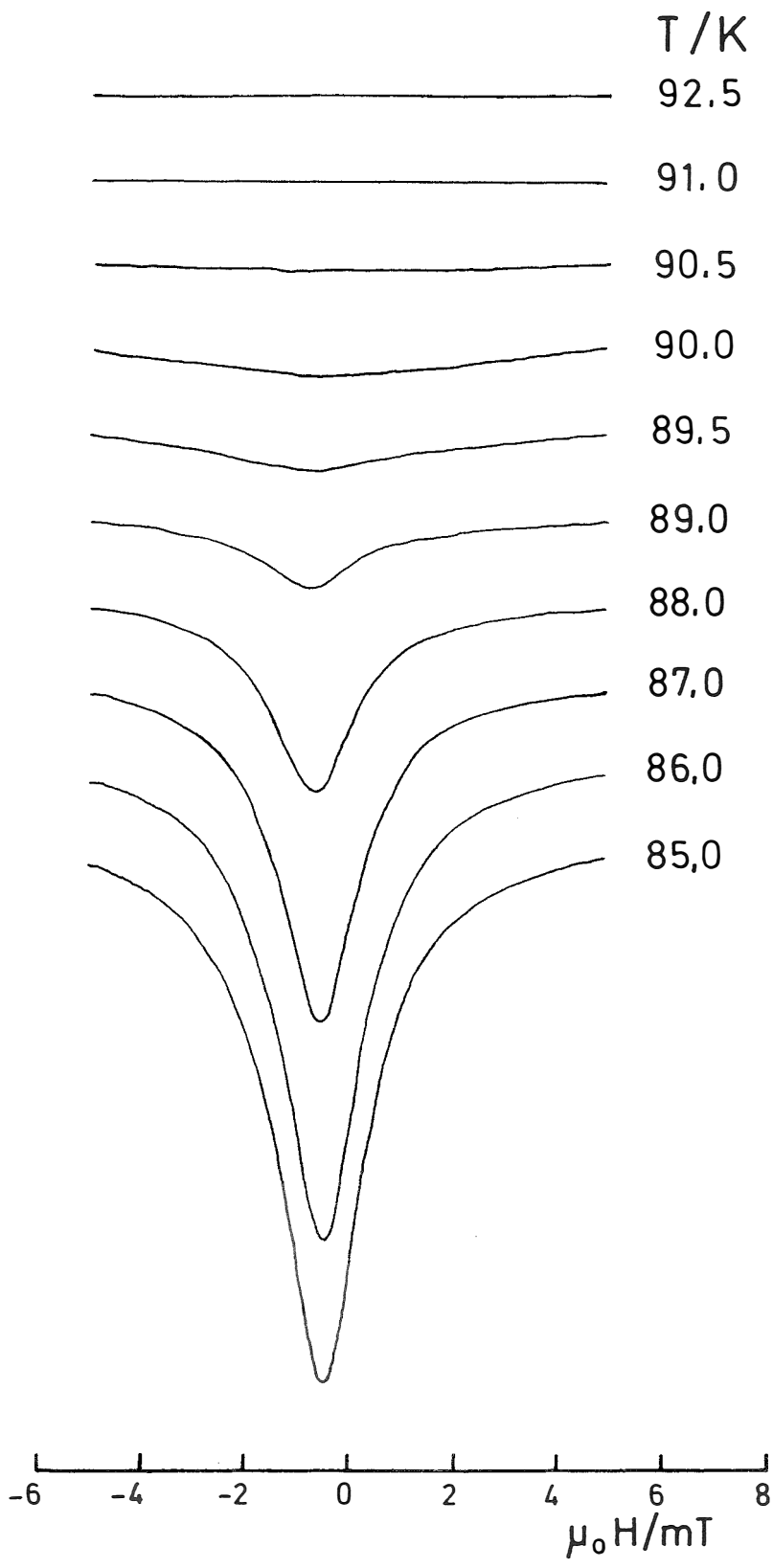
Za izravno opažanje mikrovalne apsorpcije upotrijebljena je konfiguracija eksperimentalnog uređaja opisana u odjeljku 3.2. i prikazana na slici 3.1b. Keramički uzorak dimenzija $3.6 \times 2.5 \times 0.9 \text{ mm}^3$ postavljen je u središte rezonantne šupljine, u maksimum mikrovalnoga magnetskog polja, a u minimum električnog polja. Uzorak je orijentiran tako da mu istosmjerno magnetsko polje bude okomito na najveću plohu. Stabilizacija temperature postignuta je pomoću kriostata s tekućim dušikom. Prilikom hlađenja supravodiča preko temperature faznog prijelaza, uočena je nagla promjena reflektirane snage. Budući da rezonantna šupljina ostaje cijelo vrijeme pri sobnoj temperaturi, sve promjene u apsorpciji mikrovalnog zračenja potječu od promjene površinskog otpora supravodiča. Ovisnost apsorbirane mikrovalne snage u rezonantnoj šupljini o temperaturi oko supravodljivog



Slika 5.1. Temperaturna ovisnost mikrovalne apsorpcije u keramičkom uzorku $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

prijelaza prikazana je na slici 5.1. Uočavamo naglo smanjenje apsorpcije sniženjem temperature ispod T_c ; na nižim temperaturama pak, apsorpcija se nastavlja smanjivati, ali blažim nagibom. Slična opažanja proveli su Marcon i suradnici⁵³ kao i Silva i suradnici⁵⁴ na keramičkim uzorcima $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ i $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$, koristeći se mikrovalnom frekvencijom $f = 23 \text{ GHz}$. Ponašanje mikrovalne apsorpcije u njihovim eksperimentima vrlo je slično ovdje prikazanu ponašanju.

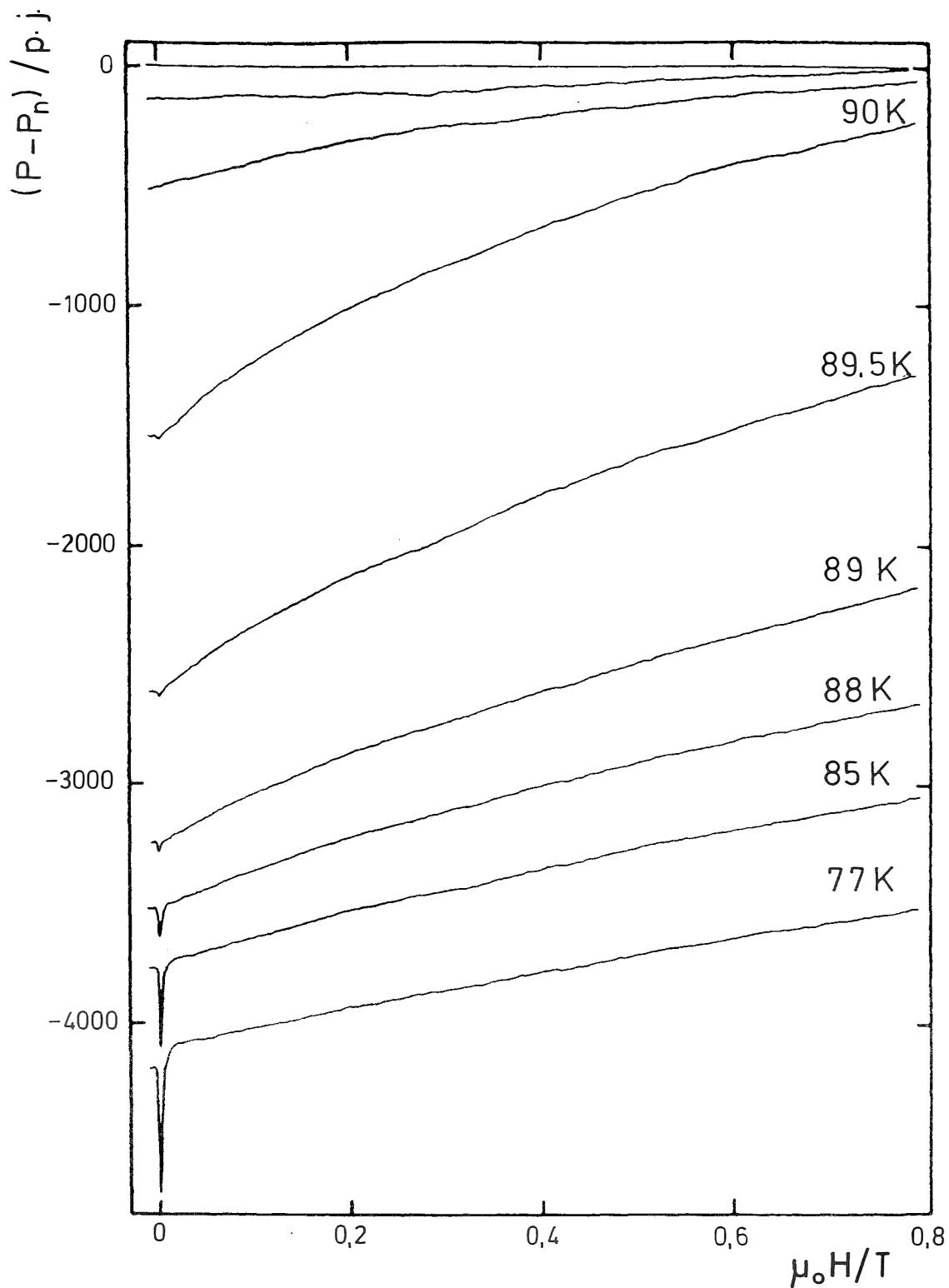
Gore navedena mjerenja obavljena su u odsutnosti magnetskog polja. Uključi li se magnetsko polje, površinski otpor supravodiča se povećava. Ovisnost apsorbirane mikrovalne snage o magnetskom polju jakosti do 5 mT za razne temperature prikazana je na slici 5.2.



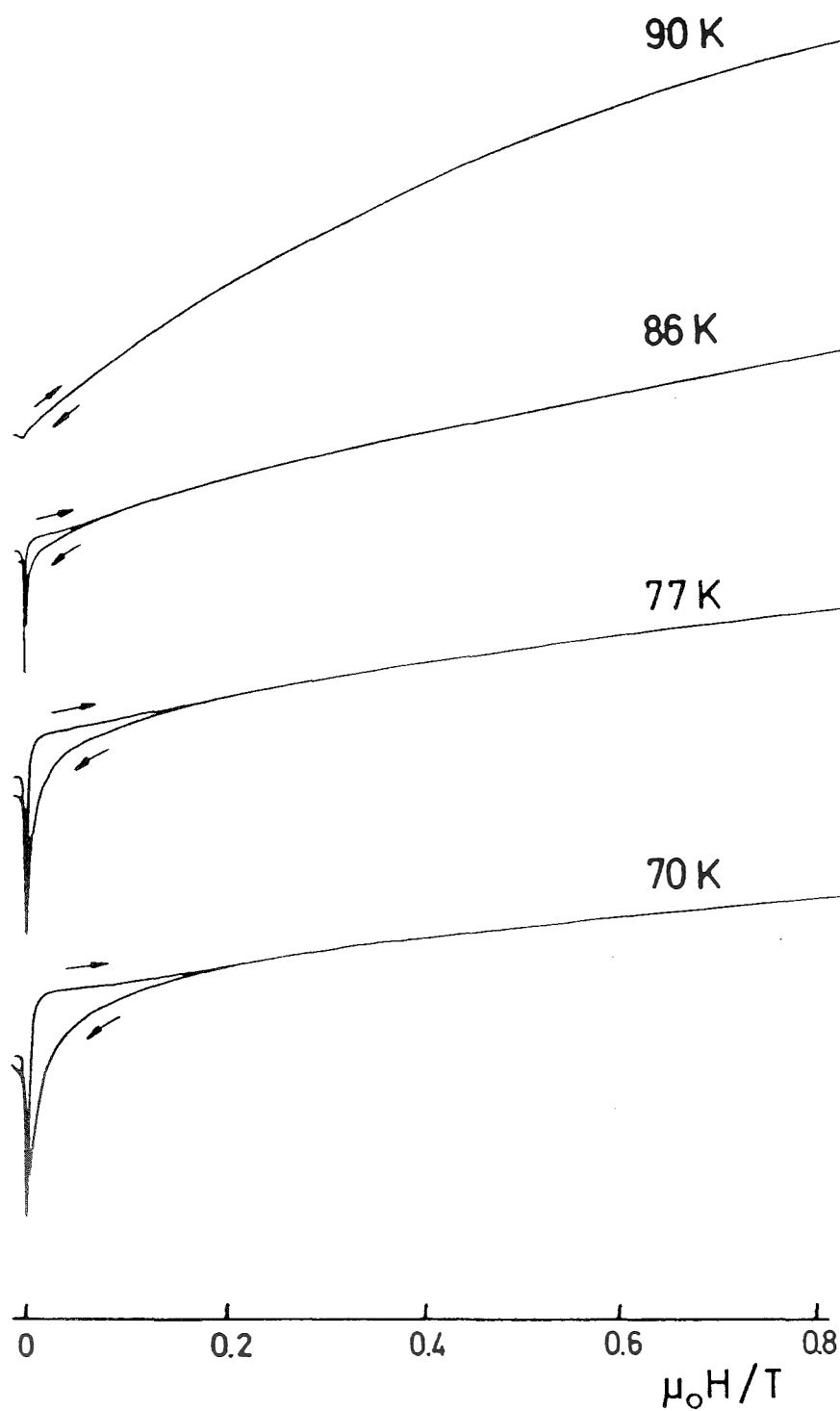
Slika 5.2. Ovisnost mikrovalne apsorpcije u keramičkom uzorku $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ o magnetskom polju do 5 mT.

Uočavamo izrazit minimum apsorpcije za polje $H=0$. Dubina minimuma povećava se snižavanjem temperature. Sličan minimum apsorpcije, opažen izravno iz mikrovalnog detektora, opisali su Portis i suradnici⁵⁵ na uzorku $\text{La}_{2,8}\text{Sr}_{0,2}\text{Cu}_2\text{O}_7$ pri temperaturi $4,2\text{ K}$.

Zanimljivo je također promatrati ovisnost površinskog otpora o širem rasponu magnetskih polja. Ovisnost o polju od -5 mT do $0,8\text{ T}$ za razne temperature prikazana je na slici 5.3. Na toj su slici prikazane apsorpcijske linije za razne temperature na istoj apsolutnoj skali apsorpcije. Smanjenje apsorpcije mjereno je od vrijednosti apsorpcije u normalnom stanju neposredno iznad T_c . Uočavamo dva bitno različita područja jakosti magnetskog polja. U području do 10 mT ovisnost mikrovalne apsorpcije o magnetskom polju vrlo je izražena, dok je u poljima jačim od desetak mT ta ovisnost vrlo mala. Ta dva područja opazili su i Maniwa i suradnici⁵⁶ kao i Fastampa i suradnici.⁵⁷ Oni su prvo područje pripisali apsorpciji između zrna, a drugo apsorpciji u zrnima. Međutim, treba spomenuti da, oni nisu mjerili apsolutno sniženje apsorpcije uslijed promjene temperature, nego samo ovisnost apsorpcije o magnetskom polju. Ovisnost mikrovalne apsorpcije o magnetskom polju nije potpuno reverzibilna. Na slici 5.4 prikazana je ovisnost apsorbirane snage o magnetskom polju opažena prilikom povećavanja i smanjivanja magnetskog polja pri temperaturama $T = 90, 86, 77$ i 70 K . Vidimo da postoje razlike u intenzitetu apsorbirane snage za isto magnetsko polje ovisno o tome je li uzorak doveden u to polje iz jačeg ili iz slabijeg polja. Ta je histereza uočena i ranije.^{55,56,58,59} Ona prestaje biti uočljivom u poljima jačima od $0,3\text{ T}$. Iako je apsorpcija mikrovalova u polju jakosti 1 T mnogo veća od one u odsutnosti magnetskog polja, ona ni u tom polju ne dostiže vrijednost što bi je imala da uzorak nije u supravodljivom stanju.



Slika 5.3. Ovisnost mikrovalne apsorpcije P u keramičkom uzorku $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ o magnetskom polju do $0,8 \text{ T}$ prikazana za razne temperature. P_n je apsorpcija u normalnom stanju za $T \geq T_c$.

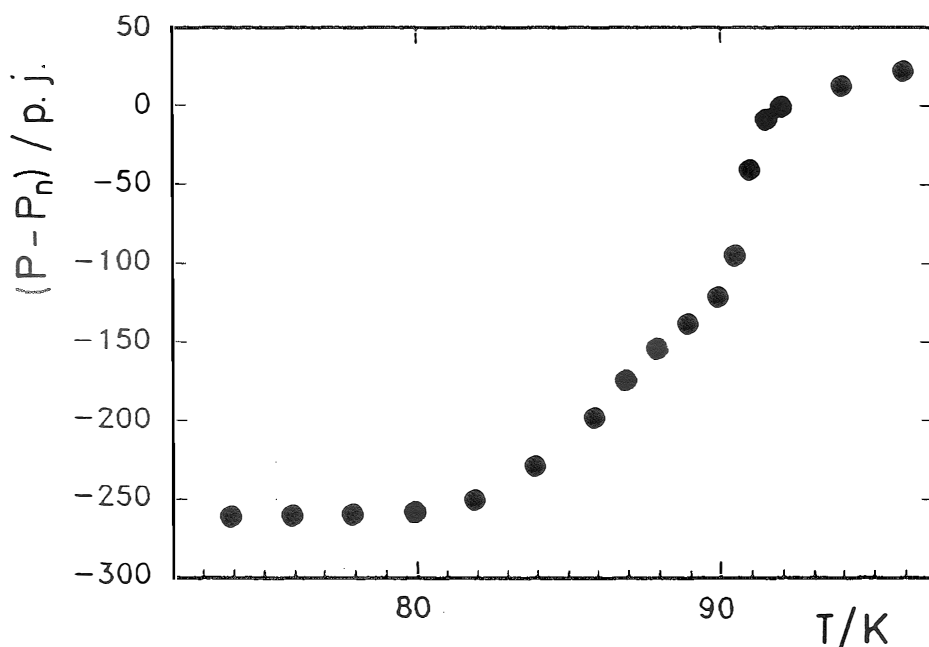


Slika 5.4. Ovisnost mikrovalne apsorpcije u keramičkom uzorku $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ o magnetskom polju do 0,8 T opažena prilikom povećavanja i smanjivanja magnetskog polja.

5.1.2. Monokristal

Monokristal opisan u odjeljku 4.3. postavljen je na safirni držač u središte šupljine tako da mu os c bude okomita na mikrovalno magnetsko polje. Orijentaciju kristala bilo je moguće mijenjati tako da je kut između istosmjernog magnetskog polja i osi c kristala variran od 0° do 90° . Temperatura je kontrolirana pomoću kriostata s tekućim dušikom, a izravno opažanje apsorpcije mikrovalova obavljeno je uz konfiguraciju eksperimentalnog uređaja prikazanu na slici 3.1b.

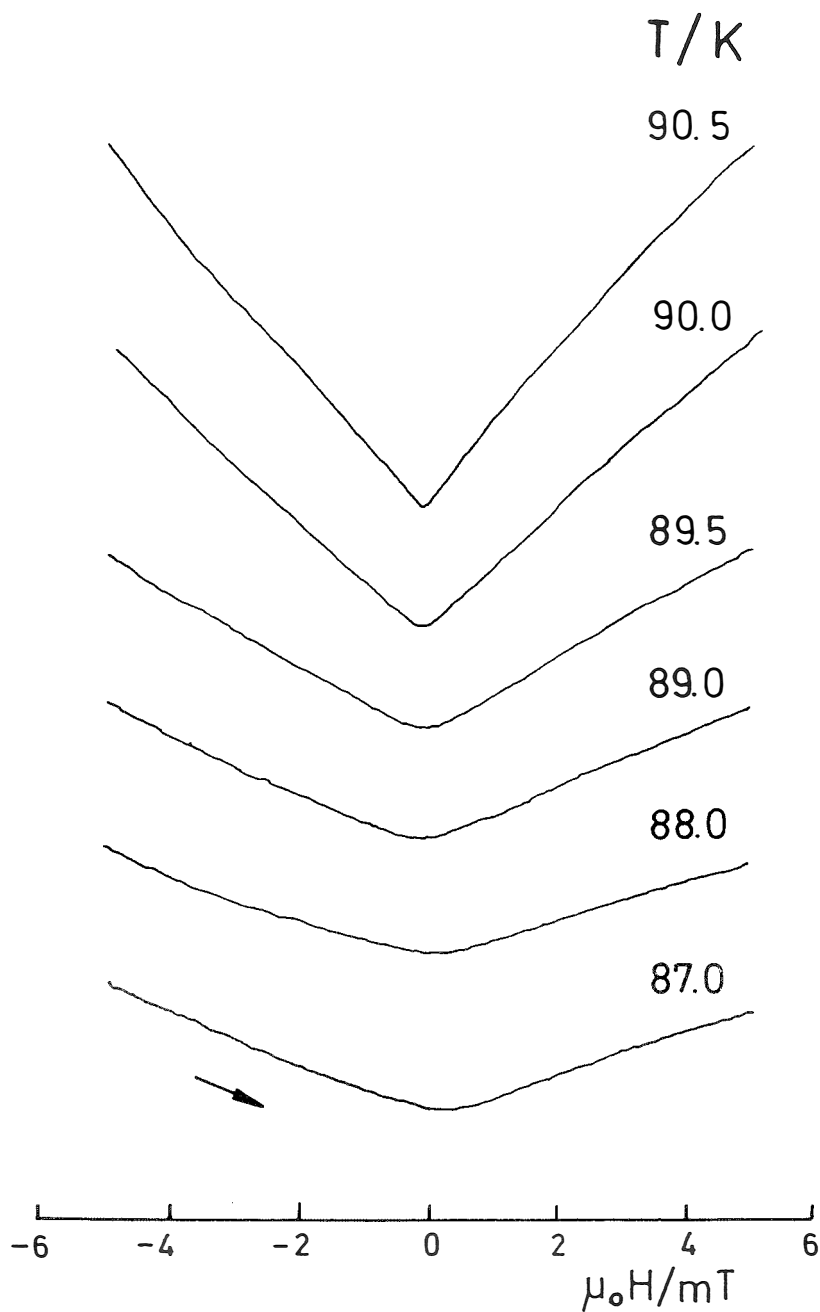
Budući da je monokristal znatno manji od keramičkog uzorka, sva mjerenja na njemu obavljena su uz više šuma i s manjom preciznošću, no ipak je bilo moguće uočiti sve sličnosti i razlike. Autori koji su takva mjerenja izvodili na keramičkom uzorku⁵⁶⁻⁵⁹ nisu postigli dovoljnu osjetljivost instrumenta da bi ih proveli i na monokristalu.



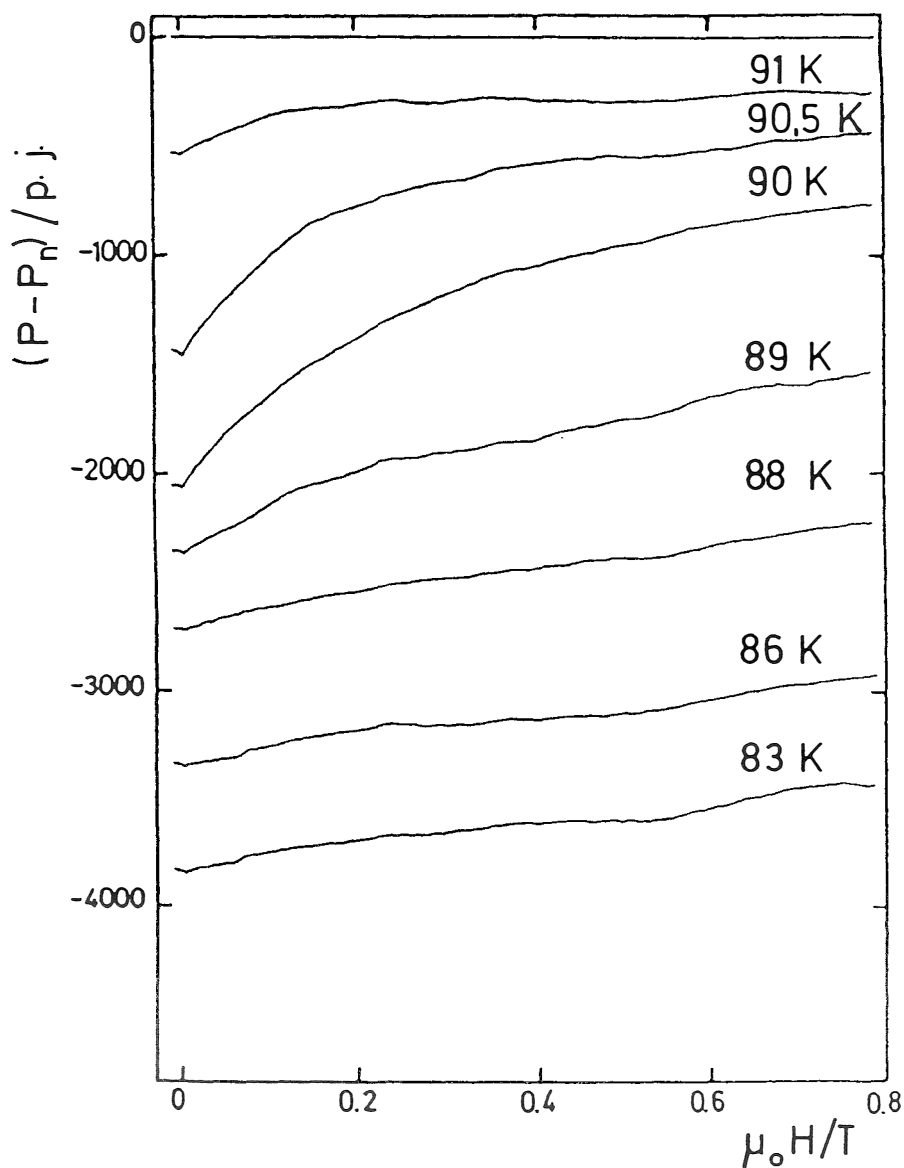
Slika 5.5. Temperaturna ovisnost mikrovalne apsorpcije u monokristalu $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7.8}$.

Ovisnost apsorbirane mikrovalne snage o temperaturi u odsutnosti magnetskog polja prikazana je na slici 5.5. Vidimo da je ponašanje dvaju uzoraka vrlo slično, osim što je smanjenje apsorpcije snižavanjem temperature ispod T_c u keramičkom uzorku izraženije.

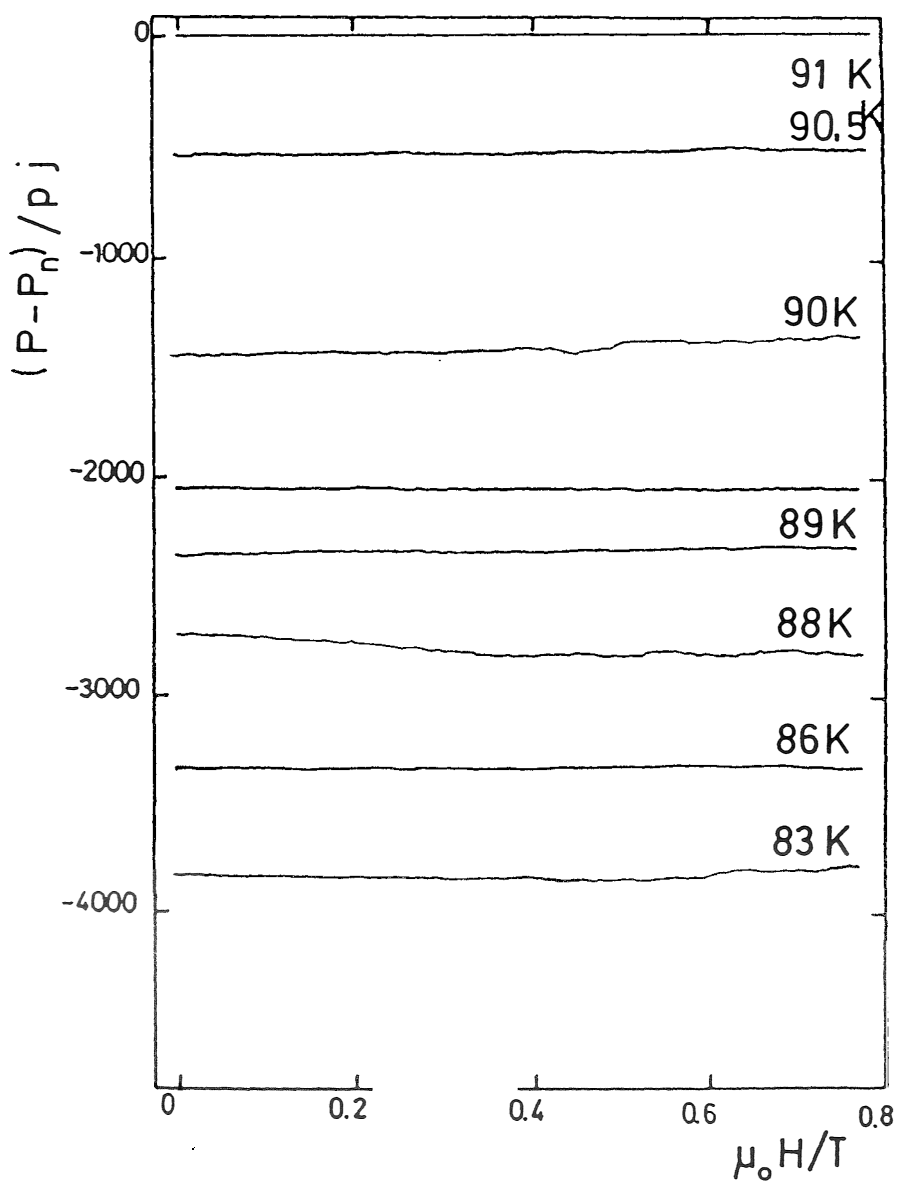
Ovisnost o magnetskom polju najprije je proučena u orijentaciji $\vec{H} \parallel c$. Ovisnost mikrovalne apsorpcije o malim poljima prikazana je na slici 5.6. Iznos promjena apsorpcije mnogo je manji u kristalu nego u keramici, čak i ako se uzme u obzir veličina uzorka. Nadalje, te se promjene snižavanjem temperature smanjuju, dok se u keramici povećavaju. Zanimljivo je primijetiti da se minimum apsorpcije pomiče udesno (tj. kasni), što u keramici nije bio slučaj. Ovisnost o jačim magnetskim poljima prikazana je na slici 5.7. Prilikom smanjivanja polja nema uočljive razlike u obliku apsorpcijske linije. Za razliku od keramičkog uzorka, u monokristalu nema naglog smanjenja apsorpcije oko polja $H \approx 0$. Očito je da je jak minimum apsorpcije na nultom magnetskom polju posljedica zrnate strukture keramičkog uzorka. S druge pak strane, ovisnost apsorpcije o jakim magnetskim poljima vrlo je slična i za keramiku i za kristal. Taj je dio ovisnosti očito posljedica apsorpcije mikrovalova unutar zrna supravodiča. Promatrana je, također, ovisnost mikrovalne apsorpcije o magnetskom polju kada je polje paralelno s kristalnom ravninom a - b , tj. za $\vec{H} \perp c$. Rezultati su prikazani na slici 5.8. Vidimo da su sve promjene apsorpcije unutar granica stabilnosti uređaja.



Slika 5.6. Ovisnost mikrovalne apsorpcije u monokristalu $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ o magnetskom polju do 5 mT. Strelica označava smjer promjene magnetskog polja.



Slika 5.7. Ovisnost mikrovalne apsorpcije P u monokristalu $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ o magnetskom polju do 0,8 T prikazana za razne temperature. P_n je apsorpcija u normalnom stanju za $T \geq T_c$. Kristalna os c paralelna je istosmjernom magnetskom polju.



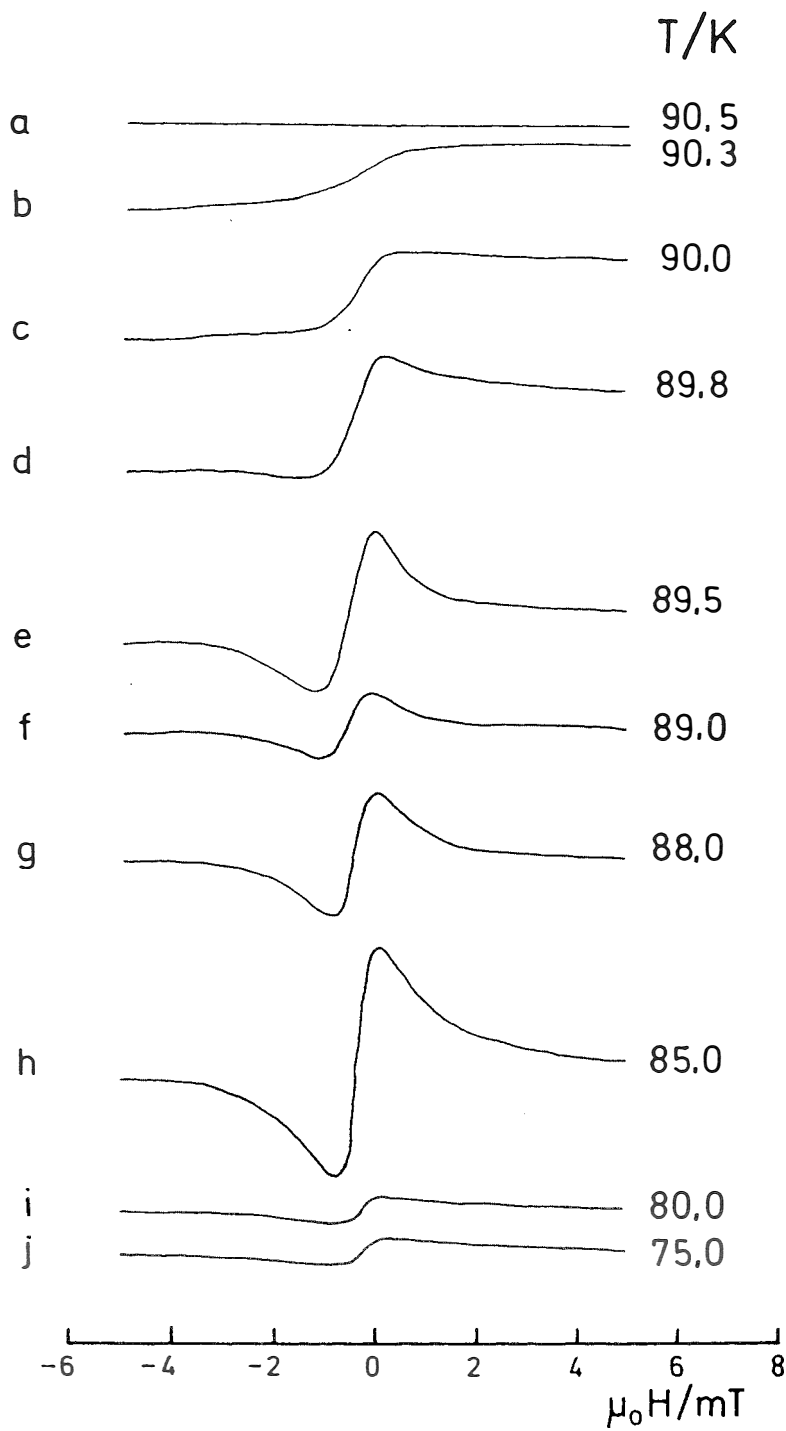
Slika 5.8. Ovisnost mikrovalne apsorpcije P u monokristalu $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ o magnetskom polju do 0,8 T prikazana za razne temperature. P_n je apsorpcija u normalnom stanju za $T \geq T_c$. Os c kristala okomita je na istosmjerno magnetsko polje.

5.2. Opažanje moduliranog signala pomoću faznog pojačala

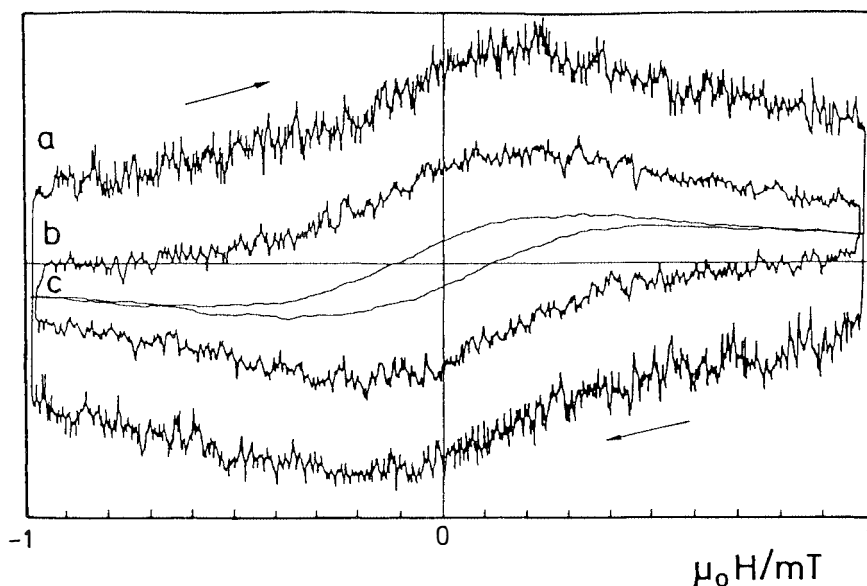
5.2.1. Keramički uzorak

Modulirani signal mikrovalne apsorpcije opažan je pomoću konvencionalnog ESR spektrometra prikazanog na slici 3.1a. Keramički uzorak postavljen je u šupljinu kako je to opisano u odjeljku 5.1.1.

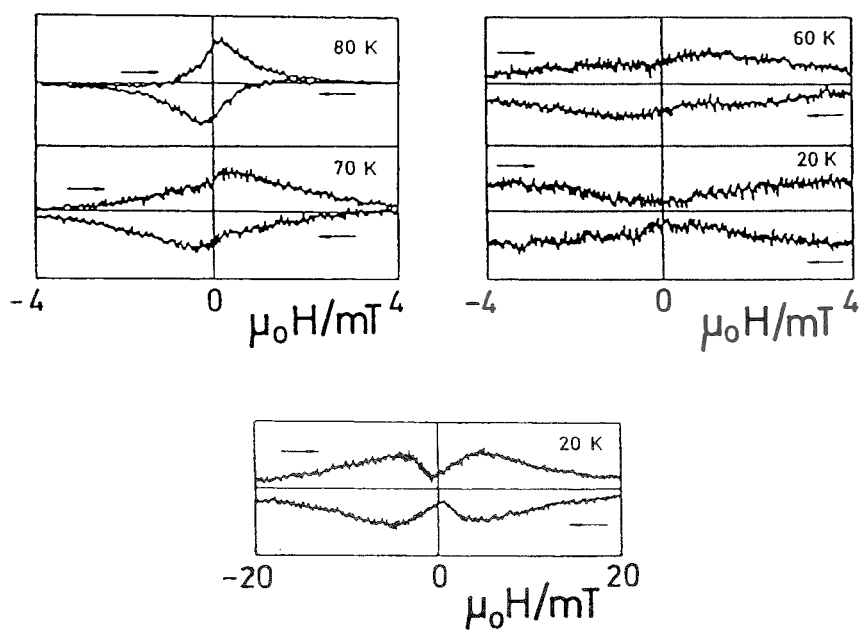
Najprije su obavljena mjerenja pomoću relativno jake modulacije magnetskog polja ($0,5 \text{ mT}$). Posmakom magnetskog polja za male iznose oko $H=0$, dobiveni su signali prikazani na slici 5.9. Iznad temperature supravodljivog prijelaza nema nikakve ovisnosti o magnetskom polju, a snižavanjem temperature ta ovisnost postaje sve jačom.^{55,60-66} Uočavamo da signali imaju oblik prve derivacije signala, opaženih izravnim mjerenjem, koji su prikazani na slici 5.2. Mjerenja moduliranog signala znatno su osjetljivija pa su pogodnija za određivanje temperature supravodljivog prijelaza i intenziteta minimuma apsorpcijske linije. Međutim, potreban je oprez prilikom integriranja tih signala. Smanji li se amplituda modulacije, a za isti faktor poveća osjetljivost faznog pojačala, ne dobivaju se isti signali.^{55,60,66-69} Takav primjer prikazan je na slici 5.10. Za male amplitude pojavljuje se neobična histereza koja nema analogona u signalu izravne apsorpcije na slici 5.2. Prilikom promjene smjera posmaka polja, izlaz iz faznog pojačala naglo mijenja predznak. To se ne događa za velike amplitude modulacije. Ako se odredi srednja vrijednost signala za dva smjera posmaka polja, dobiva se derivacija apsorpcijske linije, no za pojavu histereze potrebno je naći drugo objašnjenje. Neobičnost opažene histereze očituje se i u promjeni njena oblika s temperaturom,⁶⁹ što je prikazano na slici 5.11. Pri vrlo niskim temperaturama



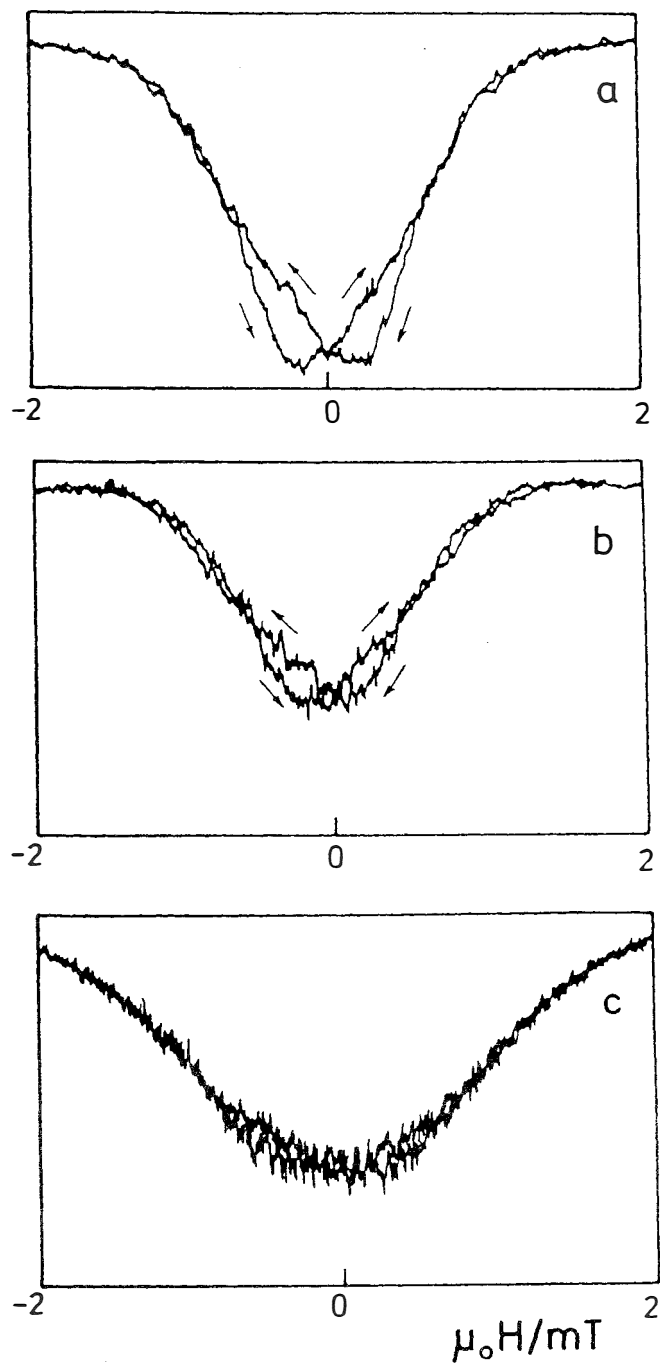
Slika 5.9. Ovisnost signala modulirane mikrovalne apsorpcije u keramičkom uzorku $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7.8}$ o magnetskom polju do 5 mT. Upotrebljena je modulacija magnetskog polja amplitude 0,25 mT. Signali a)-d) snimljeni su s osjetljivošću faznog pojačala $\text{RG}=250$, za signale e)-h) je bilo $\text{RG}=25$, a za signale i)-j) $\text{RG}=2,5$.



Slika 5.10. Ovisnost signala modulirane mikrovalne apsorpcije u keramičkom uzorku $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ o magnetskom polju do 1 mT za razne amplitude modulacije ($B_M = \mu_0 H_M$) i osjetljivosti faznog pojačala (RG): a) $B_M = 0,5 \mu\text{T}$, $\text{RG} = 630$; b) $B_M = 5 \mu\text{T}$, $\text{RG} = 63$; c) $B_M = 50 \mu\text{T}$, $\text{RG} = 6,3$.



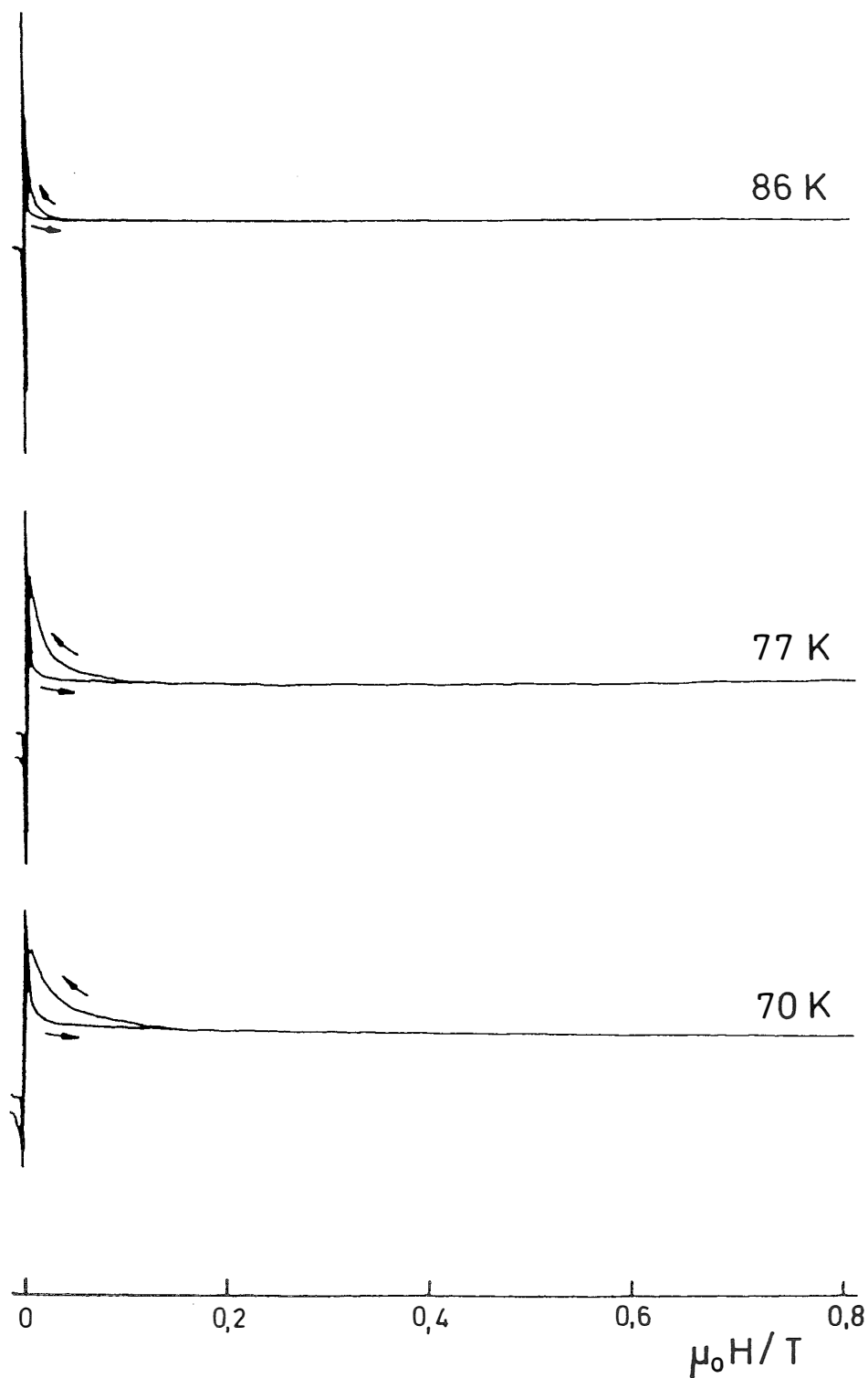
Slika 5.11. Ovisnost signala modulirane mikrovalne apsorpcije u keramičkom uzorku $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ o slabom magnetskom polju za razne temperature. Upotrijebljena je modulacija magnetskog polja amplitude $5 \mu\text{T}$.



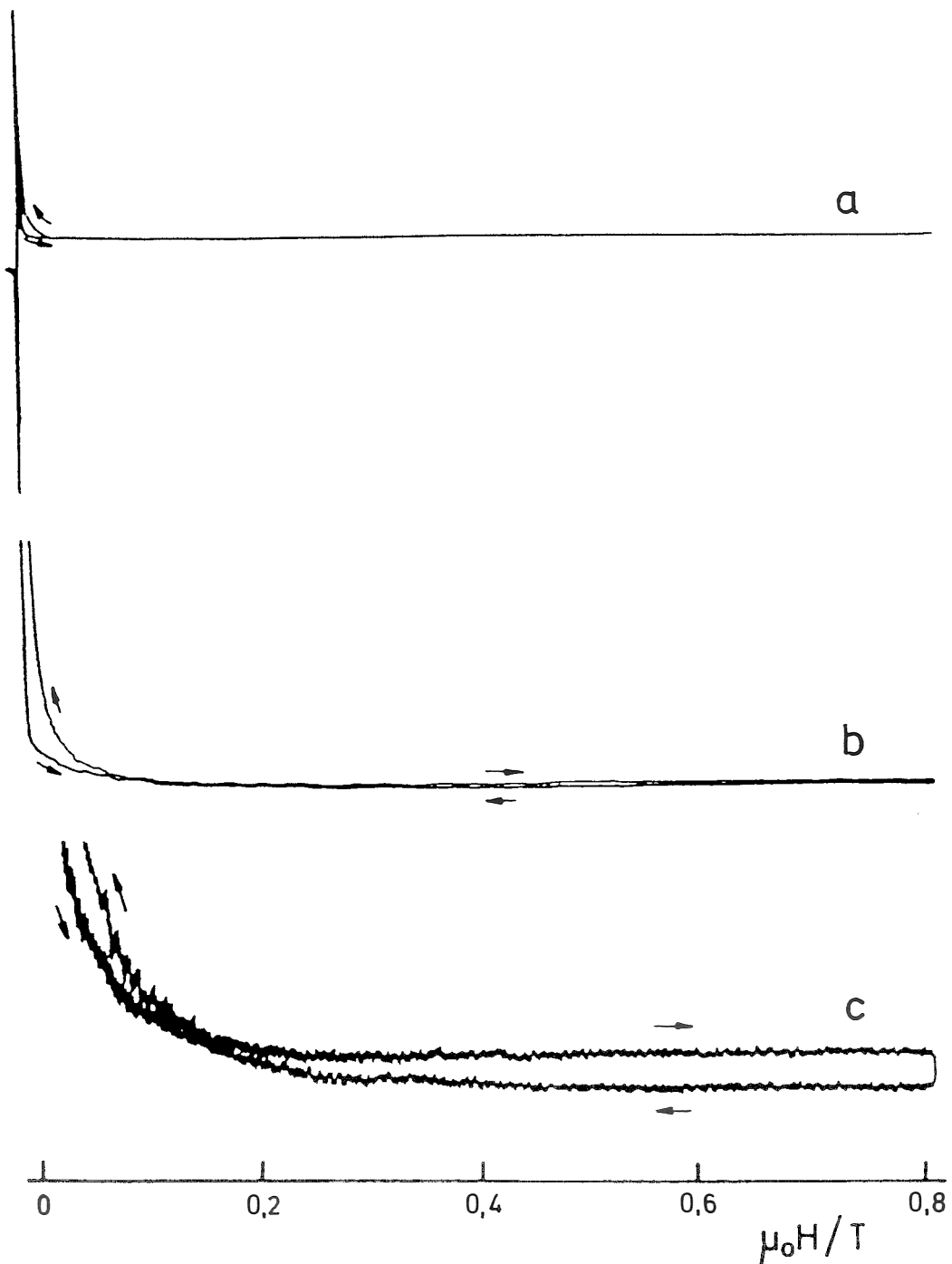
Slika 5.12. Ovisnost drugog harmonika modulirane mikrovalne apsorpcije u keramičkom uzorku $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ o magnetskom polju do 2 mT za razne amplitude modulacije ($B_M = \mu_0 H_M$): a) $B_M = 50 \mu\text{T}$; b) $B_M = 16 \mu\text{T}$; c) $B_M = 5 \mu\text{T}$.

opaža se suženje histereze na polju $H=0$, dok je pri višim temperaturama histereza u tom polju najveća. Opažanje signala u drugom harmoniku fazne detekcije^{70,71} daje bitno drukčije ponašanje. Ono je prikazano na slici 5.12. Signali opaženi pomoću male amplitude modulacije ne pokazuju histerezu i predstavljaju drugu derivaciju apsorpcijske linije, a oni opaženi većom amplitudom modulacije pokazuju malu histerezu.

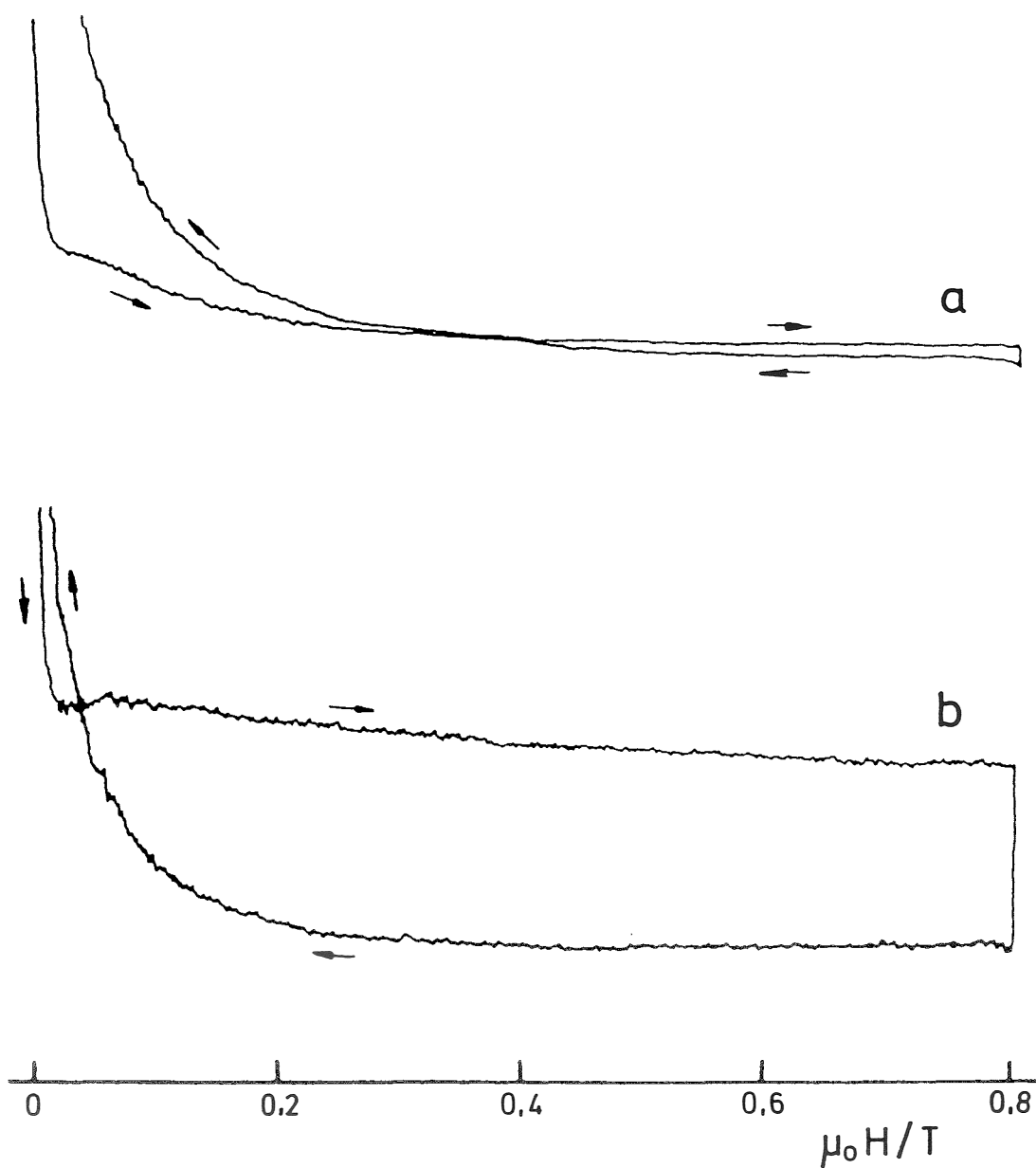
Opažanja pomoću velike amplitude modulacije mogu se produžiti do jačih magnetskih polja. Modulirani signali mikrovalne apsorpcije pri temperaturama $T=86, 77$ i 70 K prikazani su na slici 5.13. Oni predstavljaju prvu derivaciju izravno opaženih signala sa slike 5.4. Opažamo histerezu koja je posljedica histereze u izravnoj apsorpciji. Međutim, povećamo li osjetljivost faznog detektora, opaziti ćemo dodatnu histerezu. Na slici 5.14 prikazani su signali modulirane mikrovalne apsorpcije za istu temperaturu, ali s trima različitim pojačanjima. Signal na slici 5.14a ekvivalentan je signalu sa slike 5.13. Signal na slici 5.14b dobiven je deseterostruko većom osjetljivošću faznog detektora, a signal na slici 5.14c stotruko većom osjetljivošću. Opažamo histerezu pri promjeni smjera posmaka magnetskog polja iako na jakim poljima nema histereze u izravnoj apsorpciji na slici 5.4. Ta histereza slična je onoj na malim poljima (v. sliku 5.10), ali je njena ovisnost o amplitudi modulacije pomaknuta u drugo područje parametra (slika 5.15). Vidimo da je za suženje te histereze potrebna jača amplituda modulacije nego što je potrebna u slučaju histereze na slabim vrijednostima magnetskog polja. Sličnu histerezu opisali su i drugi autori.^{72,73} Promjenom temperature, amplitude modulacije i širine posmaka magnetskog polja, odnos među intenzitetima dviju vrsta histereze može se mijenjati. Tako se mogu dobiti razni oblici signala.⁷⁴ Svi ti oblici nastaju kombinacijom dvaju gore opisanih efekata.



Slika 5.13. Ovisnost signala modulirane mikrovalne apsorpcije u keramičkom uzorku $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ o magnetskom polju do 0,8 T. Upotrijebljena je modulacija magnetskog polja amplitude 0,5 mT.



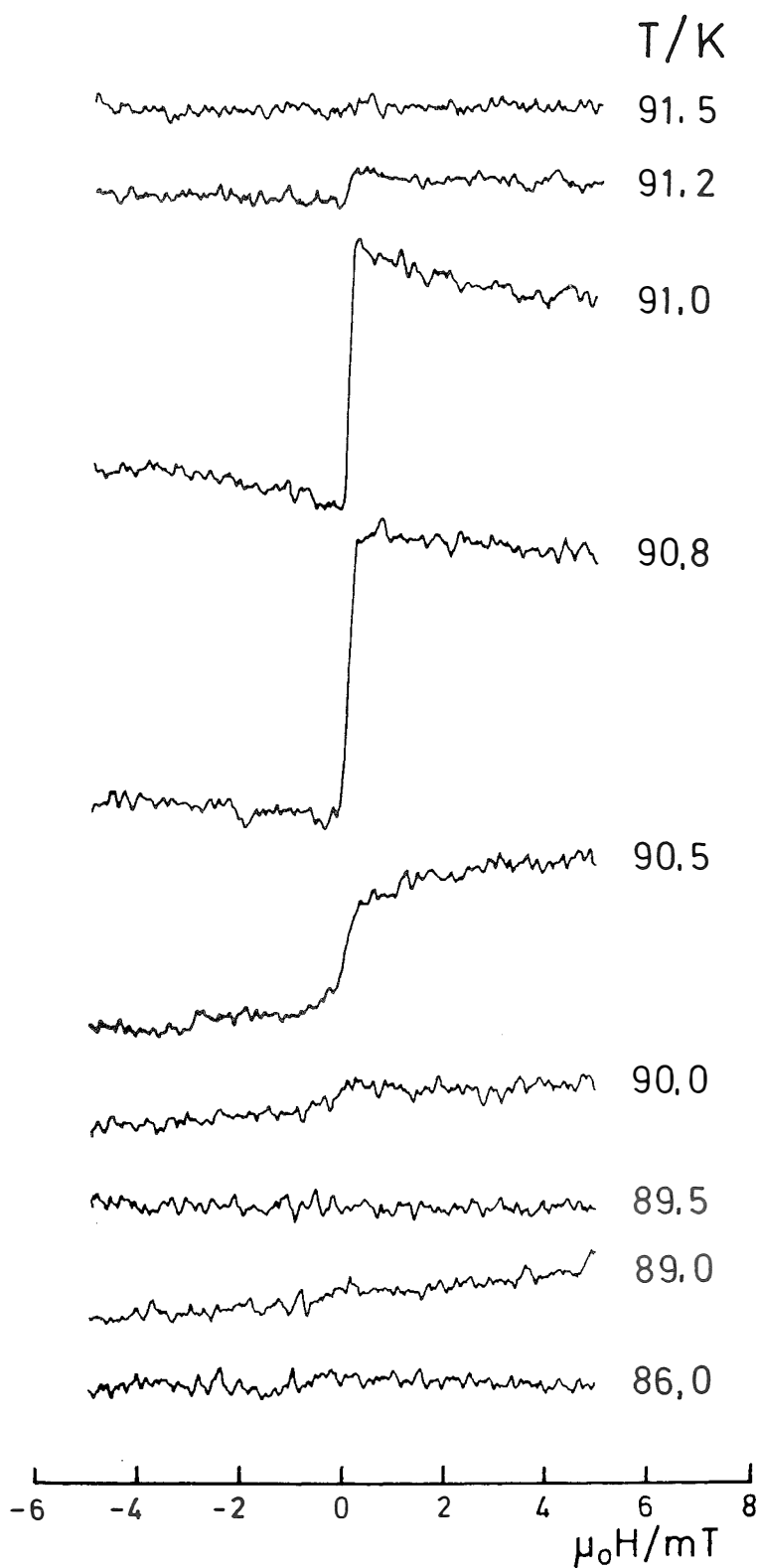
Slika 5.14. Signal modulirane mikrovalne apsorpcije u keramičkom uzorku $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ u magnetskom polju do 0,8 T pri temperaturi $T = 86$ K opažen raznim pojačanjima (RG): a) $\text{RG} = 3,2$; b) $\text{RG} = 32$; c) $\text{RG} = 320$. Upotrijebljena je modulacija magnetskog polja amplitude 0,25 mT.



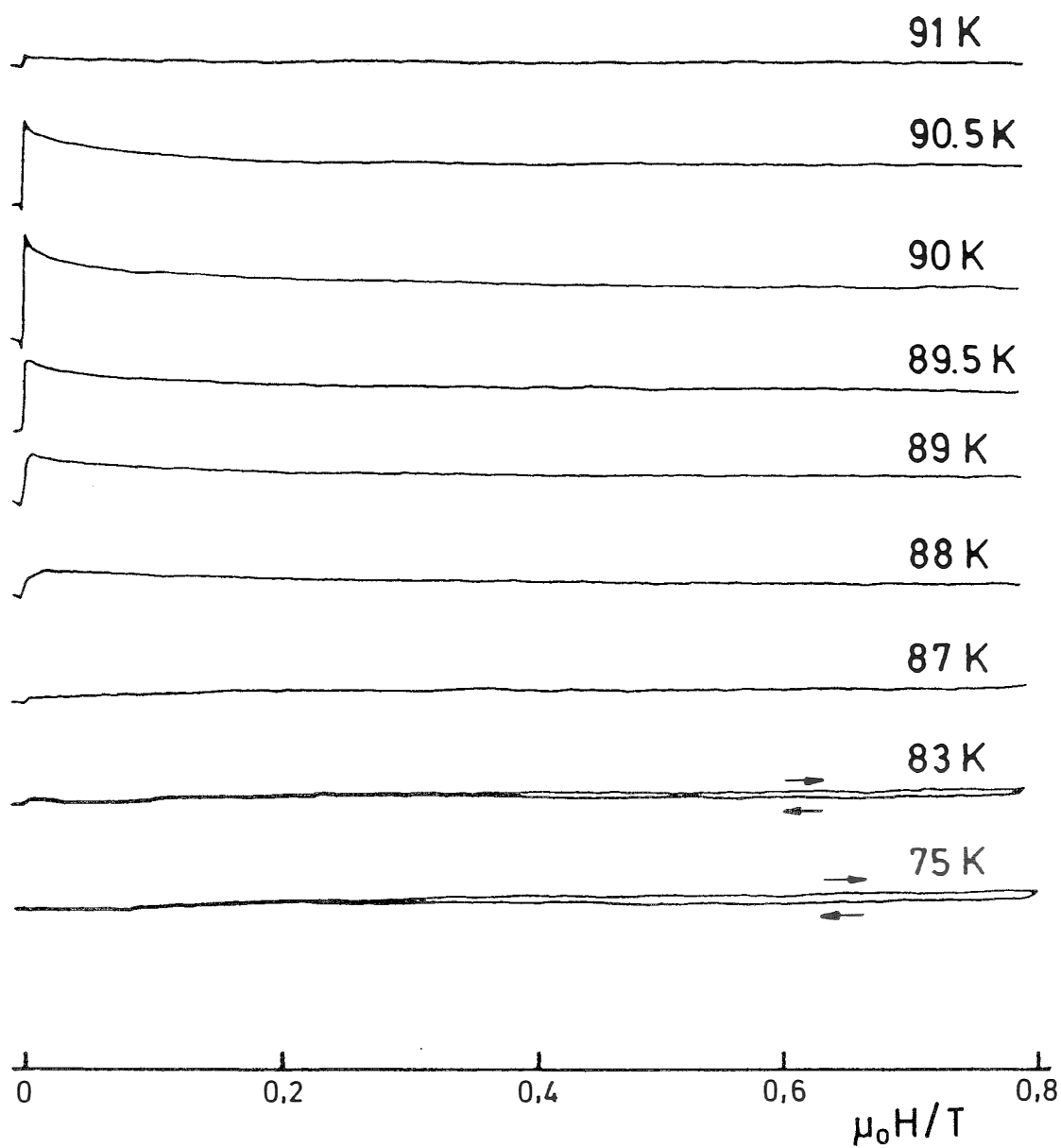
Slika 5.15. Signal modulirane mikrovalne apsorpcije u keramičkom uzorku $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7.8}$ u magnetskom polju do 0,8 T pri temperaturi $T = 70 \text{ K}$ za razne amplitude modulacije ($B_M = \mu_0 H_M$) i osjetljivosti faznog pojačala (RG): a) $B_M = 0,25 \text{ mT}$, $\text{RG} = 32$; b) $B_M = 0,05 \text{ mT}$, $\text{RG} = 160$.

5.2.2. Monokristal

Mjerenja konvencionalnim ESR spektrometrom na monokristalu daju mnogo jednostavnije signale nego mjerenja na keramičkom uzorku. Modulirani signali u slabim magnetskim poljima u ovisnosti o temperaturi, prikazani su na slici 5.16. Oni predstavljaju prvu derivaciju izravnih signala prikazanih na slici 5.6. U nekim mjerenjima na monokristalu⁷⁵ opažena je histereza moduliranog signala pri temperaturama blizu T_c , no to je vjerojatno posljedica nehomogenosti monokristala. Mjerenja pak na kvalitetnom monokristalu, kakav je upotrijebljen u ovom radu, ne pokazuju histerezu moduliranog signala. Opažanja na većim poljima (slika 5.17) također predstavljaju prvu derivaciju izravnih signala sa slike 5.7. Pri nižim temperaturama modulirani je signal ravna linija. Međutim, tada se javlja mala histereza koja nema analogona u izravnoj apsorpcijskoj liniji.



Slika 5.16. Ovisnost signala modulirane mikrovalne apsorpcije u monokristalu $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ o magnetskom polju do 5 mT. Upotrijebljena je modulacija magnetskog polja amplitude 0,25 mT.



Slika 5.17. Ovisnost signala modulirane mikrovalne apsorpcije u monokristalu $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ o magnetskom polju do 0,8 T. Upotrijebljena je modulacija magnetskog polja amplitude 0,5 mT.

6. Modeli mikrovalne apsorpcije

U prošlom poglavlju dan je pregled ovisnosti mikrovalne apsorpcije visokotemperaturnog supravodiča $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ o temperaturi i magnetskom polju. U odsutnosti magnetskog polja uočeno je naglo smanjenje mikrovalne apsorpcije snižavanjem temperature ispod temperature supravodljivog prijelaza, T_c . To smanjenje najizrazitije je u uskom području ispod T_c , ali se nastavlja i pri nižim temperaturama. Objašnjenje takve temperaturne ovisnosti mikrovalne apsorpcije dat ćemo u prvom odjeljku ovog poglavlja.

Magnetska ovisnost mikrovalne apsorpcije pokazuje dva različita područja. U poljima slabijim od $\sim 10 \text{ mT}$ mikrovalna apsorpcija u keramičkom uzorku izrazito ovisi o magnetskom polju pri temperaturama daleko ispod T_c , dok je ta ovisnost u monokristalu uočljiva samo u uskom intervalu oko temperature supravodljivog prijelaza. Izrazita ovisnost mikrovalne apsorpcije o slabim magnetskim poljima u keramičkom uzorku pripisuje se slabim vezama Josephsonovog tipa između supravodljivih zrna. Uključivanjem modulacije magnetskog polja opaža se neobična histereza koja nema analogona u izravnom opažanju apsorpcije. U drugom odjeljku ovog poglavlja predložit ćemo model koji dobro opisuje izravno opaženu mikrovalnu apsorpciju u slabim poljima kao i histerezu moduliranog signala.

U poljima jačim od $\sim 10 \text{ mT}$ mikrovalna apsorpcija u keramičkom uzorku pokazuje mnogo slabiju ovisnost o magnetskom polju. Ta je ovisnost vrlo slična onoj u monokristalu. Budući da u jačim poljima slabe veze među zrnima prestaju pokazivati ovisnost o magnetskom polju, magnetsku ovisnost mikrovalne apsorpcije u jačim poljima pripisujemo procesima unutar supravodljivih zrna. Ti procesi u keramičkom uzorku slični su onima u monokristalu. Pri promatranju mikrovalne apsorpcije pomoću modulacije magnetskog polja ponovno se javlja neobična histereza koja ne predstavlja derivaciju izravno opažene

apsorpcijske linije. Ta se histereza javlja i u keramičkom uzorku i u monokristalu. U trećem odjeljku ovog poglavlja predložit ćemo model za efektivnu vodljivost supravodiča u miješanom stanju koji dobro opisuje ovisnost mikrovalne apsorpcije o magnetskom polju pri svim promatranim temperaturama. Također ćemo razviti model za objašnjenje histereze u signalu modulirane mikrovalne apsorpcije.

6.1 Smanjenje mikrovalne apsorpcije snižavanjem temperature

Izravnim opažanjem mikrovalne apsorpcije u monokristalu (slika 5.5) i u keramičkom uzorku $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (slika 5.1) uočeno je naglo smanjenje apsorpcije pri temperaturama ispod temperature supravodljivog prijelaza. Glavnina smanjenja apsorpcije događa se unutar 2 K ispod T_c , no daljnjim snižavanjem temperature apsorpcija se nastavlja smanjivati. U monokristalu ona pada na neku konstantnu vrijednost ispod temperature ≈ 80 K. Promjene apsorpcije u monokristalu pri nižim temperaturama manje su od osjetljivosti našeg mjernog uređaja.

Takav prošireni prijelaz u supravodljivo stanje moguće je objasniti konceptom kompleksne vodljivosti $\sigma = \sigma_1 - i\sigma_2$. Apsorbirana snaga proporcionalna je površinskom otporu koji je određen jednačbom (2.1.31):

$$R_s = \sqrt{\frac{\omega \mu_0}{2}} \sqrt{\frac{\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} - \sigma_2}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}} \quad (1)$$

Prelaskom uzorka u supravodljivo stanje imaginarni dio kompleksne vodljivosti, σ_2 , počinje naglo rasti, a realni dio, σ_1 , počinje se smanjivati. Stoga površinski otpor naglo pada, ali ne iščezava sve dok postoji realni dio kompleksne vodljivosti.

Za razmatranje elektrokinematike u mikrovalnom području pokazala se vrlo korisnom aproksimacija modela dviju tekućina, određena jednačinom (2.1.25):

$$\sigma_1 - i\sigma_2 = \sigma_n \frac{n_n}{n} - i \frac{n_s e^2}{m\omega} \quad (2)$$

σ_n je vodljivost u normalnom stanju:

$$\sigma_n = \frac{ne^2\tau}{m(1+\omega^2\tau^2)} - i \frac{ne^2\omega^2\tau^2}{m\omega(1+\omega^2\tau^2)} \quad (3)$$

koja za male vrijednosti $\omega\tau$ postaje realnom. Temperaturna ovisnost broja normalnih i supravodljivih elektrona dana je relacijom (2.1.19):

$$\frac{n_s}{n} = 1 - \frac{n_n}{n} = 1 - t^4 \quad (4)$$

gdje je $t = T/T_c$ reducirana temperatura.

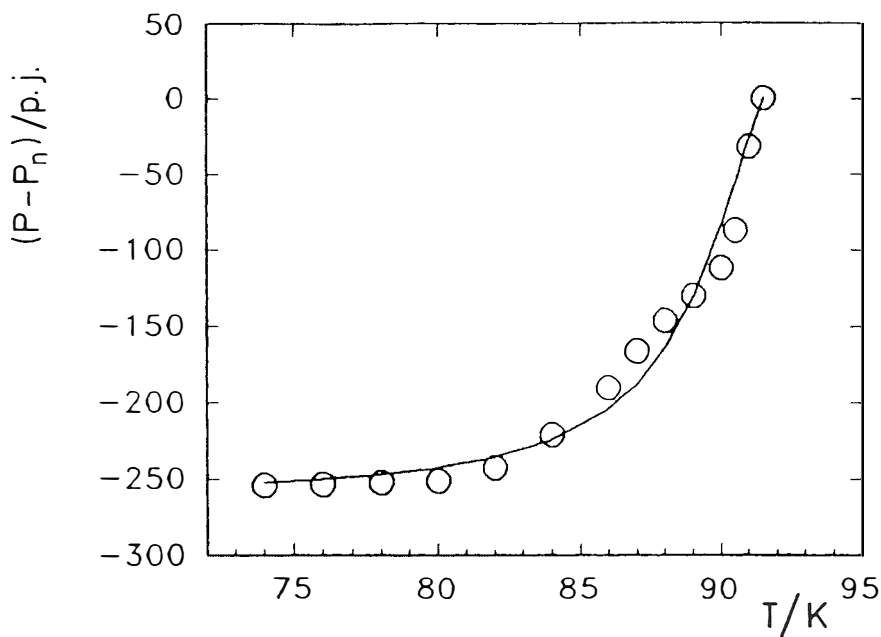
Uvrstimo li te veličine u relaciju za površinski otpor, vidjet ćemo da širina prijelaza u supravodljivo stanje ovisi o parametru $\omega\tau$. Dakle, budući da je ω kružna frekvencija mjerenja, širina prijelaza određena je vremenom relaksacije impulsa elektrona u normalnom stanju.

Smanjenje apsorpcije u monokristalu prikazano na slici 5.5, sada je moguće opisati tim modelom. Parametar prilagođavanja je $\omega\tau$. Najbolje slaganje s eksperimentom postiže se za $\omega\tau = (0,13 \pm 0,03)$. Usporedba izmjerenih i izračunatih vrijednosti prikazana je na slici 6.1. Vrijeme relaksacije impulsa elektrona u normalnom stanju iznosi $\tau = (2,2 \pm 0,5) \cdot 10^{-12} \text{s}$.

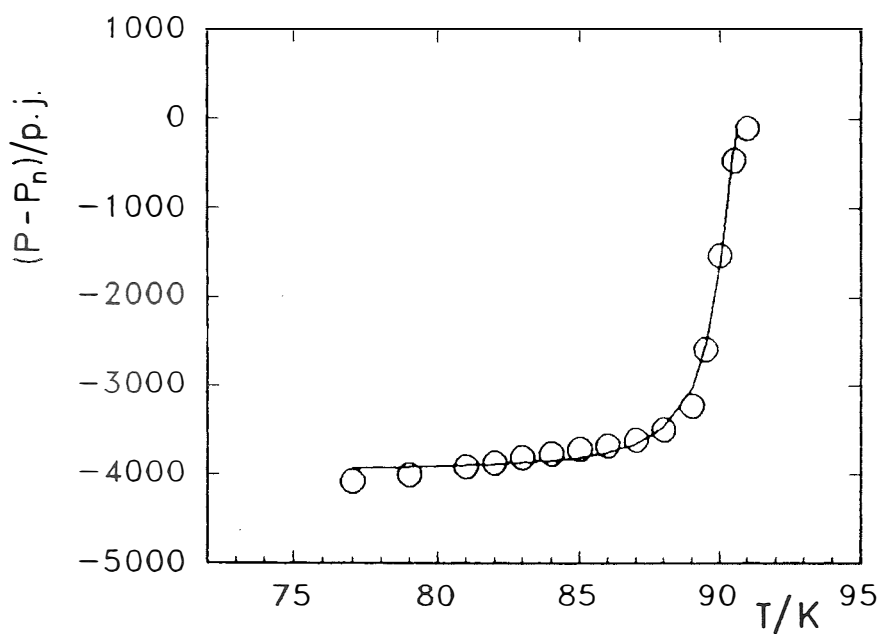
Razmatranje smanjenja površinskog otpora u keramičkom uzorku nešto je složenije nego u monokristalu. Budući da je uzorak sastavljen od supravodljivih zrna odvojenih nesupravodljivim materijalom, promjena apsorpcije temperaturom ima dva stupnja. Najprije dolazi do prelaska zrna u supravodljivo stanje što je praćeno naglim smanjenjem apsorpcije. To se područje može opisati analogno apsorpciji u monokristalu.

Daljnjim snižavanjem temperature apsorpcija se ne približava konstantnoj vrijednosti, već se nastavlja smanjivati. To daljnje smanjenje apsorpcije pripisuje se apsorpciji u prostoru među zrnima. Nakon što su zrna prešla u supravodljivo stanje, među njima se stvaraju "slabe veze" Josephsonovog tipa, pa se normalni intergranularni materijal počinje ponašati kao supravodič. To dodatno smanjenje apsorpcije ima drukčiju temperaturnu ovisnost i zbiva se u širem temperaturnom intervalu.

Da bi se odredila temperaturna ovisnost apsorpcije u zrnima potrebno je nekako isključiti smanjenje apsorpcije među zrnima. Smanjenje apsorpcije među zrnima snažno ovisi o magnetskom polju pa već na magnetskim poljima jakosti $\sim 10 \text{ mT}$ nestaju slabe veze jer intergranularni materijal postaje normalan. Ovisnost apsorpcije u keramičkom uzorku o jačim magnetskim poljima mnogo je blaža i dolazi isključivo od apsorpcije u zrnima. Ekstrapolacijom te ovisnosti u polje $H=0$ dobivamo tražene vrijednosti za temperaturnu ovisnost apsorpcije u zrnima u odsutnosti magnetskog polja. Rezultati takve ekstrapolacije prikazani su na slici 6.2 zajedno s teorijskom krivuljom prilagođenom pomoću parametra $\omega\tau = (0,040 \pm 0,005)$. To nam daje rezultat $\tau = (7,5 \pm 0,9) \cdot 10^{-13} \text{s}$.



Slika 6.1. Temperaturna ovisnost mikrovalne apsorpcije u monokristalu $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Crtom je označena teorijska krivulja dobivena za parametar $\omega\tau = 0,13$.



Slika 6.2. Temperaturna ovisnost mikrovalne apsorpcije u keramičkom uzorku $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Crtom je označena teorijska krivulja dobivena za parametar $\omega\tau = 0,04$.

Prilagođavanje modela dviju tekućina mjerenim vrijednostima apsorpcije u keramičkom uzorku pokušali su također Silva i suradnici,⁵⁴ ali nisu dobili zadovoljavajuće slaganje. Vrijednosti što su ih oni uzimali za prilagođavanje bile su stvarno mjerene vrijednosti u odsutnosti magnetskog polja. Na taj način nije moguće razlučiti doprinos apsorpcije u zrnima od doprinosa apsorpcije među zrnima. Međutim, njihov rezultat za $\tau \sim 10^{-13} s$ istog je reda veličine kao u našem slučaju.

6.2. Mikrovalna apsorpcija u slabim poljima

Ovisnost mikrovalne apsorpcije u monokristalu $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ o magnetskom polju pokazuje minimum za polje $H=0$. Taj minimum, prikazan na slici 5.6, najizrazitiji je pri temperaturi supravodljivog prijelaza, dok se pri nižim temperaturama izgladuje.

Pojava minimuma vezana je uz nastajanje supravodljivosti u unutrašnjosti monokristala, kada je gornje kritično polje H_{c2} dovoljno nisko da se ovisnost apsorpcije o magnetskom polju može opaziti već u tako niskim poljima kakva su primijenjena u eksperimentu prikazanom na slici 5.6. Snižavanjem temperature, ovisnost mikrovalne apsorpcije o magnetskom polju postaje toliko mala da se ne može opaziti u poljima slabijim od 5 mT . Opažanje apsorpcije u monokristalu u slabim poljima pomoću modulacije magnetskog polja, prikazano na slici 5.16, daje derivaciju linija apsorpcije sa slike 5.6. Ne uočava se nikakva histereza za posmak polja na više ili na niže vrijednosti. Modulirani signal iščezava nekoliko kelvina ispod T_c .

Ponašanje keramičkog uzorka u slabim poljima sasvim je drukčije od ponašanja monokristala. Na slici 5.2 vidimo da se minimum apsorpcije u polju $H=0$ produbljuje snižavanjem temperature. Tako izrazita ovisnost apsorpcije o malim magnetskim poljima pripisuje se slabim vezama među zrnima supravodiča. Opažanje te ovisnosti pomoću velike amplitude modulacije (slika 5.9) daje prvu derivaciju signala sa slike 5.2. Međutim, opažanje pomoću malih amplituda modulacije (slika 5.10 i 5.11) daje neobičnu histerezu koja nije derivacija izravno opaženih apsorpcijskih linija. Takva zanimljiva opažanja u keramičkom uzorku opisat ćemo modelom mreže Josephsonovih spojeva.

6.2.1. Mreža Josephsonovih spojeva u magnetskom polju

Visokotemperaturni supravodiči najlakše se sintetiziraju kao keramike. To su materijali izrazito zrnate strukture u kojima su zrna supravodljivih svojstava odvojena slojevima izolatora ili normalnog metala. Razmotrimo jedan takav sistem mnoštva supravodljivih komadića međusobno povezanih slabim vezama. Prolazi li transportna struja kroz takav sistem, ona će se rasporediti tako da sve slabe veze budu podjednako opterećene. Za prolaz transportne struje kroz jedan tipičan Josephsonov spoj u takvom sistemu vrijedit će jednađžba (2.3.6).

Pretpostavimo da naš sistem nije izložen vanjskoj transportnoj struji nego magnetskom polju koje se kontinuirano mijenja. Sistem će se opirati promjeni magnetskog polja tako što će njegovim rubnim područjem teći struja po Lenzovom pravilu. Ako postoji fenomen zapinjanja magnetskog toka koji ulazi ili izlazi iz uzorka, onda navedena struja poprima obilježja kritične struje J_c opisane u Beanovu modelu (odjeljak 2.2.3). Ta obodna struja predstavljat će transportnu struju za pojedine Josephsonove spojeve u sistemu. Izložimo li takav sistem još i mikrovalnom zračenju koje inducira mikrovalnu struju $I_{mw}\cos\omega t$, diferencijalna jednađžba za tipičan Josephsonov spoj u sistemu glasit će:

$$\frac{\hbar C}{2e} \frac{d^2\varphi}{dt^2} + \frac{1}{R} \frac{\hbar}{2e} \frac{d\varphi}{dt} + I_c \sin\varphi = I_0 + I_{mw}\cos\omega_{mw}t \tag{1}$$

U jednađžbi (1) I_0 predstavlja rubnu (obodnu) struju induciranu promjenom magnetskog polja. Razmotrimo slučaj kada je $I_0 < I_c$ za određeni Josephsonov spoj. Ako nema mikrovalne struje faza će se prilagoditi tako da vrijedi $I_c \sin\varphi_0 = I_0$. Mikrovalna struja izazvat će male

oscilacije oko φ_0 pa će vremenski ovisna faza imati oblik $\varphi(t) = \varphi_0 + \varphi_{mw}(t)$. Budući da je prema pretpostavci $\varphi_{mw} \ll \pi/2$, možemo linearizirati jednadžbu (1) koristeći se razvojem $I_c \sin(\varphi_0 + \varphi_{mw}) \approx I_c \sin \varphi_0 + I_c \varphi_{mw} \cos \varphi_0 = I_0 + I_c \varphi_{mw} \cos \varphi_0$, pa linearizirana jednadžba glasi:

$$\frac{\hbar C}{2e} \frac{d^2 \varphi_{mw}}{dt^2} + \frac{1}{R} \frac{\hbar}{2e} \frac{d\varphi_{mw}}{dt} + I_c \varphi_{mw} \cos \varphi_0 = I_{mw} \cos \omega_{mw} t \quad (2)$$

Apsorbirana mikrovalna snaga vremenski je usrednjen umnožak inducirano napona $(\hbar/2e)(d\varphi_{mw}/dt)$ i mikrovalne struje $I_{mw} \exp(i\omega_{mw}t)$. Ona je oblika:

$$P = \frac{1}{2} R I_{mw}^2 \cdot \frac{1}{1+f} = \frac{P_n}{1+f} \quad (3)$$

gdje parametar f ima oblik:

$$f = \frac{I_c^2 \cos^2 \varphi_0}{[\hbar \omega_{mw} / 2eR]^2} \quad (4)$$

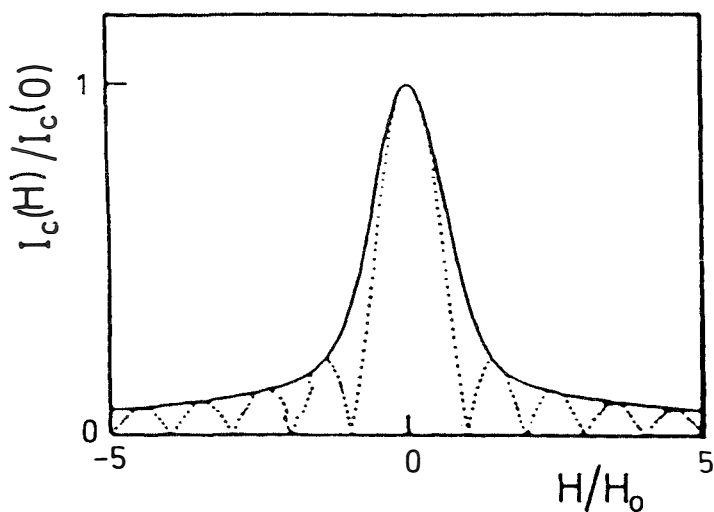
Promjenom magnetskog polja mijenja se kritična struja Josephsonovog spoja $I_c(H)$. Budući da u našem sistemu postoji mnoštvo Josephsonovih spojeva različitih geometrija, ovisnost kritične struje o magnetskom polju neće imati difrakcijski oblik

$$I_c(H) = \frac{\sin(\pi H/H_0)}{(\pi H/H_0)} \quad (5)$$

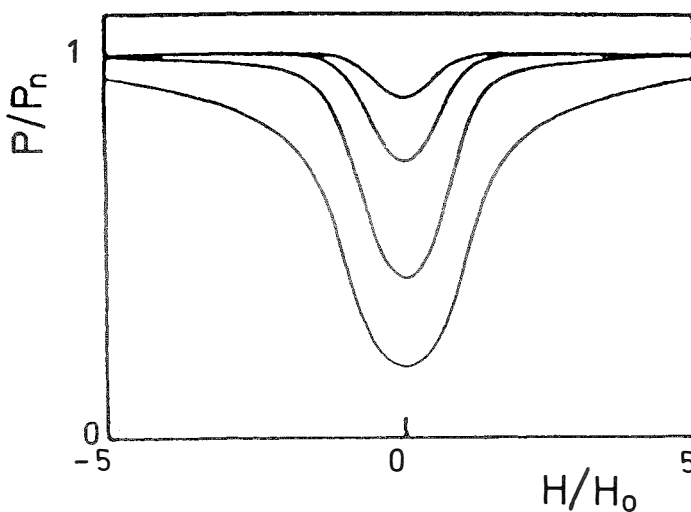
jer je polje H_0 različito za razne spojeve, ali će ta ovisnost biti envelope difrakcijske krivulje. Na slici 6.3 prikazana je difrakcijska ovisnost kritične struje o magnetskom polju i njena envelope kojom smo se koristili za daljnje račune. Dakle, apsorbirana snaga bit će najmanja u odsutnosti magnetskog polja, a u jakim će se poljima ($B > 10mT$) mikrovalovi apsorbirati kao da naši supravodiči nisu povezani Josephsonovim vezama. Dubina minimuma apsorpcije u nultom magnetskom polju određena je temperaturnom ovisnošću kritične struje Josephsonovog spoja $I_c(T, 0)$. Eksperimentalne krivulje prikazane na slici 5.2 mogu se dobro reproducirati pomoću jednadžbe (5). Na slici 6.4 prikazane su ovisnosti apsorbirane mikrovalne snage o magnetskom polju određene jednadžbom (5) za razne vrijednosti kritične struje $I_c(T, 0)$.

Možemo procijeniti polje na kojem ulazi prvi kvant toka u prosječan Josephsonov spoj. Na slici 5.2 možemo vidjeti kako to polje iznosi $\mu_0 H_0 \approx 2 mT$. To znači da je prosječna površina Josephsonovog spoja oko $1 \mu m^2$. Budući da su zrna prosječne veličine oko $10 \mu m$, vidimo da udaljenost među zrnima iznosi u prosjeku oko $100 nm$, što je usporedivo s Londonovom dubinom prodiranja u $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$.

Kada se mikrovalna apsorpcija u malim poljima opaža pomoću modulacije magnetskog polja, uočavaju se zanimljive pojave. Ako modulacija magnetskog polja relativno velika (npr. $0,5 mT$), opaženi signali (slika 5.9) bit će upravo prva derivacija apsorpcijskih signala sa slike 5.2. Međutim, ako je modulacija magnetskog polja manja (npr. $5 \mu T$), opaženi signali (slika 5.10.) nikako se ne mogu opisati kao derivacije apsorpcijske linije. Prilikom posmaka magnetskog polja u jednom smjeru, signal je uvijek iznad bazne linije; prilikom pak okretanja smjera posmaka, signal naglo prelazi ispod bazne linije. Nađe li se srednja vrijednost tih dvaju signala, ona predstavlja derivaciju apsorpcijske linije. Dakle,



Slika 6.3. Difrakcijska ovisnost kritične struje Josephsonovog spoja o magnetskom polju (točkasta crta). Puna crta predstavlja envelopu difrakcijske ovisnosti koja je korištena u daljnjim računima.



Slika 6.4. Teorijska ovisnost apsorbirane mikrovalne snage o magnetskom polju za četiri različite vrijednosti kritične struje Josephsonovog spoja $I_c(T, 0)$.

modulirani signal ima dvije komponente. Jedna je reverzibilna i predstavlja derivaciju apsorpcijske krivulje, a druga mijenja predznak pri promjeni smjera posmaka magnetskog polja. Za objašnjenje tih komponenata potrebno je u jednadžbu (1) uvrstiti i struju $I_M \cos \omega_M t$ koja je posljedica modulacije magnetskog polja. Tada će jednadžba (1) izgledati:

$$\frac{\hbar C}{2e} \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + \frac{1}{R} \frac{\hbar}{2e} \frac{d\varphi}{dt} + I_c(H) \sin \varphi = I_0 + I_M \cos \omega_M t + I_{mw} \cos \omega_{mw} t \tag{6}$$

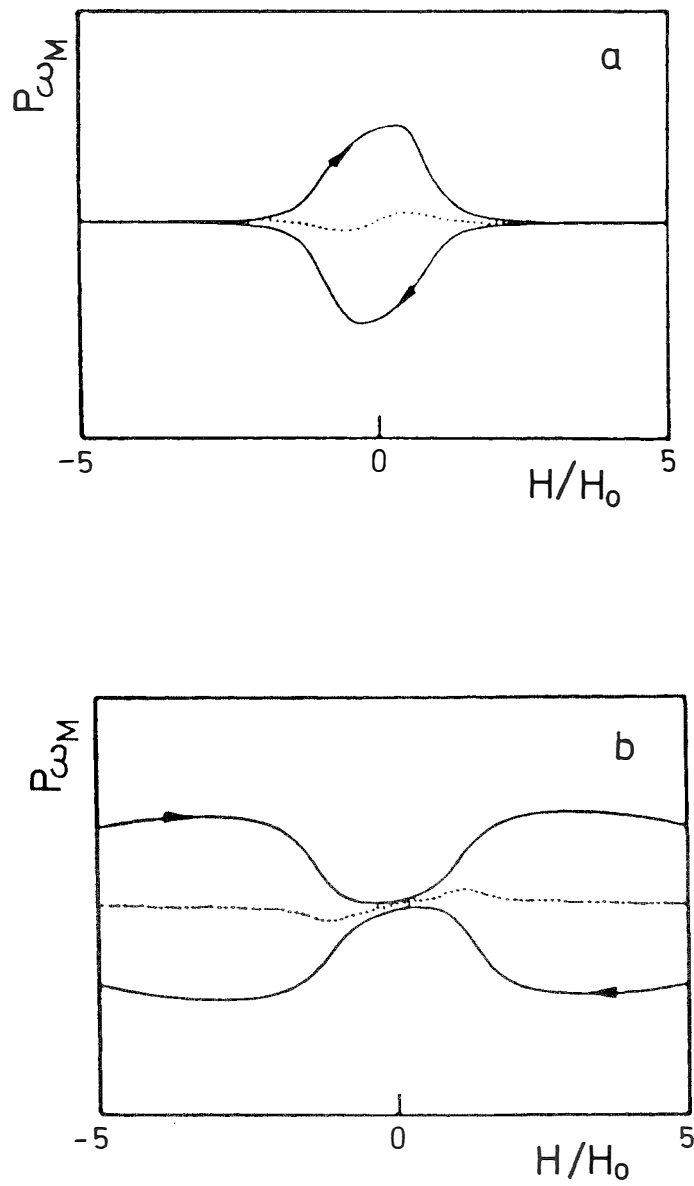
Kritična struja Josephsonovog spoja I_c također ovisi o modulacijskom polju pa za male modulacije možemo pisati:

$$I_c(H + H_M \cos \omega_M t) = I_c(H) + \left. \frac{dI_c}{dH} \right|_H H_M \cos \omega_M t \tag{7}$$

Tu relaciju možemo uvrstiti u jednadžbu (2) i izračunati apsorbiranu snagu. U prvom harmoniku fazne detekcije opažamo:

$$P_{\omega_M} = -K \frac{1}{(1+f)^2} (I_c \frac{dI_c}{dH} H_M - I_0 I_M) \tag{8}$$

$$K = \frac{\frac{1}{2} I_{mw}^2 R}{4 \frac{\hbar \omega_{mw}}{2eR}}$$



Slika 6.5. Teorijska ovisnost signala modulirane mikrovalne apsorpcije o magnetskom polju za dvije različite vrijednosti kritične struje Josephsonovog spoja $I_c(T,0)$.

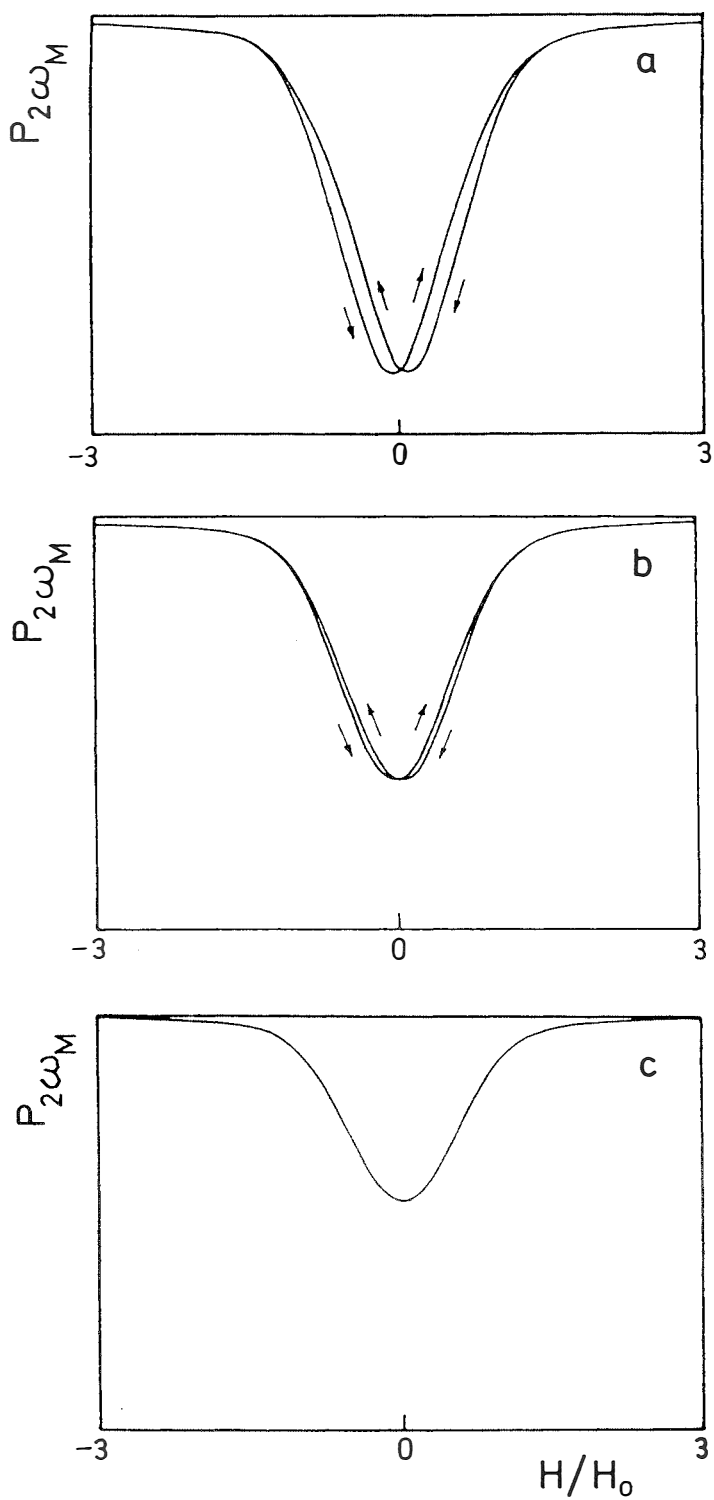
Vidimo da prvi harmonik apsorbirane snage ima dvije komponente. Prva je derivativna (reverzibilna), a druga mijenja predznak pri promjeni smjera posmaka magnetskog polja. Prva komponenta dominirat će za velike modulacije magnetskog polja, dok će druga biti dominantna za male modulacije. Oblik tih signala ovisit će i o vrijednosti kritične struje $I_c(T,0)$. Na slici 6.5 vidimo oblik tih signala za dvije različite vrijednosti $I_c(T,0)$. Oni se mogu usporediti s opaženim signalima na različitim temperaturama koji su prikazani na slici 5.11.

Razmotrimo sada signale opažene u drugom harmoniku detekcije (slika 5.12). Oni imaju sasvim drukčije ponašanje od signala u prvom harmoniku. Signali opaženi malom amplitudom modulacije ne pokazuju histerezu, dok oni opaženi velikom amplitudom modulacije pokazuju malu histerezu. I ti se signali mogu opisati jednadžbom (2). Za ovisnost kritične struje o modulacijskom polju uzimamo:

$$I_c(H+H_M \cos \omega_M t) \sim I_c + \frac{dI_c}{dH} H_M \cos \omega_M t + \frac{1}{2} \frac{d^2 I_c}{dH^2} H_M^2 \cos^2 \omega_M t \quad (9)$$

Drugi harmonik apsorbirane snage izgleda:

$$P_{2\omega_M} = K \frac{1}{(1+f)^2} \left(I_M^2 - \left(\frac{dI_c}{dH} \right)^2 - I_c \frac{d^2 I_c}{dH^2} H_M^2 + \right. \\ \left. + \frac{3}{1+f} \frac{1}{(\hbar \omega_{mw} / 2eR)^2} [I_0 I_M - I_c \frac{dI_c}{dH} H_M]^2 \right) \quad (10)$$



Slika 6.6. Teorijska ovisnost drugog harmonika modulirane mikrovalne apsorpcije o magnetskom polju za tri različite amplitude modulacije magnetskog polja.

Od šest članova u ovom izrazu samo je jedan neparan u I_0 pa mijenja predznak pri promjeni smjera posmaka magnetskog polja. Na slici 6.6 prikazani su tako izračunati signali za tri različite amplitude modulacije magnetskog polja. Oni daju kvalitativno slaganje s opaženim signalima prikazanim na slici 5.12.

Možemo zaključiti da je ovisnost mikrovalne apsorpcije u keramičkom uzorku za slaba magnetska polja dobro opisana modelom mreže Josephsonovih spojeva. On daje kvalitativna slaganja s eksperimentalnim apsorpcijskim linijama, kako za izravno mjerenje apsorpcije, tako i za opažanje moduliranih signala u prvom i drugom harmoniku fazne detekcije.

6.3. Mikrovalna apsorpcija u jakim magnetskim poljima

Razlika u ponašanju keramičkog uzorka i monokristala $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, koja je izrazita u slabim magnetskim poljima, nestaje na poljima jačim od $\sim 10 \text{ mT}$. Na tim poljima slabe veze među zrnima u keramičkom uzorku prestaju biti efektivne pa se keramički uzorak ponaša kao mnoštvo odvojenih kristala. Stoga razmatranje mikrovalne apsorpcije u tim poljima možemo provesti za monokristal, a dobivene rezultate primijeniti na opažanja u keramičkom uzorku. U ovom odjeljku najprije ćemo razviti model efektivne vodljivosti supravodiča u miješanom stanju pomoću kojeg možemo opisati temperaturne i magnetske ovisnosti mikrovalne apsorpcije opažene izravnim mjerenjima. Pokazat ćemo kako se pomoću tog modela iz opaženih ovisnosti mogu izvući vrijednosti za gornje kritično polje H_{c2} . U drugom dijelu ovog odjeljka posebno ćemo se pozabaviti neobičnom histerezom koja se javlja u opažanju mikrovalne apsorpcije pomoću modulacije magnetskog polja. Pokazat ćemo da je opažena histereza posljedica neharmoničnosti sile zapinjanja virova u miješanom stanju.

6.3.1. Model efektivne vodljivosti u miješanom stanju

Kada je uzorak $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ u supravodljivom stanju, povećanje vanjskog magnetskog polja uzrokuje povećanje mikrovalne apsorpcije. Magnetska polja u kojima su obavljena mjerenja uglavnom su dovoljno jaka da uzorak bude u miješanom stanju. Stoga je prilikom razmatranja apsorpcije mikrovalova potrebno uzeti u obzir dinamiku virova magnetskog toka.

Zbog jednostavnosti, za razmatranje elektrodinamike virova magnetskog toka

upotrijebit ćemo aproksimaciju Bardeena i Stephena²⁸ koja pretpostavlja da je vir magnetskog toka cilindrično područje normalnog metala radijusa ξ_{GL} , okruženo supravodljivim materijalom. Unutar cilindra parametar uređenja iščezava, dok izvan cilindra raste do konstantne vrijednosti. Govoreći jezikom modela dviju tekućina, u cilindru su svi elektroni normalni, a izvan cilindra broj normalnih i supravodljivih elektrona ovisan je o temperaturi (jednadžba 2.1.19). Kada u supravodiču postoji magnetska indukcija B , onda volumen koji zauzimaju virovi iznosi $b=B/B_{c2}$ ukupnog volumena uzorka. Stoga kompleksnu vodljivost takvog uzorka, koristeći se modelom dviju tekućina, možemo pisati:

$$\bar{\sigma} = (1-b)\sigma + b\sigma_n \quad (1)$$

Ta će relacija vrijediti ako se virovi ne gibaju pod utjecajem transportne struje. Makroskopsko električno polje bit će određeno Ohmovim zakonom $J=\bar{\sigma}E$. Ovdje je potrebno reći da u slučaju istosmjerne struje imaginarni dio kompleksne vodljivosti divergira pa konačna struja može teći iako električno polje iščezava. U tom slučaju kroz područje virova ne teče nikakva struja. Međutim, u slučaju izmjenične struje imaginarni dio vodljivosti postaje konačan pa dio struje prenose normalni elektroni. To znači da se razvija električno polje koje uzrokuje da dio struje teče i kroz područje virova.

Razmotrimo sada slučaj da se virovi gibaju uslijed prolaza transportne struje. Njihova brzina proporcionalna je gustoći transportne struje. Brzina gibanja virova određena je koeficijentom viskoznosti η koji je ovisan o vodljivosti u normalnom stanju. Prema rezultatu Bardeena i Stephena,²⁸ električno je polje upravo toliko da kroz normalno područje vira teče struja jednaka transportnoj struji. Polje u viru iznosi $E_v=J/\sigma_n=E_n$. Prirast električnog polja u viru, zbog njegova gibanja, iznosi (E_v-E) . Makroskopsko električno polje sada je

$$E_{tot} = E + b(E_v - E) = (1-b)E + bE_n \quad (2)$$

Možemo definirati efektivnu vodljivost σ_{eff} pomoću Ohmovog zakona $J = \sigma_{eff} E_{tot}$, pa iz $J = \tilde{\sigma} E$ i jednadžbe (2) slijedi

$$\frac{1}{\sigma_{eff}} = \frac{1-b}{\tilde{\sigma}} + \frac{b}{\sigma_n} \quad (3)$$

Slučaj da virovi miruju i slučaj da se gibaju maksimalnom brzinom $v_{max} = J\Phi_0/\eta$ dva su krajnja slučaja. Naravno, moguće je da se virovi gibaju, ali da zbog zapinjanja imaju brzinu v koja je manja od v_{max} . Prirast električnog polja u viru, zbog gibanja brzinom v , bit će

$$E_v - E = (E_n - E) \frac{v}{v_{max}} \quad (4)$$

pa će ukupno električno polje iznositi

$$E_{tot} = E + b(E_n - E) \frac{v}{v_{max}} \quad (5)$$

a vodljivost će biti dana relacijom

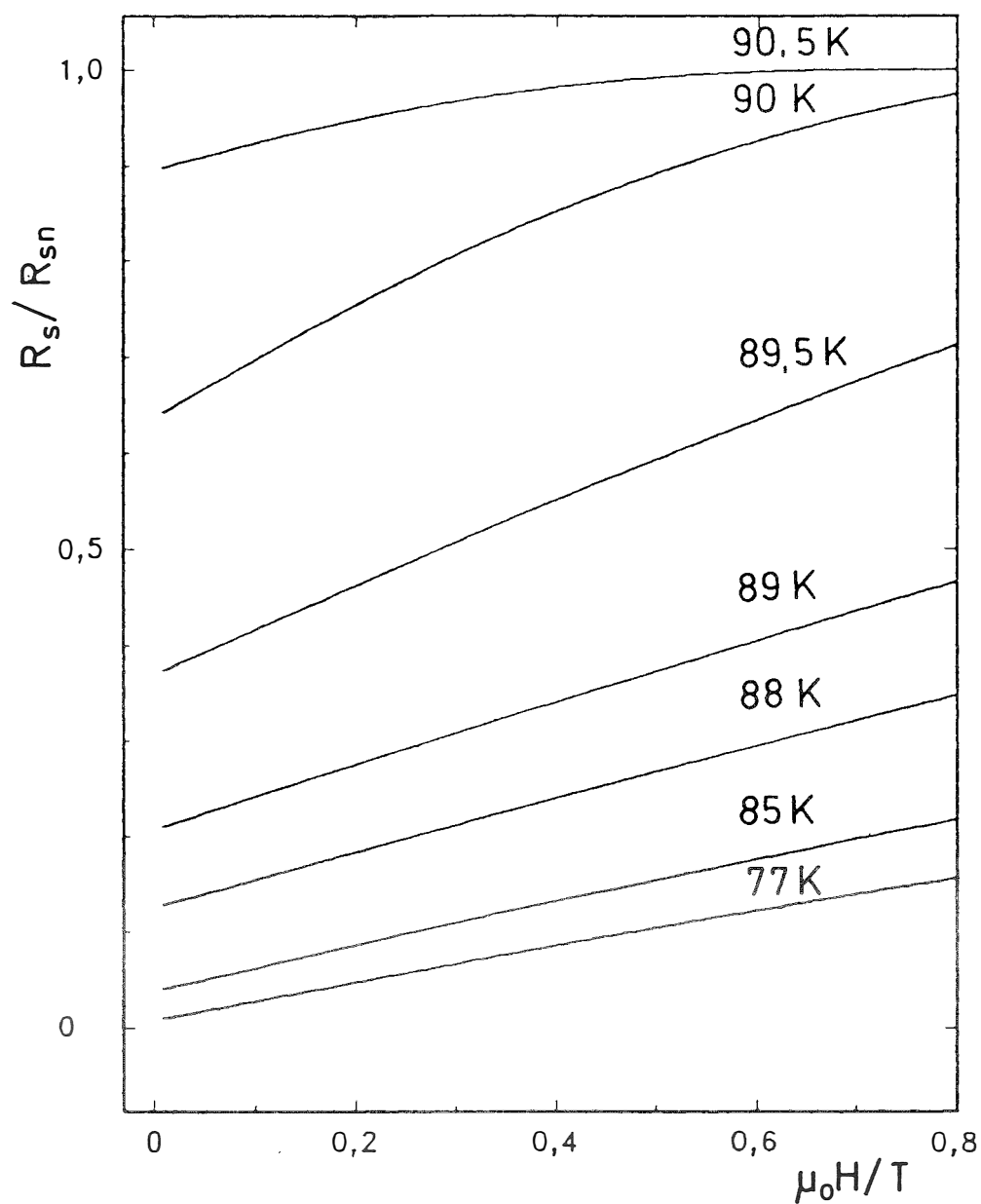
$$\frac{1}{\sigma_{eff}} = \frac{1-b \frac{v}{v_{max}}}{\tilde{\sigma}} + \frac{b}{\sigma_n} \frac{v}{v_{max}} \quad (6)$$

Za $v=0$ i $v=v_{max}$ dobivamo gornja dva slučaja. U općenitom slučaju koji smo izračunali u odjeljku 2.2.5, omjer v/v_{max} određen je frekvencijom otpuštanja $\omega_0=k/\eta$. Jednadžba (2.2.33) daje nam

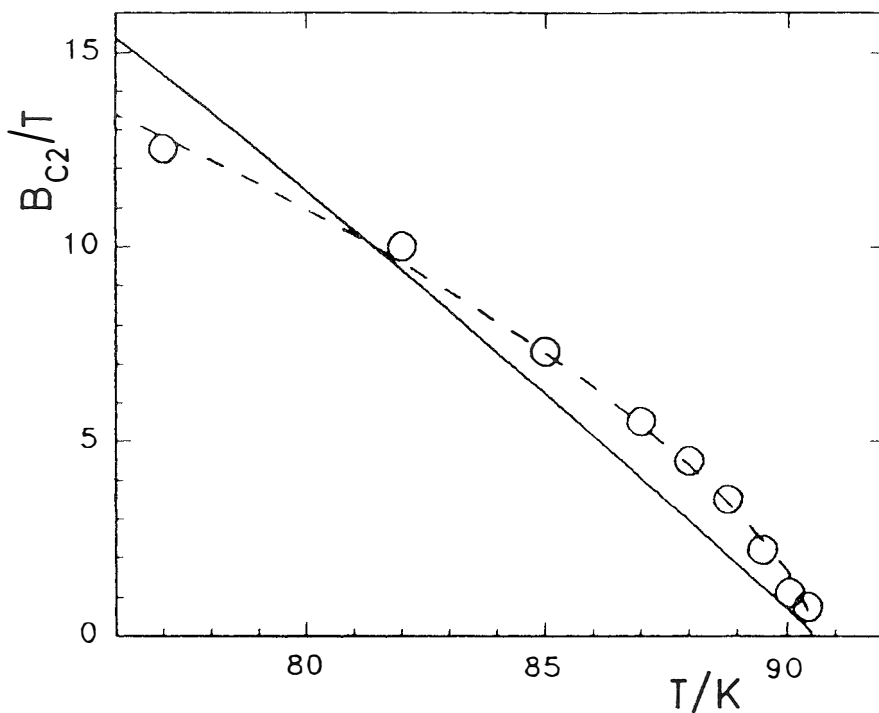
$$\frac{v}{v_{max}} = \frac{1 + i \frac{\omega_0}{\omega}}{1 + \frac{\omega_0^2}{\omega^2}} \tag{7}$$

Ovaj izraz vrijedi i u slučaju istosmjerne struje ($\omega=0$). Tada nazivnik divergira i virovi se ne gibaju. Za $\omega << \omega_0$, gibanje virova je neznatno, a u slučaju $\omega >> \omega_0$ virovi se gibaju gotovo maksimalnom brzinom. Mikrovalne su frekvencije uglavnom veće od frekvencija otpuštanja pa za naša mjerenja možemo smatrati da su blizu režima tečenja magnetskog toka. Vodljivost je u tom slučaju određena jednadžbom (3). Ona ima svoj realni i imaginarni dio. Uvrštena u relaciju za površinski otpor, tako određena vodljivost dat će ovisnost apsorpcije mikrovalova o magnetskom polju. Parametar $\omega \tau$ određen je na temelju temperaturne ovisnosti mikrovalne apsorpcije u odjeljku 6.1. Jedini parametar za prilagodbu teorijskih krivulja eksperimentalnim rezultatima ostaje gornje kritično polje $B_{c2}(T)$.

Ovo cijelo razmatranje može se primijeniti i na keramički uzorak. U poljima jačim od 10 mT slabe veze među zrnima ne predstavljaju nam smetnju pa se promjena apsorpcije može pripisati procesima unutar zrna. Prilagođavanje teorijskih krivulja eksperimentalnim rezultatima obavljeno je za keramički uzorak u području magnetskih polja jakosti iznad 10 mT . Tako dobivene krivulje za razne temperature prikazane su na slici 6.7.



Slika 6.7. Teorijske krivulje temperaturne i magnetske ovisnosti površinskog otpora dobivene usporedbom s eksperimentalnim krivuljama sa slike 5.3.



Slika 6.8. Temperaturna ovisnost gornjeg kritičnog polja za keramički uzorak $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Puna crta predstavlja ovisnost po paraboličkom zakonu $B_{c2}(t) = B_{c2}(0)(1-t^2)$, uz $B_{c2}(0) = 51,9$ T. Isprekidana crta predstavlja ovisnost po empirijskom zakonu $B_{c2}(t) = B_{c2}(0)(1-t^2)^\alpha$, uz $B_{c2}(0) = 30,4$ T i $\alpha = 0,67$.

Gornja kritična polja određena na taj način prikazana su na slici 6.8. Pomoću relacije $B_{c2}(T) = B_{c2}(0)(1-t^2)$ možemo odrediti kritično polje na temperaturi $T=0$ i dobivamo $B_{c2}(0) = 51,9$ T. Budući da je riječ o keramičkom uzorku, ta vrijednost B_{c2} uprosječena je vrijednost za razne orijentacije zrna.

Pogledamo li bolje sliku 6.8, uočiti ćemo da vrijednosti za kritična polja $B_{c2}(T)$ sustavno odstupaju od paraboličkog zakona $1-t^2$. Stoga smo tim vrijednostima pokušali prilagoditi empirijski zakon $B_{c2}(T) = B_{c2}(0)(1-t^2)^\alpha$. Takvo prilagođavanje prikazano je u slici

6.8 isprekidanom crtom. Dobivene vrijednosti su $B_{c2}(0)=30,4\text{ T}$ i $\alpha=0,67$.

Zanimljivo je usporediti efektivnu vodljivost danu jednadžbom (3) s rezultatima što su ih dobili Portis⁵⁵ i drugi autori.^{76,77} Efektivna otpornost u njihovim radovima sadrži dva člana od kojih je drugi ekvivalentan drugom članu u jednadžbi (3). Međutim, za prvi član u efektivnoj otpornosti ti su autori uzeli izraz koji je proporcionalan kvadratu Londonove dubine prodiranja, λ_L . To je ekvivalentno stavljanju izraza $1/(-i\sigma_2)$ za prvi član jednadžbe (3). Taj član ne sadrži ovisnost o magnetskom polju, pa je magnetska ovisnost efektivne otpornosti nepotpuna. Nadalje, tako predložena efektivna otpornost ne zadovoljava granične slučajeve $T = T_c$ i $B = B_{c2}$. Usto, ona daje lošije slaganje s eksperimentalnim krivuljama nego što to daje efektivna vodljivost iz jednadžbe (3).

6.3.2. Modulirana mikrovalna apsorpcija

Izravno opaženu ovisnost apsorpcije mikrovalova u monokristalu u prošlom smo odjeljku opisali modelom gibanja virova u režimu tečenja magnetskog toka. To znači da je frekvencija mikrovalnog zračenja mnogo veća od frekvencije otpuštanja $\omega_0=k/\eta$. U ovom ćemo odjeljku vidjeti da ta aproksimacija vrijedi, ali da se zbog velike osjetljivosti detekcije moduliranog signala mogu opaziti efekti zapinjanja virova čak i u mikrovalnom području.

Signali modulirane mikrovalne apsorpcije u monokristalu prikazani su na slici 5.17. Na temperaturama neposredno ispod temperature supravodljivog prijelaza, ti signali predstavljaju prvu derivaciju signala izravno mjerene apsorpcije, prikazanih na slici 5.7. Na tim temperaturama modulirani signali ne pokazuju histerezu. Međutim, snižavanjem temperature modulirani signali počinju pokazivati histerezu za posmak magnetskog polja na

više, odnosno na niže vrijednosti. Ta se histereza ne može objasniti derivacijom apsorpcijske krivulje jer bi integriranje tih signala po cijelom području magnetskog polja dalo goleme razlike u apsorpcijskim linijama, što nije opaženo izravnim mjerenjem.

Da bismo bolje proučili moduliranu mikrovalnu apsorpciju, morat ćemo razmotriti gibanje vira magnetskog toka u miješanom stanju supravodiča II. vrste. Glavni mehanizam disipacije u miješanom stanju je viskozno gušenje gibanja vira. Virovi u rešetki međudjeluju sa svojim susjedima povratnom silom uzrokovanom zapinjanjem i kratkodosežnom elastičnom silom. Općenito će ta povratna sila biti proizvoljna neparna funkcija pomaka vira iz ravnotežnog položaja. Diferencijalna jednadžba gibanja za jedan vir magnetskog toka bit će:

$$m\ddot{x} + \eta\dot{x} + F(x) = J_{tot}\Phi_0 \quad (8)$$

Ovdje je m efektivna masa vira po jedinici duljine, η je viskoznost, $x(t)$ je pomak vira iz ravnotežnog položaja, a J_{tot} je ukupna gustoća struje koja tjera virove na gibanje.

Prema Beanovu modelu kritičnog stanja,²⁷ prilikom uspostave magnetskog polja oko supravodiča, u njemu se pojavljuje gradijent magnetskog polja koji je određen kritičnom gustoćom struje za taj materijal. Zato gustoća magnetskog toka u uzorku može biti manja ili veća od gustoće toka izvan uzorka, ovisno o tome je li vanjsko polje uspostavljeno povećanjem ili smanjenjem magnetskog polja. Prema tome, o povijesti uspostavljanja magnetskog polja ovisi smjer struje koja teče uzorkom da bi stvorila gradijent magnetske indukcije.

Zbog termičkih pobuđenja, gradijent magnetske indukcije neće biti određen kritičnom gustoćom struje, nego će biti manji. Naime, magnetski tok tzv. "puzanjem" nastoji smanjiti gradijent. Stoga se gustoća struje koja teče uzorkom smanjuje u vremenu po logaritamskom zakonu.

Razmotrimo sada stvarnu situaciju u našem eksperimentu. Magnetsko polje povećava se (ili smanjuje) konstantnom brzinom. Kada ne bi bilo puzanja magnetskog toka, uzorkom bi u svakom trenutku tekla kritična gustoća struje tako da bi gradijent magnetske indukcije bio stalan. Taj gradijent ne bi ovisio o brzini posmaka polja. Međutim, puzanje toka je prisutno i ono smanjuje gradijent. Uspostavlja se dinamička ravnoteža između povećanja gradijenta zbog posmaka polja i smanjenja gradijenta zbog puzanja toka. Ta će dinamička ravnoteža ovisiti o brzini posmaka polja. Spomenuta pojava opisana je ranije (Požek i suradnici⁷⁸). Prema tome, gustoća struje koja teče uzorkom ovisit će o brzini posmaka polja, a njezin smjer o smjeru posmaka polja. Označimo tu gustoću struje sa J_0 . Ako je J_0 jedina struja koja tjera virove na gibanje, pomak virova iz ravnotežnog položaja dostići će svoju stacionarnu vrijednost x_0 tako da će vrijediti:

$$F(x_0) = J_0 \Phi_0 \quad (9)$$

Uključivanje modulacije magnetskog polja djeluje kao povećanje brzine posmaka, pa možemo pisati

$$J_{tot} = J_0 + J_M e^{i\omega_M t} \quad (10)$$

gdje je ω_M frekvencija modulacije magnetskog polja. Uz pretpostavku da je modulationska struja J_M po amplitudi mnogo manja od J_0 , rješenje diferencijalne jednadžbe možemo potražiti u obliku $x_{tot} = x_0 + x_M \exp(i\omega_M t)$. Za x_M se dobiva

$$x_M = J_M \Phi_0 \frac{\left. \frac{\partial F}{\partial x} \right|_0 - m \omega_M^2 - i \eta \omega_M}{\left(\left. \frac{\partial F}{\partial x} \right|_0 - m \omega_M^2 \right)^2 + \eta^2 \omega_M^2} \tag{11}$$

gdje oznaka $\left. \right|_0$ znači da je derivacija sile uzeta na mjestu x_0 . U slučaju harmoničke sile, $F(x)=kx$, derivacija je konstantna pa iznos pomaka vira iz ravnotežnog položaja nema utjecaja na rješenje za x_M (tj. x_M ne ovisi o J_0). Međutim, u slučaju neharmoničke elastične sile, x_M će ovisiti o x_0 . U području modulacijske frekvencije, $\omega_M/2\pi=10^5$ Hz, povratna sila dominira nad inercijalnom i viskoznom, tj. $\omega_M \ll \left| \partial F/\partial x \right|/\eta \ll \eta/m$, pa vrijedi:

$$x_M(t) = \frac{J_M \Phi_0}{\left. \frac{\partial F}{\partial x} \right|_0} e^{i \omega_M t} \tag{12}$$

To znači da je $x_M(t)$ u vremenskoj fazi s $J_M(t)$, što je ekvivalentno adijabatskoj aproksimaciji

$$F(x_0+x_M(t)) = (J_0 + J_M(t)) \Phi_0 \tag{13}$$

Sada kad smo odredili odziv virova na posmak magnetskog polja i na modulaciju, možemo proučiti odziv takvog sistema na mikrovalove. Budući da je period mikrovalova kraći od vremena potrebnog za nukleaciju virova,⁷⁹ inducirana mikrovalna struja bit će površinska struja zasjenjenja mikrovalnog magnetskog polja $h \cdot \exp(i \omega t)$. Gustoća i dubina prodiranja mikrovalne struje određena je efektivnom vodljivošću koja je izvedena u prošlom odjeljku.

Ukupna gustoća struje koja tjera virove na gibanje je

$$J_{tot} = J_0 + J_M e^{i\omega_M t} + J e^{i\omega t} \tag{14}$$

a rješenje diferencijalne jednačbe tražimo u obliku $x_{tot}=x_0+x_M(t)+x\cdot exp(i\omega t)$. Rješenje za x glasi:

$$x = J\Phi_0 \frac{\left. \frac{\partial F}{\partial x} \right|_{0M} - m\omega^2 - i\eta\omega}{\left(\left. \frac{\partial F}{\partial x} \right|_{0M} - m\omega^2 \right)^2 + \eta^2\omega^2} \tag{15}$$

gdje $|_{0M}$ znači da je derivacija uzeta na mjestu $x_0+x_M(t)$. Za harmoničku povratnu silu amplituda mikrovalnih oscilacija virova bila bi neovisna o J_0 i J_M . Međutim, ako je sila neharmonička, oscilacije virova mikrovalnom frekvencijom ovisit će o brzini posmaka magnetskog polja i amplitudi modulacije.

Mikrovalna snaga koja se apsorbira po jedinici duljine jednog vira dana je relacijom:

$$P(t_a) = \frac{1}{2}\eta\omega^2 \langle x(t_a)x^*(t_a) \rangle \tag{16}$$

Ovdje t_a označava "adijabatsko" vrijeme, tj. vrijeme mjereno na skali modulacijskog perioda. Budući da za mikrovalne frekvencije još uvijek možemo zanemariti inercijalni član, tj. $m\omega^2 \ll \left| \frac{\partial F}{\partial x} \right|$, $\eta\omega$, apsorbirana snaga po jedinici duljine jednog vira iznosi

$$P(t_a) = \frac{1}{2}\eta\omega^2 \frac{J^2\Phi_0^2}{\left(\left. \frac{\partial F}{\partial x} \right|_{0M} \right)^2 + \eta^2\omega^2} \tag{17}$$

U našem eksperimentu modulaćijsko magnetsko polje uvijek je paralelno istosmjernom dok je mikrovalno polje okomito na njih. Stoga će inducirana mikrovalna gustoća struje $\vec{J}$ na nekim dijelovima uzorka biti paralelna gustoćama struja $\vec{J}_0 + \vec{J}_M$, a na nekim će dijelovima teći pod kutom u odnosu na njih.

Ako kut između $\vec{J}_0 + \vec{J}_M$ i $\vec{J}$ označimo s α , onda je mikrovalna snaga apsorbirana po jedinici duljine jednog vira dana izrazom:

$$P(\alpha, t_a) = \frac{1}{2} \eta \omega^2 J^2 \Phi_0^2 \left[\frac{\cos^2 \alpha}{\left(\left. \frac{\partial F}{\partial x} \right|_{0M} \right)^2 + \eta^2 \omega^2} + \frac{\sin^2 \alpha}{\eta^2 \omega^2} \right] \quad (18)$$

Aproksimirajmo naš monokristal diskom radijusa R i debljine d čija je os c paralelna istosmjernom i modulaćijskom polju. Neka je istosmjerno magnetsko polje u smjeru osi z , a mikrovalno polje u smjeru osi y . Posmak istosmjernog polja inducira struju $\vec{J}_0 = J_0 \hat{\phi}$, a modulaćijsko polje inducira struju $\vec{J}_M(t) = J_M \cdot \exp(i\omega_M t) \cdot \hat{\phi}$. Mikrovalno polje inducira struju $\vec{J} = J(z) \cdot \exp(i\omega t) \cdot \hat{x}$, gdje je $\hat{x} = \hat{r} \cos \varphi - \hat{\phi} \sin \varphi$. Vektori $\hat{x}$, $\hat{y}$ i $\hat{z}$ određuju Kartezijev koordinatni sustav, a $\hat{r}$, $\hat{\phi}$ i $\hat{z}$ odgovarajući cilindrični sustav. Kut između $\vec{J}$ i $\vec{J}_0 + \vec{J}_M$ iznosi $\alpha = 90 + \varphi$.

Gustoća mikrovalne struje i njena dubina prodiranja određena je relacijom¹⁶

$$J(z) = \frac{h}{\delta} (1+i) e^{-\frac{z}{\delta} (1+i)} \quad (19)$$

gdje je δ kompleksna dubina prodiranja

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu_0 \omega \sigma_{eff}}} \quad (20)$$

određena efektivnom vodljivošću iz prošlog odjeljka. Uvrštavanjem relacije (19) u (18) dobivamo snagu apsorbiranu po jediničnoj duljini jednog vira na određenoj dubini uzorka $P(\alpha, z, t_a)$. Ukupna apsorbirana snaga dobiva se integriranjem po svim virovima u uzorku:

$$P_{tot}(t_a) = 2 \int_0^{d/2} dz \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^R r dr \frac{B(r, t_a)}{\Phi_0} P(\alpha, z, t_a) \quad (21)$$

Ovdje $B(r, t_a)/\Phi_0$ predstavlja lokalnu gustoću virova, a faktor 2 ispred integrala označava integraciju s obje strane uzorka.

Apsolutna vrijednost dubine prodiranja, $|\delta|$, ovisi o magnetskom toku u uzorku i o temperaturi, ali se kreće od Londonove dubine prodiranja λ_L , na niskim temperaturama u odsutnosti magnetskog polja, do dubine prodiranja u normalni metal δ_n , na poljima blizu B_{c2} i temperaturama blizu T_c . Dakle, δ se kreće u rasponu od $0,1 \mu m$ do $3 \mu m$. Debljina našeg uzorka je $30 \mu m$ pa možemo reći da je $d/2 \gg \delta$ u oba granična slučaja. Tada integraciju po osi z u (21) možemo protegnuti do $d = \infty$. Rezultat integriranja je:

$$P_{tot}(t_a) = \frac{1}{2} \eta \omega^2 R^2 \pi g(\bar{B}) \Phi_0 \frac{h^2}{|\delta_0|} \left[\frac{1}{\left(\left. \frac{\partial F}{\partial x} \right|_{0M} \right)^2 + \eta^2 \omega^2} + \frac{1}{\eta^2 \omega^2} \right] \quad (22)$$

Ovdje δ_0 predstavlja dubinu prodiranja mikrovalova u odsutnosti magnetskog polja, a ovisnost dubine prodiranja δ o magnetskom polju uvrštena je u funkciju $g(\bar{B})$. $\bar{B}$ predstavlja srednju gustoću magnetskog toka u uzorku.

U slučaju kada nema modulacije, a $|\partial f / \partial x| \ll \eta^2 \omega^2$, ova relacija za P_{tot} ekvivalentna je izrazu:

$$P_{tot} = \frac{1}{2} R_s h^2 2R^2 \pi \quad (23)$$

u kojem je R_s površinski otpor određen u odjeljku 6.3.1, h je mikrovalno polje na površini uzorka, a $2R^2\pi$ je ukupna površina uzorka. Površinski otpor proporcionalan je funkciji $g(\vec{B})$.

Ako je uključena modulacija magnetskog polja, možemo pisati $B(t_a)=B+B_M \cdot \exp(i\omega_M t_a)$.

Razvojem funkcije $g(\vec{B})$ do prvog reda u B_M dobivamo

$$g(\vec{B}(t_a)) = g(\vec{B}) + \frac{dg}{dB} B_M e^{i\omega_M t_a} \quad (24)$$

Izlazni signal iz faznog pojačala bit će prva derivacija funkcije $g(\vec{B})$ po magnetskom polju, tj. prva derivacija izravno opaženog apsorpcijskog signala. Međutim, histerezu opaženu na nižim temperaturama ne bismo mogli objasniti prvom derivacijom apsorpcijskog signala.

Stoga ćemo obratiti pozornost na drugi dio jednadžbe (22). Očito je da u razmatranju modulirane mikrovalne apsorpcije ne smijemo zanemariti član $(\partial F/\partial x) |_{0M}$. Štoviše, zanimat će nas anharmoničnost povratne sile. Razvojem $(\partial F/\partial x) |_{0M}$ oko x_0 dobivamo:

$$\frac{\partial F}{\partial x} \Big|_{0M} = \frac{\partial f}{\partial x} \Big|_0 + \frac{\partial^2 F}{\partial x^2} \Big|_0 u_M e^{i\omega_M t} \quad (25)$$

Budući da nas zanima prvi harmonik fazne detekcije, napisat ćemo onaj član koji stoji uz $\exp(i\omega_M t)$:

$$P_{\omega_M} = - \frac{R^2 \pi h^2 \eta \omega^2 \Phi_0 g(\vec{B})}{|\delta_0|} \frac{J_M \Phi_0}{\left[\eta^2 \omega^2 + \left(\frac{\partial F}{\partial x} \Big|_0 \right)^2 \right]} \frac{\partial^2 F}{\partial x^2} \Big|_0 \quad (26)$$

Ovdje nedostaje član koji potječe od dg/dB , ali nas on ne zanima jer neće pridonijeti histerezi.

Prilikom promjene smjera posmaka magnetskog polja, gustoća struje $\bar{J}_0$ mijenja smjer, čime uzrokuje promjenu ravnotežnog položaja virova iz x_0 u $-x_0$. Budući da je $F(x)$ neparna funkcija, izraz u jednadžbi (26) promijenit će predznak. Stoga će razina signala na izlazu iz faznog detektora biti promijenjena. Tako će nastati histereza moduliranog signala u iznosu $2 P_{\omega M}$. Kada bi povratna sila bila harmonična, $F(x) = kx$, njena druga derivacija bi iščezavala pa ne bi postojala histereza tog tipa. Stoga možemo reći da je histereza koja ovisi o posmaku magnetskog polja pokazatelj neharmoničnosti sile zapinjanja virova.

Proučavanjem mikrovalnog magnetootpora keramičkog uzorka u poljima jačim od 10 mT možemo doći do kvalitativnih spoznaja o ponašanju monokristala $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ u miješanom stanju. Budući da je keramički uzorak mnogo veći od monokristala, njegovo proučavanje znatno popravlja odnos signal/šum pa možemo otkriti potankosti mikrovalnih svojstava. Tu smo činjenicu već iskoristili u razmatranju izravno opažene apsorpcije mikrovalova koje smo proveli u odjeljku 6.3.1. Slično vrijedi i za proučavanje moduliranog signala. Histereza koja se javlja prilikom promjene smjera posmaka magnetskog polja može se poistovjetiti s takvom histerezom u monokristalu. U prošlom smo odjeljku pokazali da objašnjenje te histereze mora uključiti silu zapinjanja, ma koliko mala ona bila, te da ta sila mora biti anharmonička. U monokristalu je histereza jedva opaziva. U keramičkom uzorku ona je dovoljno izražena da se može proučavati. Za male amplitude modulacije iznos histereze dan je jednadžbom (26).

Neki su se autori⁷³ služili iznosom histereze za određivanje gustoće struje J_0 , točnije, za određivanje ovisnosti J_0 o brzini posmaka polja. U tom je slučaju moguće odrediti brzinu

puzanja magnetskog toka. Prilikom tih razmatranja valja biti oprezan. Naime, vidjeli smo da su širina histereze i J_0 povezane relacijom (26). Struja J_0 određuje položaj x_0 na kojem se određuje prva i druga derivacija sile $F(x)$, ali da bismo mogli odrediti ovisnost širine histereze o J_0 , morali bismo znati analitički oblik sile $F(x)$. Štoviše, kad bi sila bila harmonička, ne bismo opazili nikakvu histerezu. Stoga širina histereze u prvom redu može biti mjera neharmoničnosti potencijala zapinjanja, a tek onda struje J_0 .

7. Zaključci

Proučavana je temperaturna i magnetska ovisnost mikrovalova u keramičkom uzorku i monokristalu visokotemperaturnog supravodiča $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

Eksperimentalno utvrđena temperaturna ovisnost mikrovalne apsorpcije u odsutnosti magnetskog polja može se dobro opisati modelom dviju tekućina. Vrijeme relaksacije impulsa elektrona u normalnom stanju određeno je iz eksperimentalnih podataka na $\tau \approx 2 \cdot 10^{-12} \text{ s}$ u monokristalu, odnosno $\tau \approx 0.8 \cdot 10^{-12} \text{ s}$ u keramičkom uzorku.

Magnetska ovisnost mikrovalne apsorpcije mjerena je pri raznim temperaturama na istoj apsolutnoj skali apsorpcije. U slučaju keramičkog uzorka razlikuju se dva područja: područje slabih magnetskih polja (do 10 mT) i područje jačih polja (iznad 10 mT). U slabim magnetskim poljima opaža se izrazit minimum apsorpcije, dok je u jačim poljima magnetska ovisnost mikrovalne apsorpcije blaga. U slučaju monokristala, magnetska ovisnost mikrovalne apsorpcije u cijelom području pokazuje značajke svojstvene keramičkom uzorku u jakim magnetskim poljima.

Snažna ovisnost mikrovalne apsorpcije u keramičkom uzorku o slabim magnetskim poljima pripisana je slabim vezama između supravodljivih zrna. Detekcija mikrovalne apsorpcije pomoću modulacije magnetskog polja pokazuje neobičnu histerezu signala prilikom posmaka polja prema višim, odnosno nižim vrijednostima. Modulirani se signal sastoji od dviju komponenata: reverzibilne i ireverzibilne. Reverzibilna komponenta, koja linearno raste s amplitudom modulacije, predstavlja derivaciju apsorpcijske linije opažene izravnim mjerenjem. Ireverzibilna komponenta, koja se opaža pri malim amplitudama modulacije, a nestaje pri velikim, nema analogona u izravnom mjerenju. Signal opažen u drugom harmoniku fazne detekcije ne pokazuje histerezu pri malim amplitudama modulacije,

dok se pri većim amplitudama javlja mala histereza. Da bi se objasnili signali mikrovalne apsorpcije u slabim magnetskim poljima, predložen je model mreže Josephsonovih spojeva u magnetskom polju. Taj model vrlo dobro opisuje sve pojave opažene kako izravnim mjerenjem, tako i mjerenjem pomoću modulacije magnetskog polja u prvom i drugom harmoniku fazne detekcije.

Magnetska ovisnost mikrovalne apsorpcije u jakim poljima pripisuje se viskoznom gušenju gibanja virova. Za opis temperaturne i magnetske ovisnosti površinskog otpora predložen je model efektivne kompleksne vodljivosti za supravodiče II. vrste u miješanom stanju. Taj model dobro opisuje ovisnost mikrovalne apsorpcije opažene izravnim mjerenjem. Njegovom primjenom moguće je odrediti gornje kritično polje H_{c2} . Potrebno je naglasiti da u ovim mjerenjima nije nužno raspolagati velikim poljima. H_{c2} se može odrediti iz početnog dijela ukupne krivulje mikrovalnog magnetootpora. Ono je određeno za keramički uzorak pri temperaturama iznad 77 K. Uz pretpostavku da temperaturna ovisnost H_{c2} slijedi parabolični zakon $(1-t^2)$, gornje kritično polje pri temperaturi $T=0$ K procijenjeno je na $H_{c2}(0)=51,9$ T. S obzirom na to da eksperimentalni rezultati sustavno odstupaju od paraboličnog zakona, predložena je empirijska ovisnost $(1-t^2)^\alpha$. Uz eksponent $\alpha=0,67$, dobiva se vrijednost $H_{c2}(0)=30,4$ T. Primjenom modulacije magnetskog polja također se opaža neobična histereza koja nema analogona u signalu izravno mjerene apsorpcije. Pokazano je da se za objašnjenje te histereze mora uzeti u obzir sila zapinjanja virova (čak i na mikrovalnim frekvencijama) te da se opažanje te histereze može uzeti kao indirektan dokaz neharmoničnosti sile zapinjanja.

8. Literatura

1. J. G. Bednorz i K. A. Müller, *Z. Phys.* **B64**, 189 (1986)
2. H. London, *Proc. Roy. Soc.* **A176**, 522 (1940)
3. J. I. Gittleman i B. Rosenblum, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 467 (1966)
4. H. Kamerlingh Onnes, *Leiden Comm.* 120b, 122b, 124c (1911)
5. W. Meissner i R. Ochsenfeld, *Naturwiss.* **21**, 787 (1933)
6. B. D. Josephson, *Phys. Lett.* **1**, 251 (1962)
7. R. G. Chambers, *Proc. Roy. Soc.* **A215**, 481 (1952)
8. F. London i H. London, *Proc. Roy. Soc.* **A149**, 71 (1935)
9. A. B. Pippard, *Proc. Roy. Soc.* **A216**, 547 (1953)
10. L. N. Cooper, *Phys. Rev.* **104**, 1189 (1956)
11. J. Bardeen, L. N. Cooper i J. R. Schrieffer, *Phys. Rev.* **108**, 1175 (1957)
12. M. Tinkham u "Introduction to Superconductivity", McGraw-Hill, New York, 1975
13. C. J. Gorter i H. B. G. Casimir, *Z. Tech. Phys.* **15**, 539 (1934)
14. R. E. Glover i M. Tinkham, *Phys. Rev.* **108**, 243 (1957)
15. D. C. Mattis i J. Bardeen, *Phys. Rev.* **111**, 412 (1958)
16. J. D. Jackson u "Classical Electrodynamics", John Wiley & Sons, New York, 1967
17. J. I. Gittleman i B. Rosenblum, *Proc. IEEE* **52**, 1138 (1964)
18. G. E. H. Reuter i E. H. Sondheimer, *Proc. Roy. Soc.* **A195**, 336 (1948)
19. R. B. Dingle, *Physica* **19**, 311 (1953)
20. P. B. Miller, *Phys. Rev.* **118**, 928 (1960)
21. J. Halbritter, *Z. Phys.* **266**, 209 (1974)
22. J. Goebels i J. Hasse, *Z. Phys.* **B27**, 233 (1977)

23. J. J. Chang i D. J. Scalapino, *Phys. Rev.* **B40**, 4299 (1989)
24. V. L. Ginsburg i L. D. Landau, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **20**, 1064 (1950)
25. L. P. Gorkov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **36**, 1918 (1957)
26. A. A. Abrikosov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **32**, 1442 (1957)
27. C. P. Bean, *Phys. Rev. Lett.* **8**, 250 (1962)
28. J. Bardeen i M. J. Stephen, *Phys. Rev.* **140**, A1197 (1965)
29. H. Suhl, *Phys. Rev. Lett.* **14**, 226 (1965)
30. J. I. Gittleman i B. Rosenblum, *J. Appl. Phys.* **39**, 2617 (1968)
31. Y. Shapira i L. J. Neuringer, *Phys. Rev.* **154**, 375 (1966)
32. M. Tinkham u "Introduction to Superconductivity", McGraw-Hill, New York, 1975, napomena na str. 194
33. T. Van Duzer i C. W. Turner u "Principles of Superconductive Devices and Circuits", Elsevier, New York, 1984, odjeljak 4.05
34. C. P. Poole u "Electron Spin Resonance", John Wiley & Sons, New York, 1983
35. M. K. Wu, Y. R. Ashburn, C. J. Torng, P. H. Hor, R. L. Meng, L. Gao, Z.J. Huang, Y. Q. Wang i C. W. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 908 (1987)
36. H. Maeda, Y. Tanaka, M. Fukutomi i T. Asano, *Jpn. J. Appl. Phys.* **4**, L209 (1988)
37. Z. Z. Sheng i A. M. Herman, *Nature* **332**, 138 (1988)
38. R. J. Cava et al., *Nature* **336**, 814 (1989)
39. Y. Tokura, H. Tokagi i S. Uchida, *Nature* **337**, 345 (1989)
40. B. W. Veal, A. P. Paulikas, J. W. Downey, H. Claus, K. Vandervoort, G. Tomlins, H. Shi, M. Jensen i L. Morss, *Physica C* **162-164**, 97 (1989)
41. J. Niemeyer, M. R. Dietrich i C. Politis, *Z. Phys.* **B67**, 155 (1987)

42. B. Pümpin, H. Keller, W. Kündig, W. Odermatt, I. M. Savić, J. W. Schneider, H. Simmler, P. Zimmermann, J. G. Bednorz, Y. Maeno, K. A. Müller, C. Rossel, E. Kaldis, S. Rusiecki, W. Assmus i J. Kowalewski, *Physica C* **162-164**, 151 (1989)
43. S. Sridhar, D. H. Wu i W. Kennedy, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1873 (1989)
44. A. Yamagishi et al., *Physica C* **153-155**, 1459 (1988)
45. U. Welp, W. K. Kwok, G. W. Crabtree, K. G. Vandervoort i J. Z. Liu, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1908 (1989)
46. L. Krusin-Elbaum, A. P. Malozemoff, Y. Yeshurun, D. C. Cronmeyer i F. Holtzberg, *Phys. Rev.* **B39**, 2963 (1989)
47. M. Naito, A. Matsuda, K. Kitazawa, S. Kambe, I. Tanaka i H. Kojima, *Phys. Rev.* **B41**, 4823 (1990)
48. M. Oda, Y. Hidaka, M. Suzuki i T. Murakami, *Phys. Rev.* **B38**, 252 (1988)
49. K. Nakao, N. Miura, K. Tatsuhara, H. Takeja i H. Takei, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 97 (1989)
50. S. W. Tozer, A. W. Kleinsasser, T. Penney, D. Kaiser i F. Holtzberg, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1768 (1987)
51. N. Brničević, M. Paljević, Ž. Ružić-Toroš, M. Tonković, A. Kashta, M. Prester i E. Babić, *Solid State Commun.* **66**, 633 (1988)
52. S. H. Glarum, L. F. Schneemeyer i J. V. Waszczak, *Phys. Rev.* **B41**, 1873 (1990)
53. R. Marcon, R. Fastampa i M. Giura, *Europhys. Lett.* **11**, 561 (1990)
54. E. Silva, R. Fastampa, M. Giura i R. Marcon, *Physica C* **173**, 145 (1991)
55. A. M. Portis, K. W. Blazey, K. A. Müller i J. G. Bednorz, *Europhys. Lett.* **5**, 467 (1988)
56. Y. Maniwa, A. Grupp, F. Hentsch i M. Mehring, *Physica C* **156**, 755 (1988).

57. R. Fastampa, M. Giura, R. Marcon i C. Maticcotta, *Europhys. Lett.* **9**, 719 (1989).
58. E. J. Pakulis i T. Osada, *Phys. Rev.* **B37**, 5940 (1988)
59. M. Giura, R. Fastampa, R. Marcon i E. Silva, *Physica C* **185-189**, 2253 (1991)
60. S. V. Bhat, P. Ganguly, T. V. Ramakrishnan i C. N. R. Rao, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **20**, L559 (1987)
61. J. Stankowski, P. K. Kahol, N. S. Dalal i J. S. Moodera, *Phys. Rev.* **B36**, 7126 (1987)
62. K. W. Blazey, K. A. Müller, J. G. Bednorz, A. Vera i F. C. Maticcotta, *Phys. Rev.* **B36**, 7241 (1987).
63. A. Dulčić, B. Leontić, M. Perić i B. Rakvin, *Europhys. Lett.* **4**, 1403 (1987)
64. M. Perić, B. Rakvin, M. Prester, N. Brničević i A. Dulčić, *Phys. Rev.* **B37**, 522 (1988)
65. K. Khachaturyan, E. R. Weber, P. Tejedor, A. M. Stacy i A. M. Portis, *Phys. Rev.* **B36**, 8309 (1987)
66. K. W. Blazey, A. M. Portis i J. G. Bednorz, *Solid State Commun.* **65**, 1153 (1988)
67. S. H. Glarum, J. H. Marshall i L. F. Schneemeyer, *Phys. Rev.* **B37**, 7491 (1988)
68. M. Požek, A. Dulčić i B. Rakvin, *Solid State Commun.* **70**, 889 (1989)
69. A. Dulčić, B. Rakvin i M. Požek, *Europhys. Lett.* **10**, 593 (1989)
70. B. Rakvin, M. Požek, M. Paljević i N. Brničević, *Solid State Commun.* **70**, 729 (1989)
71. M. Požek, A. Dulčić i B. Rakvin, *Physica C* **169**, 95 (1990)
72. Y. N. Schvachko, D. Z. Khusainov, A. A. Romanyukha i V. V. Ustinov, *Solid State Commun.* **69**, 611 (1989)

- 73. P. Erhart, B. Senning, S. Mini, L. Fransioli, F. Waldner, J. E. Drumheller, A. M. Portis, E. Kaldis i R. Rusiecki, *Physica C* **185-189**, 2233 (1991)
- 74. A.I. Tsapin, S. V. Stepanov i L. A. Blumenfeld, *Phys. Lett. A* **132**, 375 (1988)
- 75. A. Dulčić, R.H. Crepeau, J. H. Freed, L. F. Schneemeyer i J. V. Waszczak, *Phys. Rev. B* **42**, 2155 (1990)
- 76. M. W. Coffey i J. R. Clem, *IEEE Trans. Magn.* **27**, 2136 (1991)
- 77. E. H. Brandt, *Physica C* **185-189**, 270 (1991)
- 78. M. Požek, I. Ukrainczyk, B. Rakvin i A. Dulčić, *Europhys. Lett.* **16**, 683 (1991)
- 79. N.C.Yeh, *Phys. Rev. B* **43**, 523 (1991)

Sažetak

Sustavno je proučavana temperaturna i magnetska ovisnost apsorpcije mikrovalova u keramičkom uzorku i monokristalu visokotemperaturnog supravodiča $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

Magnetska ovisnost mikrovalne apsorpcije mjerena je pri raznim temperaturama na istoj apsolutnoj skali apsorpcije. Za razliku od ovisnosti apsorpcije u monokristalu, u slučaju keramičkog uzorka razlikuju se dva područja: područje slabih magnetskih polja (do 10 mT), u kojem dominiraju procesi u intergranularnom mediju, i područje jačih polja (iznad 10 mT), gdje dominiraju procesi u supravodljivim zrnima.

Fenomeni mikrovalne apsorpcije u slabim magnetskim poljima objašnjeni su pomoću modela mreže Josephsonovih spojeva u magnetskom polju. Taj model vrlo dobro opisuje sve pojave opažene kako izravnim mjerenjem tako i mjerenjem, pomoću modulacije magnetskog polja u prvom i drugom harmoniku fazne detekcije.

Magnetska ovisnost mikrovalne apsorpcije u jakim poljima pripisuje se viskoznom gušenju gibanja virova. Za opis temperaturne i magnetske ovisnosti površinskog otpora predložen je model efektivne kompleksne vodljivosti za supravodiče II. vrste u miješanom stanju, pomoću kojeg je određeno i kritično polje H_{c2} za keramički uzorak na temperaturama iznad 77 K . Primjenom modulacije magnetskog polja opažena je neobična histereza koja nema analogona u signalu izravno mjerene apsorpcije. Pokazano je da je ta histereza posljedica neharmoničnosti sile zapinjanja.

Summary

Temperature and magnetic field dependence of microwave absorption in single crystals and ceramic samples of high- T_c superconductor $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7.8}$ is studied systematically.

Magnetic field dependence of microwave absorption is measured at various temperatures on the same absolute absorption scale. Ceramic sample, contrary to the monocrystal, exhibits two absorption regions: low magnetic field region (up to 10 mT) dominated by the processes in intergranular medium and high magnetic field region (above 10 mT) dominated by the processes in superconductive grains, respectively.

Microwave absorption phenomena in low magnetic field region are explained by the network of Josephson junctions. All the phenomena observed by both direct and modulated microwave absorption in first and second harmonic lock-in detection are well described by this model.

Magnetic field dependence of microwave absorption in the high field region is ascribed to the viscous damping of vortex motion. The model of effective complex conductivity for the mixed state of type II superconductors is proposed for the explanation of temperature and magnetic field dependence of the surface resistance. The model is used for determination of the upper critical field H_{c2} for the ceramic sample at temperatures above 77 K . It is shown that the modulated absorption signal exhibits an unusual hysteresis, which has no analogon in the direct absorption signal. The hysteresis originates from the anharmonicity of the pinning force.

Životopis

Rođen sam 12. listopada 1962. godine u Zagrebu gdje sam završio osnovnu i srednju školu (Matematičko-informatički obrazovni centar). Godine 1988. diplomirao sam fiziku na Prirodoslovno-matematičkom fakultetu u Zagrebu. Iste godine zaposlen sam na Institutu "Ruđer Bošković", gdje i danas radim. Radio sam na istraživanju mikrovalne apsorpcije u visokotemperaturnim supravodičima te na određivanju distribucije magnetskog toka u blizini supravodiča pomoću ESR probe. Poslijediplomski studij prirodnih znanosti Sveučilišta u Zagrebu, smjer fizika, upisao sam 1989. godine i položio sve predviđene ispite. Objavio sam 11 znanstvenih radova od kojih su dva (EPR Detection of the Flux Distribution in Ceramic High- T_c Superconductors, *Solid State Commun.* **72**, 199 (1989) i Magnetic flux inhomogeneity in ceramic $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ superconductors studied by EPR, *Physica C* **170**, 166 (1990)) priznata kao ekvivalent magistarskog rada. Uz 11 radova u međunarodnim znanstvenim časopisima, objavio sam i četiri rada u zbornicima s konferencija. U rujnu 1991. godine izabran sam u znanstvenoistraživačko zvanje znanstveni asistent.

Popis objavljenih radova

1. B. Rakvin, M. Požek, M. Paljević i N. Brničević, "Magnetic Field Modulation Dependence of Zero Field Microwave Resonance in the High- T_c Superconductor $YBa_2Cu_3O_{6.93}$ ", *Solid State Commun.* **70**, 729 (1989)
2. M. Požek, A. Dulčić i B. Rakvin, "Effects of Alternating Magnetic Fields on the Microwave Absorption in Ceramic High- T_c Superconductors", *Solid State Commun.* **70**, 889 (1989)
3. B. Rakvin, M. Požek i A. Dulčić, "EPR Detection of the Flux Distribution in Ceramic High- T_c Superconductors", *Solid State Commun.* **72**, 199 (1989)
4. A. Dulčić, B. Rakvin i M. Požek, "Mechanisms of Field-Dependent Microwave Absorption in High- T_c Ceramic Superconductors", *Europhys. Lett.* **10**, 593 (1989)
5. D. Djurek, Z. Medunić, M. Manojlović, M. Prester, E. Babić, K. Zadro, B. Rakvin i M. Požek, "Investigation of Oxide Superconductor $Ca_2Bi_2SrCu_2O_x$ ", *Mod. Phys. Lett.* **B3**, 1135 (1989)
6. N. Brničević, P. Planinić, J. Veselić, M. Ćurić, M. Požek, A. Turković, R. Abt, E. Schweiger, V. Wippel, G. Leising, B. Stadlober i P. Knoll, "High- T_c Phase Stabilization in Bi-Ca-Sr-Cu-O Systems by Lead Doping", *J. Less-Comm. Metals* **150**, 261 (1989)
7. M. Požek, A. Dulčić i B. Rakvin, "Field-Modulated Microwave Absorption in Granular Superconductors: First and Second Harmonic Signals", *Physica C* **169**, 95 (1990)

8. N. Brničević, Lj. Tušek-Božić, P. Planinić, S. Popović, B. Rakvin, M. Požek i A. Dulčić, "Stabilization of orthorombic $\text{Ba}_2\text{YCu}_3\text{O}_{7-\delta}$ phase by the 5a group transition metal elements", *J. Less-Comm. Metals* **166**, 63 (1990)
9. B. Rakvin, M. Požek i A. Dulčić, "Magnetic flux inhomogeneity in ceramic $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ superconductors studied by EPR", *Physica C* **170**, 166 (1990)
10. M. Požek, I. Ukrainczyk, B. Rakvin i A. Dulčić, "Dynamic Measurements of Flux Creep and Flow in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ Single Crystals", *Europhys. Lett.* **16**, 683 (1991)
11. M. Požek, A. Dulčić i B. Rakvin, "Comparison of Direct and Modulated Microwave Magnetoresistance in Ceramic and Single Crystal $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ", *Physica C* **197**, 175 (1992)
12. A. Dulčić i M. Požek, "Effective microwave conductivity and magnetoresistance in high- T_c superconductors", poslano u *Europhys. Lett.*

PODACI O DOKTORSKOJ DISERTACIJI

I. AUTOR

Ime i prezime:	Miroslav Požek
Datum i mjesto rođenja:	12. 10. 1962., Zagreb
Ime oca i majke:	Jožef, Antonija
Naziv, mjesto i datum završetka srednje škole:	Matematičko informatički obrazovni centar Zagreb, 1981.
Naziv fakulteta i datum završetka nastave I. i II. stupnja:	Prirodoslovno-matematički fakultet Sveučilišta u Zagrebu diplom. 1988.; ekviv. magistr. 1991.
Sadašnje zaposlenje:	Znanstveni asistent u odjelu FEP Instituta "Ruđer Bošković"

II. DISERTACIJA

Naslov:	Magnetski ovisan odziv visokotemperaturnih supravodiča na mikrovalno zračenje
Broj stranica, slika, literature:	128 stranica, 33 slike, 79 bibl. podataka
Ustanova gdje je izrađena:	Institut "Ruđer Bošković"
Znanstvena disciplina iz koje je postignut doktorat znanosti:	Fizika
Znanstvena organizacija u kojoj je disertacija obranjena:	Prirodoslovno-matematički fakultet Sveučilišta u Zagrebu

III. OCJENA I OBRANA

Datum prijave teme:

Datum predaje rada:

Datum sjednice na kojoj je
disertacija prihvaćena:

Sastav komisije koja je rad
ocijenila:

Datum obrane rada:

Sastav komisije pred kojom je
rad obranjen:

Datum promocije: